Thermique et Décarbonation de l'industrie

Michel Gradeck
Vincent Schick

ACTES

du

Congrès Annuel de la Société Française de Thermique

SFT 2026

2-5 juin 2026
Nancy

Organisé par

LEMTA (UMR 7563 - CNRS - Université de Lorraine)

partie I

Préface

Parrainages

Le 34ème Congrès Annuel de la Société Française de Thermique, organisé par le LEMTA, a bénéficié du parrainage et du soutien financier des institutions et des organismes suivants :

Laboratoire Énergies & Mécanique Théorique et Appliquée (UMR 7563)
2 avenue de la Forêt de Haye
BP 90161
54505 Vandoeuvre-lès-Nancy cedex
https://lemta.univ-lorraine.fr/

CNRS
https://www.cnrs.fr

Université de Lorraine
https://www.univ-lorraine.fr

Région Grand-Est
Place Gabriel Hanoteau
57000 Metz
https://www.grandest.fr/

Métropole du Grand Nancy
22-24 Viaduc Kennedy
54000 Nancy
https://www.grandnancy.eu/accueil

Il a également reçu le soutien d'exposants-sponsors industriels :

THEMACS Ingénierie
2 bis rue Alfred Nobel
77420 Champs-sur-Marne, France
https://themacs-engineering.com
Contact : Jean-Pierre MONCHAU
☎ 06 29 82 44 34
✉ monchau@themacs.fr

LaVision GmbH
Anna-Vandenhoeck-Ring 19
37081 Göttingen, Germany
https://www.lavision.de/fr/
Contact : Cédric DEGOUET
✉ infofrance@lavision.com

COMSOL France
26 rue Gustave Eiffel
38000 Grenoble, France
https://www.comsol.com
Contact : Frédéric BERNARD
☎ 04 76 46 49 01
✉ frederic.bernard@comsol.fr

ImproveHeat
https://www.improveheat.com
Contact : Florian PICARD
☎ +33 6 40 77 72 71
✉ florian.picard@improveheat.com

Exosens
https://www.exosens.com/fr/brands/telops
Contact : Stéfanie GUERARD
☎ +1 (418) 864-7808
✉ s.guerard@exosens.com

Remerciements

Le Comité d'organisation du 34ème Congrès Annuel de la Société Française de Thermique adresse ses plus vifs remerciements :

- Au Conseil d'Administration et au Conseil Scientifique de la Société Française de Thermique pour leur soutien et leur confiance.
- À tous les membres du comité scientifique qui ont contribué à l'évaluation des communications.
- Aux relecteurs qui ont pris le temps de lire et d'expertiser les articles soumis au congrès.
- À nos partenaires institutionnels et industriels pour leur soutien.
- À tous les participants qui font de ce congrès un moment d'échange scientifique privilégié.

Le Comité d'organisation SFT 2026

Comité d'organisation

Équipe locale

Le congrès 34ème Congrès Annuel de la Société Française de Thermique s'est organisé par l'équipe locale du Laboratoire Énergies & Mécanique Théorique et Appliquée.

Président : Michel Gradeck
Vincent Schick

Membres : Olivier Farges - Communications scientifiques - Site web
Christelle Moine - Communication et logistique évènementielle
Ludovic Buhler
Virginie Grandemange - Secrétariat administratif
Benjamin Rémy
Nicolas Blet
Alexandre Labergue
Guillaume Castanet
Ophélie Caballina
Anthony Collin
Gilles Parent
Pascal Boulet
Zoubir Acem

Liste des relecteurs

Le comité d'organisation adresse de très vifs remerciements aux relecteurs qui ont pris le temps de lire et d'expertiser les articles soumis au congrès.

Aouali Abderezak
Françoise Bataille
Nicolas Baudin
Jean Luc Bodnar
Jean-Pierre Bédécarrats
Cathy Castelain
Romain Collignon
Bernard Desmet
Marie Duquesne
Thomas Fasquelle
Stéphane Fohanno
Rémi Gilblas
Philippe Haberschill
Abdelhamid Kheiri
José Luiz Lara Cruz
Nolwenn Le Pierrès
Denis Lemonnier
Johann Meulemans
Régis Olivès
Thomas Pierre
Jean-Michel Reneaume
Christophe Rodiet
Jean-Claude Roy
Serge Russeil
Didier Saury
Sylvain Serra
Benoit Stutz
Adrien Toutant
Vincent Ayel
Jean-Luc Battaglia
Jérôme Bellettre
Daniel Bougeard
Cyril Caliot
Khaled Chetehouna
Fabien Delaleux
David Donjat
Thierry Duvaut
Michel Feidt
Jonathan Gaspar
Florine Giraud
Jean-Luc Harion
Mohammed Lachi
Pascal Le Bideau
Damien Lecointe
Laurent Libessart
Pierre Millan
Léa Penazzi
Jaona Randrianalisoa
Philippe Reulet
Simon Rouchier
Olivier Rozenbaum
Christian Ruyer-Quil
Vincent Schick
Monica Siroux
Lounès Tadrist
Nathalie Trannoy
Jean-Luc Bailleul
Philippe Baucour
Nicolas Blet
Pascal Boulet
Guillaume Castanet
Stéphane Chevalier
Sébastien Denis
Marie-Christine Duluc
Olivier Farges
Matthieu Fenot
Edouard Geslain
Michel Gradeck
Christophe Journeau
Francois Lanzetta
Philippe Le Masson
Thierry Lemenand
Denis Maillet
Xavier Nicolas
Hai Trieu Phan
Benjamin Remy
Fabrice Rigollet
Yassine Rouizi
Romuald Rulliere
Patrick Salagnac
Jean-Paul Serin
Jérôme Soto
Martin Thebault

Le mot du comité d'organisation

Chaque année, la Société Française de Thermique organise un congrès afin de permettre à l'ensemble des thermiciens de se retrouver, d'exposer leurs travaux les plus récents, d'échanger et débattre autour de problématiques fondamentales ou appliquées, en lien avec l'industrie et la société. C'est aussi l'occasion de mettre en avant de jeunes thermiciens qui concourent au prix Biot-Fourier.

Cette année, le congrès de la Société Française de Thermique 2026 s'installe à Nancy du 2 au 5 juin, organisé par le LEMTA, Laboratoire Énergies et Mécanique Théorique & Appliquée, unité mixte de recherche du CNRS et de l'Université de Lorraine.

Ces dernières années, les thèmes du congrès ont souvent reflété un ancrage territorial profond, associé aussi à des enjeux sociétaux et industriels. Nous n'y avons pas dérogé pour cette édition. Le thème de cette 34ème édition est « thermique & décarbonation de l'industrie ». Par ce choix, le comité d'organisation local souhaite non seulement montrer l'intérêt que les thermiciens portent à la décarbonation, mais aussi montrer comment ce territoire historiquement industriel, au carrefour de l'Europe, est aussi résolument porteur d'innovations et acteur des transitions. Ici, des liens forts existent et existeront toujours entre l'industrie et les acteurs académiques lorrains. Le LEMTA, laboratoire de plus de 50 ans, est héritier de cette histoire et est fier de vous accueillir à Nancy.

La Lorraine a été et reste un territoire minier, sidérurgique, profondément industriel et marqué par les industries lourdes. Rappelons que le fer de la tour Eiffel est sorti de ses entrailles ; c'est feu la société des hauts fourneaux, forges et aciéries de Pompey (10 km de Nancy) qui a fourni tout le fer extrait ici et nécessaire à la construction de la tour Eiffel, 6370 tonnes au total. Si la sidérurgie est encore forte en Lorraine, cette région d'industries lourdes possède aussi d'autres atouts qui permettent d'entrevoir un avenir industriel riche et renouvelé. Par le passé et jusqu'à aujourd'hui, l'Université de Lorraine et ses laboratoires de recherche dont le LEMTA, accompagnent la R&D des entreprises, participant à l'amélioration et au contrôle des procédés.

Les industries lourdes sont, par nature, des industries d'extraction et de transformation qui demandent une utilisation d'équipements massifs nécessitant des ressources énergétiques considérables, par conséquent très émettrices de CO_2 ; diminuer les émissions représente des défis pour les sciences thermiques. Pour faire face aux enjeux climatiques, la décarbonation est une nécessité. Comment réduire nos émissions tout en conservant nos industries, nos emplois ? Au travers des conférences plénières, nous verrons que l'équation n'est pas facile à résoudre, que les laboratoires de recherche sont pleinement impliqués et que la thermique est bien souvent au cœur de ces problématiques qui demandent aussi de l'interdisciplinarité. Les sept conférences plénières programmées permettront de vous donner un aperçu de la dynamique engagée sur le chemin de la décarbonation, ses contraintes, ses nombreux défis auxquels les thermiciens sont confrontés :

- Fabrice Lemoine (Université de Lorraine) "Décarboner l'industrie : challenges et leviers"

- Akshay Bansal (ArcelorMittal R&D) "Saisir l'efficacité énergétique des procédés comme moteur de la transition énergétique et de la décarbonation de l'industrie sidérurgique"

- Rodolphe Vaillon (CNRS LAAS) ”Batteries thermophotovoltaïques : principes et application à la décarbonation de l’industrie”

- Anaïs Voy-Gillis & Julien Luraschi (HUMENS-Novacarb) ”Souveraineté énergétique et décarbonation industrielle : le cas Novacarb”

- Christine Rousselle (Université d’Orléans) ”Ammoniac comme vecteur énergétique et carburant”

- Silvia Lasala (Université de Lorraine) ”Améliorer l’efficacité des cycles thermodynamiques grâce à des fluides de travail réactifs”

- Lionel Durantay (GE Vernova) ”Décarbonation et électrification des services de compression”

Des ateliers sont également au programme, en lien avec les groupes thématiques de la SFT ou en lien avec la thématique du congrès :

• Hautes températures

• METTI

• Autour du PEPR SPLEEN

• Low-tech

• Cahiers de la Thermique

• Thermographie

Pour cette édition, nous avons reçu 141 propositions de résumés, 73 communications ont été acceptées pour publications dans les actes, 68 ont été retenues au titre de « work in progress ». C’est donc un total de 141 affiches autour desquelles vous pourrez discuter. Le conseil scientifique de la SFT a sélectionné 6 communications pour le prix Biot Fourier ; ces communications feront l’objet d’un numéro spécial de la revue Entropie. Nous remercions la Société Française de Thermique de nous avoir fait confiance pour organiser cette 34ème édition. Nous souhaitons à tous les congressistes des moments riches en partage, en discussion et nous espérons aussi que de nouvelles synergies vont s’opérer à l’issue du congrès. Le comité d’organisation, fier de vous accueillir dans cette ville à la croisée des savoirs et des industries, vous souhaite un excellent congrès 2026 !

Vincent SCHICK et Michel GRADECK et l’ensemble du comité d’organisation local

Prix Biot-Fourier

6 contributions ont été présélectionnées pour le Prix Biot-Fourier.

Les auteurs présenteront leurs travaux à l'occasion de sessions orales.

Le Prix Biot-Fourier sera attribué en fonction des rapports d'expertise et de la qualité des présentations orales.

Caractérisation dynamique d'un capteur de flux de chaleur micro-fabriquée

Himanshi Kharkwal, Eric Gavignet, Sébastien Euphrasie, Syed Shah, Abbas Hamieh, Magali Barthes, Lounès Tadrist, Francois Lanzetta

Un couplage spectroscopie-transfert radiatif en four industriel : une approche sans approximation physique ni réduction de la donnée

Antoni Augé, Olivier Farges, Yaniss Nyffenegger-Péré, Olivier Rozenbaum, Christophe Coustet, Mégane Bati, Vincent Eymet, Vincent Forest, Louis Piquard

Reconstruction précise du flux thermique lors de l'impact d'une goutte par thermographie IR sur substrat chauffé en saphir.

Thomas Potaufeux, Ophélie Caballina, Guillaume Castanet, Thierry Czerwiec

Identification d'un modèle d'état réduit et de l'entrée thermique inconnue pour la reconstruction 3D du champ de température en thermoablation

Mariana De Melo Antunes, Jean-Luc Battaglia, Ida Burgers, Nino Avetikovi, Valery Ozenne, Sandro M. M. De Lima E Silva

Calcul précis et rapide du rayonnement thermique dans les gaz de combustion CO –H O pour les procédés industriels décarbonés

Bowen Wang, Sylvain Contassot-Vivier, Fatmir Asllanaj, Fabien Pascale

Caractérisation thermophysique de dépôts surfaciques sur composant face au plasma : quelle modélisation thermique du couple dépôt-substrat ?

Clément Monet-Vidonne, Fabrice Rigollet, Jonathan Gaspar, Jean-Laurent Gardarein, Nathalie Ehret, Mathilde Diez, Céline Martin, Gregory Giacometti

Table des matières

I Préface iii

Comité d'organisation ix

Liste des relecteurs xi

Prix Biot-Fourier xv

Table des matières xvi

II Actes du congrès 1

Thème 1 3

1 Applications thermiques dans l'industrie et décarbonation de l'industrie 3

Électrification des fours réverbères de refusion d'aluminium par torche plasma : enjeux thermiques sur un démonstrateur industriel 4

Optimisation du transfert thermique pour la décarbonation des procédés de liquéfaction du gaz naturel. 12

Thème 2 21

2 Machines thermiques, pompes à chaleur, systèmes frigorifiques 21

Transferts thermo-fluidiques en écoulement alterné incompressible dans un canal régénérateur - Analyse d'échelles et effet annulaire 22

Thème 3 31

3 Méthodes numériques et modélisation en thermique 31

Analyse de sensibilité de différents cycles de Brayton 32

Comparaison d'un calcul CFD avec des tests expérimentaux afin de déterminer un modèle prédictif de globe noir en fonction de la charge solaire 40

Couplage conducto-radiatif de structures poreuses hétérogènes dans un maillage tétraédrique . . . 48

Etude numérique de l'intégration de matériaux à changement de phase dans les parois des chambres froides pour le stockage des produits alimentaires . . . 56

Evaluation de la dégradation d'un élément de drone par impact d'un faisceau laser . . 64

Évaluation thermo-énergétique d'un stockage actif à matériaux à changement de phase intégrant une modélisation adimensionnée . . . 72

Méthode inverse pour l'estimation des propriétés thermiques d'une cellule cylindrique de batterie . . . 80

Modélisation hydro-thermique d'un système géothermique : l'échangeur air-sol et le sol environnant . . . 88

Modélisation macroscopique du comportement thermique d'un module de batterie de véhicules électriques . . . 96

Simulation numérique directe des écoulements gas-particules dans les récepteurs solaires de tour à concentration . . . 104

Une approche Monte Carlo pour l'analyse de sensibilité d'un système de pompe à chaleur automobile . . . 112

Une approche pseudo-analytique basée sur la formulation « improved lumped » pour la reconstruction transitoire du flux thermique en écoulement dispersé sous conditions de type APRP . . . 120

Une Nouvelle Stratégie de Refroidissement des Batteries Lithium-Ion par stockage de chaleur dans des Matériaux à Changement de Phase . . . 128

Thème 4 **137**

4 Phénomènes de changement de phase et écoulements multiphasiques **137**

Caractérisation dynamique d'un capteur de flux de chaleur micro-fabriquée . . . 138

Caractérisation expérimentale d'écoulements bouillants intervenant dans les récepteurs solaires à Génération Directe de Vapeur . . . 146

Détermination de la fonction de densité de probabilité de pulvérisation d'une buse à cône creux en utilisant le critère d'information d'Akaike (AIC) . . . 154

Effet de la coalescence des gouttes sur la prédiction du flux thermique en Dispersed Flow Film Boiling . . . 162

Etude du transfert de chaleur en régimes mouillants par ombroscopie et thermographie IR lors d'impacts de gouttes : effet de la mouillabilité de la surface . . . 170

Étude expérimentale et numérique de la fusion de l'alliage Zamak (Zn-4Al) utilisé comme matériau à changement de phase (MCP) dans une enceinte fermée en acier inoxydable . . . 178

Lors de la conception des nouveaux réacteurs, des dispositifs sont intégrés pour limiter la formation du corium et pour en assurer la gestion en cas d'accident grave. 186

Melting droplet on an inclined plane . . . 194

Thème 5 203

5 Phénomènes de combustion et étude des flammes 203

Analyse de performances de combustion de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une micro turbine classique 204

Dégradation thermique d'un câble électrique multiconducteur sous atmosphères inerte 212

Simulation prédictive de la combustion du fer en atmosphère d'oxygène pur, de l'allumage à la propagation. 220

Thème 6 229

6 Technologies de stockage de l'énergie thermique 229

Caractérisation de matériaux de stockage à chaleur latente par la thermodynamique des processus irréversibles 230

Matériaux composites céramiques recyclés intégrant un MCP pour la récupération de chaleur fatale industrielle 238

Numerical simulation of concrete based modular solid thermal energy storage system 246

Revue des systèmes de stockage thermique d'énergie appliqués aux enceintes d'AEC 254

Simulation des performances énergétiques d'un stockage souterrain à faible profondeur pour valoriser l'énergie solaire 262

Stockage électrothermique en chaleur latente par matrice conductrice issue des copeaux métalliques recyclés : vers une approche circulaire de la décarbonation de l'industrie. 270

Thème 7 279

7 Transferts de masse et de chaleur en milieux poreux 279

Conditions de formations de zones sèches dans un substrat capillaire pour le rafraîchissement adiabatique indirect. 280

Coupling of heat and mass transfers in bio-based construction materials 288

Effet de transport de gaz dans un milieu poreux induit par une différence de température 296

Vers un modèle thermo-hydrique de sol pour application urbaine : développement numérique et premières confrontations à des mesures de terrain. 304

Thème 8 313

8 Applications thermiques dans le domaine du vivant 313

Estimation d'une source de chaleur dans un milieu biologique sur la base d'un modèle d'apprentissage informé par la physique 314

Identification d'un modèle d'état réduit et de l'entrée thermique inconnue pour la reconstruction 3D du champ de température en thermoablation 322

Thème 9 331

9 Applications thermiques des énergies renouvelables 331

Analyse des Performances Thermoélectriques d'un Capteur Solaire Hybride PV/T à Air : Influence du Nombre d'Ailettes et de la Vitesse d'écoulement 332

Concept de rareté thermodynamique des ressources pour la sélection de procédés de production de chaleur décarbonée 340

Évaluation à l'échelle système de composants innovants pour les collecteurs cylindro-paraboliques 348

Modélisation semi-analytique d'un revêtement sélectif plasmoniques pour le solaire thermique 356

SHIP4D : La chaleur solaire pour la décarbonation des processus industriels 364

Thème 10 373

10 Conception et optimisation des échangeurs de chaleur 373

Analyse d'un thermosiphon fermé diphasique utilisant de l'eau à pression subatmosphérique 374

Comparaison de la compacité d'échangeurs de chaleur dans le cadre d'un réacteur à sels fondus 382

Étude expérimentale et théorique d'un métamatériau concentrateur de chaleur 390

Étude préliminaire des transferts de masse et de chaleur lors de la vaporisation d'un écoulement d'eau à basse pression dans un canal étroit 398

Thème 11 407

11 Mesures thermiques et méthodes inverses 407

Bayesian inference for the estimation of thermophysical properties of filamentous fungal colonies 408

Caractérisation thermophysique de dépôts surfaciques sur composant face au plasma : quelle modélisation thermique du couple dépôt-substrat ? 416

Détermination expérimentale de la résistance de contact entre des plaques et des ailettes en créneaux par méthode inverse 424

Identification des paramètres thermo-dépendants et anisotropes pour un isolant thermique par modèle réduit 432

Inférence bayésienne pour l'estimation simultanée des propriétés thermiques de matériaux orthotropes 440

Pyromètre trois couleurs pour la mesure de l'absorptivité des métaux liquides à la longueur d'onde de chauffage 448

Thème 12 457

12 Thermique de l'habitat et adaptation au changement climatique 457

Caractérisation et modélisation du comportement thermique de panneaux biosourcés dérivés de résidus bois guyanais . . . 458

Développement d'un modèle de Monte Carlo symbolique appliqué aux transferts thermiques dans les bâtiments . . . 466

Prédiction des paramètres de modèles RC de bâtiments par réseaux de neurones à partir de caractéristiques simples du bâtiment. . . . 474

Thème 13 483

13 Transferts de chaleur par conduction, convection et rayonnement 483

Analyse expérimentale de la dynamique générée par un fort gradient de température volumique . . . 484

Calcul précis et rapide du rayonnement thermique dans les gaz de combustion CO –H O pour les procédés industriels décarbonés . . . 492

Développement auto-cohérent rapide des structures turbulentes dans les couches limites de convection naturelle à haute température . . . 500

Étude de l'impact du vent sur la performance thermique et la capacité de collecte de rosée de condensateurs . . . 508

Étude du risque d'endommagement des réseaux et équipements enfouis lors de feux de végétations . . . 516

Mesure de la capacité thermique massique des métaux liquides par lévitation aérodynamique . . . 524

Méthode fiable d'estimation de la conductivité thermique de différents nano-fluides . . 532

Mise en place d'un dispositif de thermographie rapide pour la caractérisation thermique d'électrodes en coupure sous vide . . . 540

Premiers spectres d'émissivité du tungstène après exposition dans le tokamak WEST 548

Reconstruction précise du flux thermique lors de l'impact d'une goutte par thermographie IR sur substrat chauffé en saphir. . . . 556

Un couplage spectroscopie-transfert radiatif en four industriel : une approche sans approximation physique ni réduction de la donnée . . . 564

Thème 14 573

14 Transferts thermiques à l'échelle micro et nanométrique 573

Ébullition convective du CO dans un micro-canal : Prédiction des performances thermiques par apprentissage automatique . . . 574

Thème 15 **583**

15 Énergétique et optimisation des systèmes **583**

Développement d'un prototype de refroidissement de composants électroniques à haute densité de flux par immersion diphasique 584

Effet Joule in situ pour la régénération thermique des MOFs : étude du graphite et du composite MOF/graphite à basse tension (type PV) 592

Impact de différentes stratégies de contrôle d'espaces d'agriculture en environnement contrôlé sur la consommation énergétique de ces espaces 600

Optimizing the carbon footprint of an offshore upstream asset by maximizing its energy efficiency : An integrated exergetic modeling approach 608

Index des auteurs **617**

partie II

Actes du congrès

Thème 1

Applications thermiques dans l'industrie et décarbonation de l'industrie

Électrification des fours réverbères de refusion d'aluminium par torche plasma : enjeux thermiques sur un démonstrateur industriel 4
Optimisation du transfert thermique pour la décarbonation des procédés de liquéfaction du gaz naturel. 12

Électrification des fours réverbères de refusion d'aluminium par torche plasma : enjeux thermiques sur un démonstrateur industriel

Electrification of Aluminum Reverberatory Furnaces Using Plasma Torch: Thermal Challenges on an Industrial Demonstrator

Louis PIQUARD[1*], Simon VECTEN[2], Pierre CELLE[1], Ali SHAHVERDI[2]

[1]Constellium Technology Center, Parc Economique Centr'alp CS10027, 38341, Voreppe, France
[2]PyroGenesis Inc. 1100 René-Lévesque Boulevard West, Suite 1825, Montréal, QC, H3B 4N4 , Canada
[*](auteur correspondant : louis.piquard@constellium.com)

Résumé - Ce travail étudie l'électrification des fours réverbères d'aluminium par torche plasma à arc non transféré, dans le cadre du dimensionnement d'un démonstrateur industriel. Des simulations CFD stationnaires ont été réalisées pour analyser l'impact de la puissance injectée et du pouvoir fumigène sur les transferts thermiques et l'efficacité énergétique. Les résultats montrent une efficacité thermique supérieure au gaz naturel et une sélectivité accrue vers le métal, ouvrant des perspectives pour réduire le temps de fusion et optimiser les réglages lors des essais prévus en 2026.

Abstract - This work investigates the electrification of aluminum reverberatory furnaces using a non-transferred electric arc plasma torch as part of the design of an industrial demonstrator. Steady-state CFD simulations were performed to analyze the impact of torch power and plasma enthalpy on heat transfer and energy efficiency. Results show higher heating efficiency compared to natural gas and improved selectivity toward the metal, opening perspectives for reducing melting time and optimizing operating parameters for trials planned in 2026.

Nomenclature

η_{chauffe}	Efficacité de chauffe du four
η_{torche}	Efficacité thermique de la torche plasma
SEC	Consommation d'énergie spécifique, kWh/t
Pnet	Puissance nette injectée dans le four, kW
Putile	Puissance utile transférée aux parois et au métal, kW
PF	Pouvoir fumigène, Nm^3/kWh
c_p	Capacité calorifique molaire moyenne des fumées, $kWh/Nm^3/K$
$T_{fumées}$	Température des fumées à la cheminée, K
PCI	Pouvoir calorifique inférieur, kWh/Nm^3

1. Introduction

La décarbonation des fours de refusion d'aluminium s'inscrit dans un mouvement global de réduction des émissions des procédés thermiques, où la refusion reste un poste majeur de consommation énergétique et d'émissions directes. Les études récentes montrent que la production secondaire, bien que vingt fois moins énergivore que la production primaire, repose encore largement sur l'utilisation du gaz naturel pour la fusion, ce qui expose les sites à la volatilité des prix de l'énergie et aux contraintes réglementaires liées aux émissions CO_2. L'électrification est identifiée comme un levier majeur pour atteindre les objectifs de neutralité

carbone, mais elle soulève des défis considérables lorsqu'il s'agit d'adapter des équipements existants [1]. Parmi les solutions envisagées, la torche plasma à arc non transféré se distingue par sa capacité à être intégrée par « retrofit » sur des fours réverbères, sans modification majeure de l'enceinte [2] [3], mais le procédé de refusion par plasma reste peu mature (TRL 4) [4].

C'est dans ce contexte que Constellium et PyroGenesis ont engagé un projet de démonstration industriel visant à remplacer un brûleur gaz naturel par une torche plasma azote APT-HP^{TM} [5] PyroGenesis à arc non transféré, d'une puissance maximale de 1 MW, et installée sur un four réverbère d'une capacité de refusion de deux tonnes sur le site de R&D de Constellium à Voreppe. Ce projet prolonge des essais à échelle laboratoire et pilote réalisés en 2023, qui ont montré que la refusion d'aluminium par torche plasma pouvait atteindre des performances thermiques équivalentes à une solution de brûleur oxygène – gaz naturel, sans dégradation de la qualité du métal, ce qui valide la faisabilité d'un passage à l'échelle industrielle [2]. Par ailleurs, ces travaux à échelle laboratoire ont également permis de montrer l'intérêt de l'azote comme gaz plasmagène, en tant que solution pour réduire les émissions NO_x à moindre coût. Les travaux présentés dans cet article s'inscrivent dans la phase de dimensionnement de ce démonstrateur et visent à caractériser, par simulation, l'influence des paramètres opératoires de la torche – puissance nette et pouvoir fumigène – sur les mécanismes de transfert de chaleur et la performance énergétique du four.

Sur le plan numérique, les récents travaux de Pakanati et al. [3] ont montré que l'utilisation de torche à plasma azote non-transféré aboutit généralement à des températures dans la chambre de combustion inférieures à 6000 K, et donc à une forte réduction du rayonnement émis par les fumées par rapport aux brûleurs existants.

Sur cette base, la question scientifique abordée est la suivante : dans un four réverbère de refusion d'aluminium, la forte réduction du rayonnement gazeux liée à l'utilisation d'une torche plasma à azote peut-elle être compensée par la convection forcée du jet, de manière à maintenir ou améliorer l'efficacité de chauffe et la sélectivité en faveur du métal ? Pour y répondre, une campagne de calculs CFD stationnaires a été menée, couvrant un plan d'expériences sur différents paramètres opératoires d'une torche plasma. Cette approche permet d'analyser les champs de température et de vitesse, d'évaluer les bilans surfaciques et les pertes par la cheminée, et d'estimer l'efficacité de chauffe ainsi que la consommation spécifique projetée à l'échelle du cycle, en s'appuyant sur des modélisations simplifiées connues de la littérature [6] [7].

2. Présentation du procédé et de la méthode de simulation

La refusion d'aluminium en four réverbère est un procédé discontinu qui consiste à fondre des charges solides pour alimenter les étapes de coulée, présenté en détail par Schmitz [7]. Le four de démonstration utilisé pour ce projet est un four d'une capacité de refusion maximale de 1,8 tonne. Malgré sa faible capacité de refusion en comparaison avec d'autres fours à échelle industrielle, ce four reste représentatif du procédé, à la fois dans son utilisation et ses performances. Ce four est actuellement équipé d'un brûleur gaz naturel – air non préchauffé, réglé avec un excès d'air permettant d'assurer une concentration de 3% d'oxygène sur fumées sèches.

Dans la continuité des travaux de simulation, la torche plasma APT-HP sera installée sur le four de démonstration à l'été 2026, en remplacement du brûleur gaz naturel et en conservant la même géométrie d'implantation. En parallèle de cette intégration, deux fluxmètres seront également installés en voûte du four et permettront notamment d'isoler expérimentalement la part du rayonnement et de la convection dans le transfert de chaleur vers l'enceinte. Ces mesures

fourniront des données de référence pour comparer les grandeurs observées avec les résultats des modèles stationnaires présentés dans ce travail.

Lors d'un cycle de fusion sur ce four, le métal froid est introduit dans le four préchauffé à 750°C, la température d'indexation du four pour la coulée précédente, puis la fusion démarre avec le brûleur fonctionnant à sa puissance maximale (600 kW) jusqu'à ce que la température de surface de la voûte du four atteigne sa consigne de 900°C. Cette phase est suivie d'une régulation de la puissance pour maintenir cette température jusqu'à ce que le métal atteigne 725°C, température cible pour la suite du procédé. Actuellement, ce four permet de refondre 1,8 tonne d'aluminium en 2,8 heures et avec une consommation spécifique de gaz naturel de 870 kWh_{PCI}/t_{Al}. La Figure *1* présente une photo du démonstrateur avant ce projet de retrofit vers un système de torche à plasma.

La géométrie utilisée pour la simulation correspond uniquement au volume fluide interne du four réverbère, extraite des plans industriels, et est présentée en Figure *2*. Ainsi, l'épaisseur des parois réfractaires et la profondeur du bain d'aluminium ne sont pas prises en compte et la simulation n'inclut pas la conduction dans les parois. Les surfaces solides (parois et bain métallique) sont donc imposées isothermes, ce qui permet d'obtenir un "instantané" représentatif d'un milieu de cycle, sans recourir à des simulations transitoires dont le coût serait prohibitif pour l'étude paramétrique menée ici.

Certaines simplifications géométriques du four ont également été introduites pour réduire la complexité numérique. L'aluminium est représenté par une surface équivalente à 1,8 tonne de métal (soit une surface de bain de 2,8 m^2) avec une température de surface fixée à 600°C. Les parois internes du four sont fixées à 900°C afin de reproduire la consigne de température du four utilisée en exploitation. Le modèle ne permet donc pas de représenter les gradients thermiques dans les parois du four ni les échanges thermiques par rayonnement entre les parois. La hauteur des murs entre la surface du métal et la voûte est de 1,3 m. La torche plasma est positionnée exactement à l'emplacement du brûleur gaz naturel.



Figure 1 *: Photo du four réverbère équipé d'un brûleur gaz naturel (configuration actuelle).*

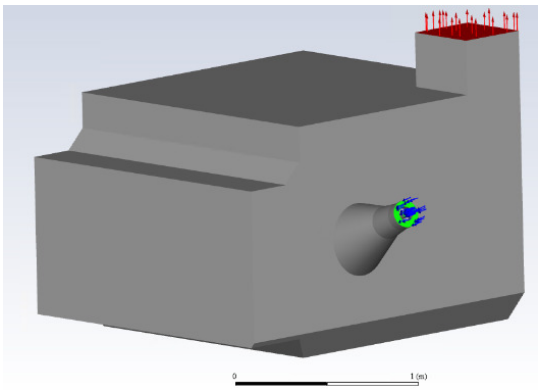


Figure 2 *: Simplification géométrie four et volume fluide pour la simulation gaz naturel*

Les maillages utilisés pour le cas brûleur et le cas plasma sont présentés en Figure *3* et Figure *4* respectivement. Le maillage est de type polyédrique avec différentes couches limites pour mieux capturer les gradients thermiques et de vitesse.

Les calculs ont été réalisés sous ANSYS Fluent®. Pour le cas plasma, le gaz utilisé est composé uniquement d'azote, avec une émissivité quasi nulle aux niveaux de température de cette application [3]. Pour le brûleur gaz naturel, l'ensemble des espèces CH_4, O_2, CO_2, H_2O et N_2 sont prises en compte. Les propriétés thermophysiques des gaz proviennent de bases de données disponibles dans ANSYS Fluent® pour le cas du brûleur et de la base de données de PyroGenesis pour les cas plasma.

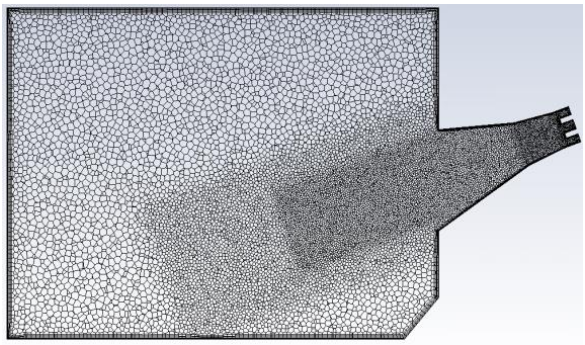


Figure 3 *: Maillage cas brûleur*

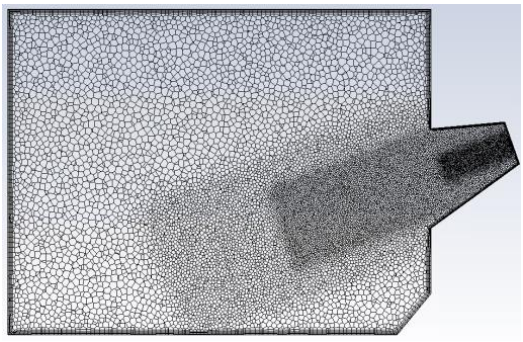


Figure 4 *: Maillage cas plasma*

Pour l'ensemble des simulations stationnaires présentées, le diamètre de la cheminée est ajusté pour assurer une pression de 50 mbar. Pour le cas de référence avec le brûleur gaz naturel, le mélange CH_4/air est injecté avec un excès d'air de 120%, réparti entre 30% d'air primaire et 70% d'air secondaire et une puissance de chauffe de 600 kW_{PCI}.

Pour les cas plasma et afin d'évaluer l'influence des conditions opératoires sur les transferts thermiques, douze cas ont été simulés en régime stationnaire. Ils combinent quatre niveaux de puissance nette injectée dans le four (300, 400, 500 et 600 kW) et trois valeurs d'enthalpie représentatives de la plage opérationnelle de la torche. L'ensemble des cas plasma utilise de l'azote pur comme gaz plasmagène. Cette enthalpie de fonctionnement est la densité d'énergie par volume de gaz (exprimé en kWh/Nm^3), correspondant à l'inverse du pouvoir fumigène (exprimé en Nm^3/kWh) et qui est classiquement utilisé en combustion pour évaluer le volume de fumées généré par kWh de combustible brûlé.

L'efficacité thermique de la torche correspond au ratio entre la puissance nette délivrée dans le four et la puissance électrique brute réellement apportée à la torche, et permet de prendre en compte la perte thermique due à son refroidissement.

3. Résultats CFD et discussion

3.1. Cas de référence et comparaison des champs de température et de vitesse

Deux cas de référence ont été retenus pour analyser les mécanismes de transfert thermique : le cas du brûleur gaz naturel à 600 kW_{PCI} et le cas plasma à 400 kW_{net} en basse enthalpie, c'est-à-dire avec un pouvoir fumigène élevé. Ce dernier a été choisi car il permet d'obtenir une quantité d'énergie utile transférée aux parois et au métal comparable à celle du cas gaz naturel (voir Figure *11*), ce qui permet une comparaison à iso-puissance utile.

Les Figures *5* à *8* présentent les champs de température et de vitesse dans le plan axial du brûleur pour ces deux cas. On observe que la torche plasma génère des températures maximales beaucoup plus élevées, atteignant 4300 K contre 2200 K pour le brûleur gaz naturel. Il est important de noter que, malgré ces valeurs élevées, la température du jet plasma reste inférieure à 6000 K; l'azote est donc quasi inactif pour le rayonnement [3], et les transferts vers les parois sont dominés par la convection forcée. Cette tendance se confirme pour l'ensemble des puissances et enthalpies étudiées. La température moyenne dans la chambre est également plus élevée pour le plasma. Ceci s'explique principalement par un débit de gaz et une capacité calorifique plus faibles pour le cas plasma.

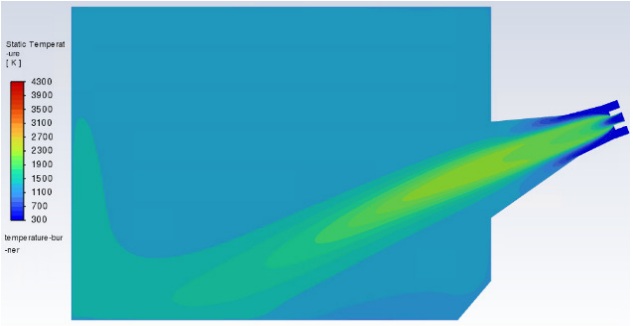


Figure 5 *: Champ de température – cas gaz naturel (600 kW$_{PCI}$).*



Figure 6 *: Champ de température – cas plasma (400 kW$_{net}$, basse enthalpie).*

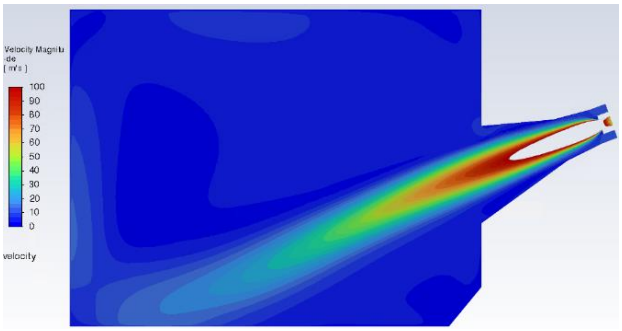


Figure 7 : *Champ de vitesse – cas gaz naturel (600 kW$_{PCI}$).*

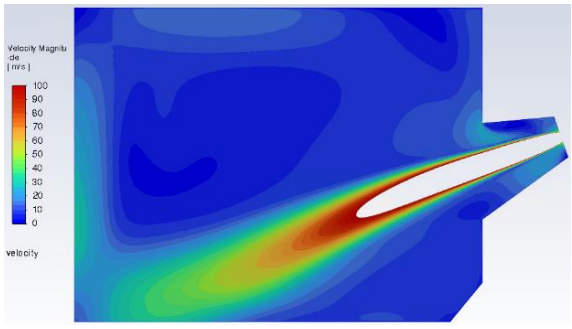


Figure 8 : *Champ de vitesse – cas plasma (400 kW$_{net}$, basse enthalpie).*

Les gradients de vitesse révèlent des différences marquées entre les deux modes de chauffe. Malgré un débit global plus faible pour le plasma, les vitesses locales sont plus élevées, en raison de l'injection plus concentrée du jet. L'écoulement impacte directement la surface d'aluminium avant de remonter vers la paroi opposée, puis vers la voûte, avec une atténuation progressive du gradient. Ces différences dans la dynamique des gaz influencent la distribution des flux thermiques entre le métal et les parois, ce qui sera discuté plus loin.

3.2. Évaluation des rendements et des transferts thermiques

Les rendements et bilans énergétiques présentés dans cette section sont obtenus par post-traitement des résultats CFD stationnaires. Les températures de fumées en sortie, les flux thermiques échangés avec le métal et les parois, ainsi que les pertes à la cheminée sont extraits du modèle CFD, puis utilisés pour calculer les indicateurs de performance selon les définitions issues de la littérature [6].

Pour comparer les cas et quantifier les pertes à la cheminée, nous introduisons une efficacité de chauffe définie comme le rapport entre la puissance utile transférée aux parois internes (métal + réfractaires) et la puissance nette injectée dans l'enceinte. Cette efficacité de chauffe est équivalente à l'efficacité de combustion généralement utilisée pour les fours à flamme [6, 7], mais a été renommée ici car le terme « combustion » est considéré non approprié dans le cas de la torche plasma. Cette grandeur permet de rendre compte des pertes par la cheminée et peut s'exprimer sous la forme :

$$\eta_{\text{chauffe}} = 1 - \text{PF}\, c_p\, (T_{\text{fumées}} - T_0) \qquad (1)$$

où le pouvoir fumigène (PF), exprimé en Nm^3/kWh$_{PCI,net}$, est également une notion reprise à la littérature de la combustion et correspond ici au volume d'azote soufflé dans le four par kWh d'électricité consommée, c_p la capacité calorifique moyenne molaire des fumées et exprimée

en kWh/Nm^3/K, $T_{fumées}$ la température de sortie, et T_0 une température de référence (air ambiant).

Sur la base de cette efficacité instantanée, et en supposant qu'elle soit représentative du cycle de fusion complet, on extrapole la consommation d'énergie spécifique (SEC) d'un cycle plasma à partir du cas de référence gaz naturel connu, SEC_{ref} = 870 kWh_{PCI}/t_{Al}, via [6] :

$$SEC = SEC_{ref} \frac{\eta_{chauffe,ref}}{\eta_{chauffe}\,\eta_{torche}} \quad (2)$$

où η_{torche} est l'efficacité de la torche (pertes par refroidissement)

Les Figure *9* et Figure *10* présentent respectivement l'efficacité de chauffe et la consommation d'énergie spécifique pour l'ensemble des cas simulés et pour les différents modes d'enthalpie de la torche à plasma présentés précédemment.

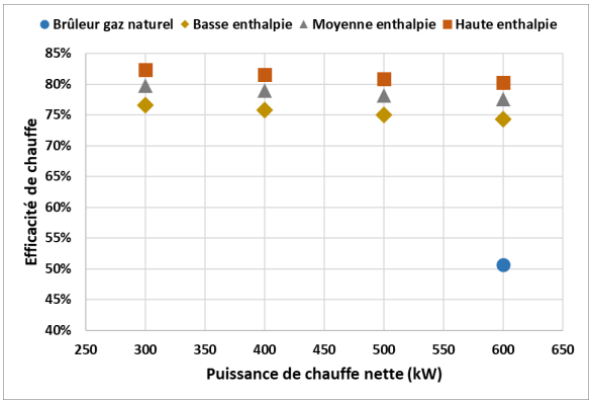


Figure 9 *: Évolution de l'efficacité de chauffe en fonction du pouvoir fumigène et de la puissance nette des différents cas plasma comparés au gaz naturel.*

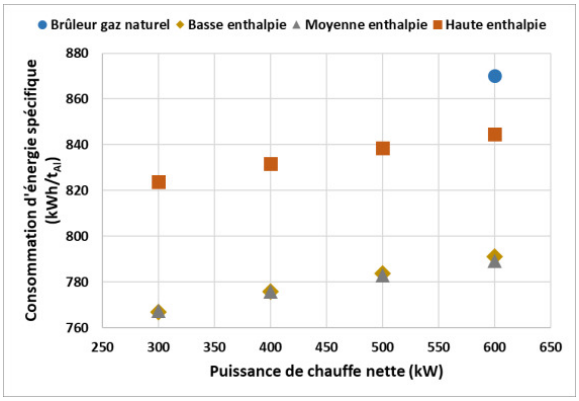


Figure 10 *: Consommation d'énergie spécifique estimée pour les différents cas plasma comparée au gaz naturel.*

Malgré des températures de fumées plus élevées en plasma, tous les cas plasma montrent une efficacité de chauffe supérieure au gaz naturel. La raison est double : la capacité calorifique moyenne des fumées à base d'azote est plus faible que celle d'un mélange de produits de combustion, et surtout les pouvoirs fumigènes retenus font baisser fortement le débit de fumées par kWh net. À puissance nette donnée, augmenter le pouvoir fumigène (fonctionnement à basse enthalpie) accroît le débit et réduit la température de jet, ce qui tend à diminuer l'efficacité de chauffe ; on observe bien cette baisse de l'efficacité lorsque la torche est utilisée à plus basse enthalpie. Par ailleurs, l'efficacité de chauffe décroît légèrement avec la puissance nette : à haut flux, les limitations convectives et l'élévation de $T_{fumées}$ accroissent mécaniquement les pertes sensibles.

La SEC tient compte de l'efficacité de la torche, qui dépend aussi de l'enthalpie de fonctionnement. Néanmoins, l'ensemble des cas plasma reste plus performant énergétiquement que le brûleur, avec des gains pouvant atteindre ~100 kWh/t_{Al} pour les réglages optimaux (soit une réduction de la consommation d'énergie du procédé de refusion de 11,5%), en plus du changement de vecteur énergétique et de la décarbonation associée.

L'efficacité de chauffe donne également accès à la puissance utile transférée à l'enceinte et au métal, via [6] :

$$P_{utile} = \eta_{chauffe}\, P_{net} \quad (3)$$

La Figure *11* montre que, à puissance utile donnée, le plasma présente un avantage décisif : 600 kW_{PCI} gaz naturel sont équivalents à ~400 kW_{net} plasma en termes de puissance utile interne

(d'où le choix du cas 400 kW_{net} – basse enthalpie comme référence plasma). La Figure *12* reporte ensuite le flux total reçu par l'aluminium en fonction de P_{utile}, révélant la sélectivité du four.

Lorsque les deux cas de référence sont comparés à iso-puissance utile, le plasma transfère ~20 kW de plus vers le métal : la convection forcée dirigée par le jet et son impact frontal sur le bain accroissent le partage en faveur de l'aluminium, tandis que, pour le gaz naturel, le rayonnement des produits de combustion tend à homogénéiser les flux entre parois (métal inclus) et réfractaires. Cette sélectivité accrue suggère qu'à puissance installée égale, la torche plasma pourrait réduire le temps de fusion. Cette conclusion reste hypothétique (nos calculs sont stationnaires, l'aluminium fixé à 600°C), et devra être confirmée de façon expérimentale au démarrage du démonstrateur. À l'inverse, les cas plasma à 300 kW_{net} laissent présager des temps de fusion proches de l'actuel cycle gaz naturel, du fait de niveaux de flux utiles et de sélectivité comparables.

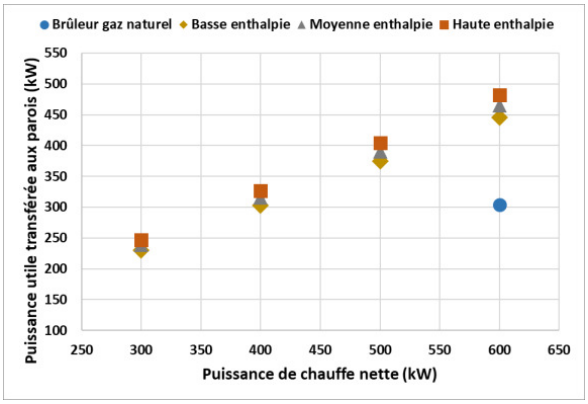


Figure 11 *: Puissance utile transférée à l'enceinte en fonction de la puissance nette.*

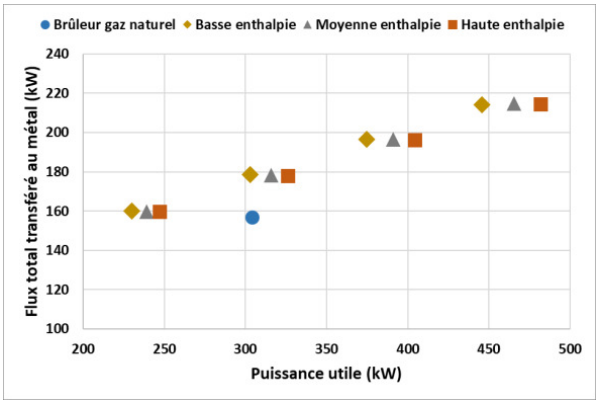


Figure 12 *: Flux thermique total reçu par le métal en fonction de la puissance utile.*

Les tendances précédentes s'entendent au sens stationnaire, de conditions représentatives d'un milieu de cycle (surface de l'aluminium fixée à 600°C, parois du four à 900°C). En exploitation réelle, les températures de parois et la surface libre du bain évoluent, ce qui peut donner des valeurs d'efficacité moyenne de chauffe sur un cycle complet différentes ; la hiérarchie entre cas devrait toutefois se maintenir, l'écart précis restant à étalonner expérimentalement.

4. Conclusion

Les simulations CFD ont permis de caractériser les mécanismes de transfert thermique associés à l'utilisation d'une torche plasma à arc non transféré pour la refusion d'aluminium en four réverbère. Les résultats montrent une meilleure efficacité de chauffe observée pour les cas plasma et donc une réduction de la consommation énergétique du procédé de refusion, en plus de la décarbonation associée au changement de vecteur énergétique.

Par ailleurs, la convection forcée induite par le jet plasma joue un rôle déterminant dans la distribution des flux thermiques. Elle favorise un impact direct sur la surface du bain métallique, ce qui améliore la sélectivité du four en transférant davantage d'énergie au métal qu'aux parois réfractaires. Cette caractéristique ouvre des perspectives pour réduire le temps de fusion, bien que cette hypothèse doive être confirmée par des simulations transitoires et des essais expérimentaux.

Ces résultats constituent une base de compréhension pour les équipes R&D en vue des essais prévus en 2026. Ils permettent d'identifier les paramètres opératoires les plus prometteurs,

notamment le compromis entre puissance nette, pouvoir fumigène et rendement de la torche, afin d'optimiser la performance énergétique, la consommation d'azote et la vitesse de fusion. Les tendances mises en évidence guideront le choix des réglages initiaux et des scénarios d'essais pour le démonstrateur industriel de Constellium, contribuant ainsi à accélérer la validation de cette technologie et son déploiement pour la décarbonation des procédés de fusion à haute température. La prochaine étape consistera à évaluer les performances du four équipé d'une torche plasma et à confronter les mesures expérimentales aux prédictions numériques, afin de valider et d'affiner les modèles développés dans ce travail.

Références

[1] D. Dardor, D. Floréz-Orrego, R. Germanier, M. Margni et F. Maréchal, «Decarbonizing the aluminium industry: A comprehensive review of pathways and process integration perspectives,» *Energy Strategy Reviews,* vol. 61, September 2025.

[2] J. E. Salazar, L. Piquard, S. Vecten et E. Clément, «Decarbonization of Aluminum Reverberatory Furnaces: The Case of Plasma Melting,» *Light Metals,* vol. Light Metals 2024, pp. 881 - 889, 2024.

[3] A. Pakanati, K. O. Tveito, E. Manger et M. Lorentzon, «Development of Numerical Model of Plasma Burner for Primary Aluminium Casthouses,» *Light Metals 2025,* pp. 1132 - 1144, 2025.

[4] D. Floréz-Orrego, D. Dardor, R. Germanier, M. Margni et F. Maréchal, «A systemic study for decarbonizing secondary aluminium production via waste heat recovery, carbon management and renewable energy integration,» *Energy Conversion and Management,* vol. 341, October 2025.

[5] PyroGenesis, «High Powered Plasma Torch (APT-HP),» [En ligne]. Available: https://www.pyrogenesis.com/products-services/plasma-torches/apt-hp/.

[6] L. Piquard, E. Clément et P.-Y. Menet, «A modeling methodology of new combustion technologies for aluminum remelting furnaces,» *Light Metals,* pp. 1243 - 1249, 2025.

[7] C. Schmitz, Handbook of Aluminium Recycling, Vulkan-Verlag GmbH, 2006.

Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier BPI France pour son soutien financier dans le cadre du projet de démonstration, qui constitue une étape clé pour la validation industrielle de la technologie plasma et la décarbonation des procédés de fusion.

TechnipEnergies | General | Anyone - No Protection

Optimisation du transfert thermique pour la décarbonation des procédés de liquéfaction du gaz naturel.

Dr. Clément RONGIER[1], Dr. Nicolas RAMBURE[1*], Dr. Jean EL HAJAL[2]

[1]Technip Energies, 21-26 Boulevard de la Défense – 92000 Nanterre, France
[2]Wieland Werke AG – Thermal Solutions, Graf-Arco-Straße 36 – 89079 Ulm, Allemagne

Résumé - La décarbonation de l'industrie passe par l'amélioration de l'efficacité des procédés thermiques, en particulier des échangeurs de chaleur. Cet article présente l'apport des tubes à ébullition améliorée, fondés sur les mécanismes de nucléation à faible écart de température, comme alternative aux technologies Low-Fin. L'apport de la simulation CFD sous FloEFD pour l'optimisation de la séparation liquide–vapeur est également discuté, conduisant à une réduction globale de 40 % de l'empreinte carbone des trains de pré-refroidissement de Gaz Naturel Liquéfié.

1. Introduction

La décarbonation de l'industrie constitue un enjeu majeur de la transition énergétique. Les procédés permettant d'obtenir du gaz naturel liquéfié (GNL) requièrent des consommations énergétiques importantes. L'amélioration de l'efficacité des équipements thermiques apparaît ainsi comme un levier prioritaire pour réduire l'empreinte carbone des installations industrielles. Les échangeurs de chaleur jouent un rôle central dans cette démarche, en conditionnant les performances des cycles thermodynamiques et les besoins en énergie de compression. Dans le procédé C3/MR™ d'AirProducts [1], la boucle propane, assurant le pré-refroidissement du gaz naturel de la température ambiante à –40 °C, représente à elle seule 30 à 35 % de la puissance frigorifique totale du train GNL.

La réduction des écarts de température met cependant en évidence les limites des technologies conventionnelles de type *Low-Fin* (notamment pour des approches thermiques inférieures à 3 K) qui conduisent à des échangeurs volumineux et pénalisants du point de vue environnemental. Les tubes à ébullition améliorée constituent une alternative prometteuse. La structuration fine des surfaces permet de favoriser la nucléation : les transferts thermiques sont intensifiés lorsque pour des différences de température liquide-paroi est supérieur à 0.2K. Cette technologie associée à la simulation numérique CFD permet d'aboutir à une conception optimisée des échangeurs, conciliant ainsi performance thermique, compacité et réduction de l'empreinte carbone. La première partie porte sur l'étude du phénomène de nucléation avec les tubes à surface améliorée. La seconde partie propose une optimisation de la géométrie de l'évaporateur, pour laquelle la génération de vapeur autour des tubes sera prise en compte dans le modèle.

2. Tube à surface doublement améliorée

Dans les échangeurs qui nous intéressent, le tube est plongé dans un bain de propane qu'il fait bouillir et l'intérieur du tube sert à condenser un réfrigérant mixte. L'objectif est d'augmenter le coefficient d'échange extérieur et intérieur du tube. Pour cela, nous avons développé avec la société Wieland le tube *GEWA-PB* [2]. Ce tube est à surface doublement améliorée (Figure 3-a), dans lequel les améliorations internes et externes sont formées directement dans le métal par laminage à froid (Figure 3-b). De plus, la nervure réduit

*(auteur correspondant : nicolas.rambure@ten.com)

l'épaisseur du film de condensat (qui constitue une résistance thermique majeure) en facilitant son drainage gravitaire. L'ensemble de ces mécanismes contribue à une augmentation globale du coefficient d'échange thermique interne.



Figure 3-a : *Tube GEWA-PB*

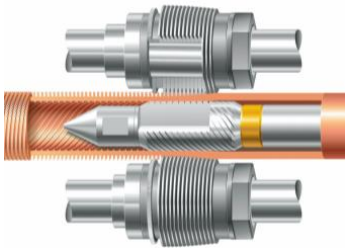


Figure 3-b : *Laminage à froid du GEWA-PB*

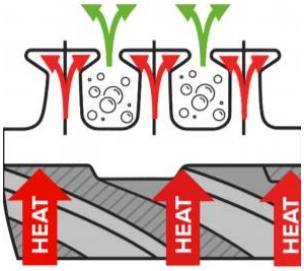


Figure 3-c : Représentation de la section transverse du tube.

Cette nervure peut ainsi doubler le coefficient d'échange thermique interne par rapport à un tube lisse. L'amélioration externe consiste en un réseau de microcavités interconnectées. La figure 3-c met en évidence la structure typique d'une surface améliorée, composée de cavités rentrantes, de pores et de micro-rainures. Le flux thermique provenant de l'intérieur du tube (représenté par des flèches rouges) montre comment la chaleur est transmise vers ces microstructures, où les phénomènes d'ébullition nucléée sont alors déclenchés. Nous expliquerons ici, sur la base de la théorique classique de la nucléation hétérogène les règles de formation d'une bulle de vapeur et comment augmenter la performance.

2.1. Taille des sites de nucléation.

Dans notre contexte, l'approche entre la température du fluide interne et la température de saturation du fluide externe est faible (<3K), une augmentation de la surface du tube par une ailette n'est pas efficace pour augmenter l'ébullition. Travailler sur les sites de nucléation est plus intéressant. Nous souhaitions qu'à la surface externe du tube GEWA-PB, l'ébullition se produise principalement en régime nucléé. Ce régime implique la formation, la croissance et le détachement de bulles de vapeur au niveau de sites de nucléation discrets. L'activité thermique de ces sites dépend fortement de la micro-géométrie de la surface. Selon la théorie de la nucléation hétérogène, une cavité de rayon r_c devient active lorsque la surchauffe pariétale satisfait la condition donnée par l'équation (1). Le modèle de Hsu [3] montre que seules les cavités dont le rayon est compris entre deux valeurs limites (eq. 2 & 3) deviennent actives. Pour de faible surchauffe ΔT_w, seules des cavités très spécifiques peuvent être actives. Les surfaces lisses ou *Low-Fin*, pauvres en cavités optimales, présentent donc une faible densité de sites nucléants, contrairement aux surfaces améliorées.

$$\Delta T_w \geq \frac{2\,\sigma\,T_{sat}}{r_c\,\rho_v\,h_{lv}} \quad (1) \quad ; \quad r_{min} \leq r_c \leq r_{max} \quad (2) \quad ; \quad r_{min,max} = \frac{2\,\sigma\,T_{sat}}{\rho_v\,h_{lv}\,\Delta T_w} \cdot f(\theta) \quad (3)$$

où T_{sat} est la température de saturation, σ est la tension de surface liquide-vapeur, ρ_v est la masse volumique de la vapeur, h_{lv} est la chaleur latente de vaporisation et $f(\theta)$ dépend de l'angle de mouillage du fluide sur la surface.

2.2. Transport capillaire et maintien du mouillage

La structure que nous avons choisie qui a été décrite par Nakayama [4] optimise également le transport liquide–vapeur. Le transport liquide dans les microstructures poreuses est gouverné par la pression capillaire, avec r_{eff} le rayon hydraulique effectif des pores :

$$\Delta P_c = 2\sigma / r_{eff} \quad (4)$$

Cette microstructure poreuse génère un pompage capillaire naturel, qui alimente rapidement la surface chauffée en liquide froid et favorise le ré-humectage rapide des zones précédemment occupées par des bulles détachées. Ce transport capillaire retarde l'apparition de zones sèches locales et permet de maintenir un régime d'ébullition nucléée hautement performant. Par ailleurs, la texture tridimensionnelle de la surface facilite l'évacuation de la vapeur loin de la paroi, limitant les interactions défavorables entre bulles, telles que la coalescence, et permettant un renouvellement plus rapide du liquide. Ce mécanisme est détaillé par Dietl [5] dans sa thèse.

2.3. Résultats

Notre surface améliorée est conçue pour intégrer un grand nombre de microcrêtes, pores rentrants, cavités sous-coupées et réseaux poreux interconnectés. Les cavités rentrantes sont particulièrement efficaces, car elles peuvent retenir de manière stable de petits embryons de vapeur, même en présence de conditions thermiques fluctuantes ou après le détachement des bulles. Cela abaisse la barrière énergétique nécessaire à l'activation de la nucléation, conformément à la théorie de la nucléation hétérogène. En conséquence, de nombreuses cavités restent en permanence « pré-chargées » en vapeur, permettant un déclenchement quasi instantané de la nucléation pour des surchauffes pariétales très faibles (0,16 K).



Figure 4-a : Low-Fin pour un ΔT de 2K



Figure 4-b : GEWA-PB pour un ΔT de 2K

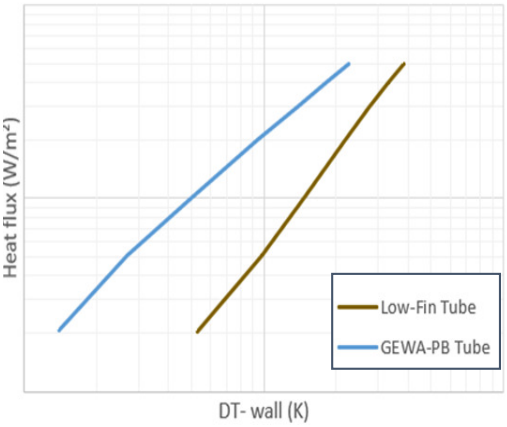


Figure 4-c : Flux de chaleur du Low-Fin vs GEWA-PB dans un bain de C3

La Figure 4-a et 4-b illustre l'écart d'ébullition que nous pouvons constater entre un tube Low-Fin et un Tube GEWA-PB pour un même écart de température. Une augmentation du nombre de bulles générées se traduit par une intensification du flux de chaleur dissipé. Ce comportement a été mis en évidence expérimentalement lors d'essais en laboratoire et est illustré sur la Figure 4-c, qui montre l'augmentation du flux thermique associée à l'activité accrue de l'ébullition nucléée. La combinaison d'une forte densité de sites actifs, d'une fréquence élevée de détachement des bulles, d'un transport liquide–vapeur optimisé et d'une activation de la nucléation à très faible surchauffe conduit à une augmentation substantielle des performances thermiques. Notre surface améliorée atteint couramment des coefficients d'échange thermique jusqu'à cinq fois supérieurs à ceux des surfaces lisses ou Low-Fin dans des conditions opératoires comparables.

3. Optimisation d'un évaporateur de propane par simulation CFD

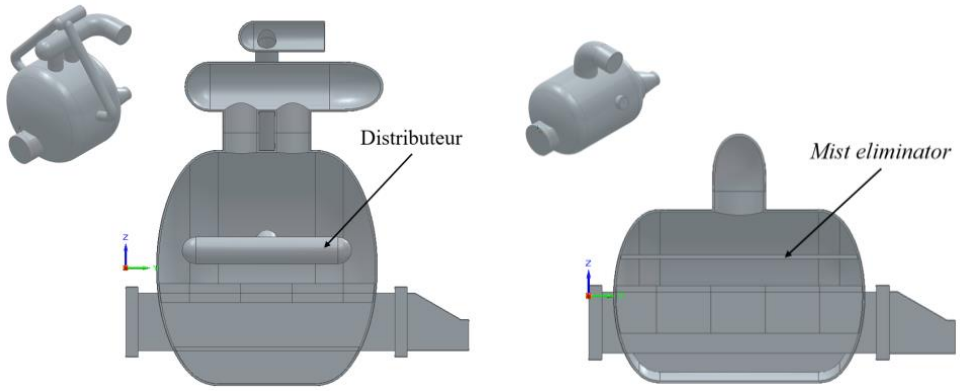
Outre l'utilisation des tubes à surface améliorée, l'optimisation de la géométrie de l'évaporateur permettrait de gagner en compacité et par conséquent de réduire l'empreinte carbone de l'équipement. Dans le procédé de liquéfaction du gaz naturel, les évaporateurs de

propane jouent un rôle crucial : ils opèrent simultanément comme échangeurs de chaleur et séparateurs de phase liquide-vapeur [6]. Ce deuxième point est crucial puisqu'un emport significatif de liquide peut endommager les pâles du compresseur situé en aval de l'équipement et/ou réduire son efficacité. Dans le cas d'un évaporateur conventionnel, la séparation de phase se produit uniquement lorsque la vitesse des gouttes est inférieure à une vitesse critique. Dans le cas des évaporateurs améliorés, la séparation est possible grâce à un système d'élimination, le *mist eliminator* (également appelé *mesh*), qui permet de capturer efficacement les gouttes tout en réduisant la taille de l'équipement [7]. Nous allons nous intéresser dans la suite à la comparaison des performances de ces deux évaporateurs au moyen d'une étude CFD.

3.1. Description du modèle

3.1.1. Géométrie

La figure 5 propose une vue à la même échelle de la géométrie des deux évaporateurs présentés précédemment. Une première visualisation permet de voir que l'évaporateur amélioré conduit à une compacité plus élevée (50% de gain). Nous noterons également la diminution du nombre d'entrée et sortie ce qui *in fine* permet de réduire significativement la perte de charge de l'équipement. Enfin, nous noterons que la géométrie conventionnelle requiert la présence d'un distributeur permettant de distribuer le gaz dans tout l'équipement, élément qui n'est plus indispensable dans le cas de la géométrie améliorée.



(a) (b)

Figure 5 : *Géométrie conventionnelle (a) et améliorée (b) d'un évaporateur de propane.*

3.1.2. Modélisation, hypothèses et conditions aux limites

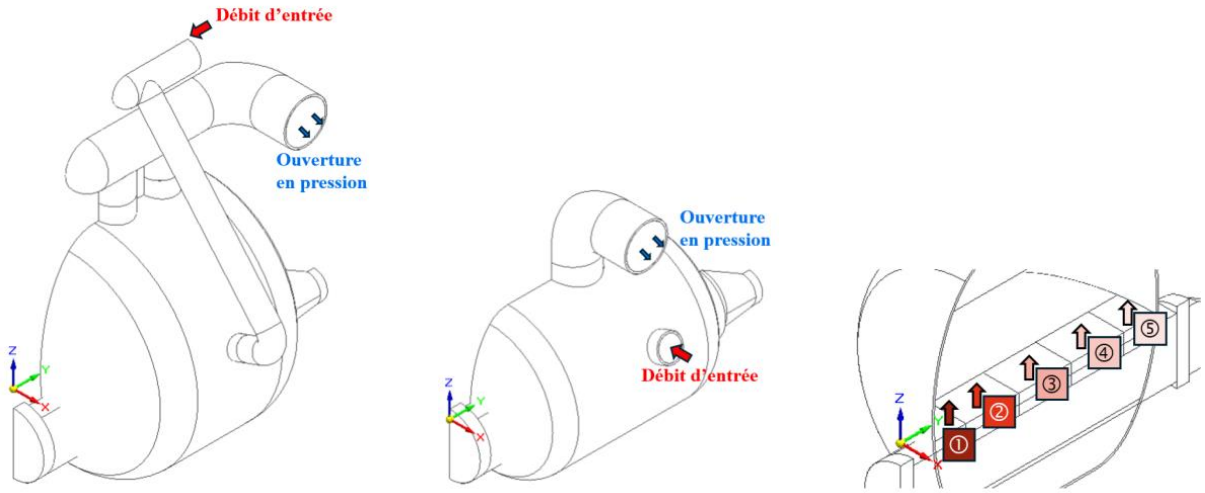
Les simulations CFD par volumes finis sont réalisées avec le logiciel commercial *FloEFD*. Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement sont résolues pour un écoulement stationnaire interne. Les écoulements laminaires et turbulent sont prédits par un seul système d'équations basé sur les équations FANS (*Favre-averaged Navier-Stockes equations)* [8]. Les écoulements turbulents sont résolus à l'aide d'un modèle **k-ε** amélioré (modèle LB **k-ε**) et la couche limite est résolue à l'aide de lois de parois (*Two-Scale Swall functions*) [9]. Le couplage entre la vitesse et la pression est assuré à l'aide de l'algorithme SIMPLE. Les dérivées spatiales sont approximées par des opérateurs différentiels implicites de 2^{nd} ordre. Les conditions aux limites sont détaillées ci-après et illustrées sur la figure 6.

- Une condition en débit est appliquée à l'entrée de l'évaporateur
- Une ouverture en pression est appliquée en sortie de l'évaporateur
- La gravité est appliquée suivant la direction $-\vec{e}_z$.

Etant donnée que notre intérêt porte sur l'étude de l'écoulement gazeux en sortie d'évaporateur, nous considérons un écoulement monophasique en phase gazeuse. Les débits mentionnés ci-après sont les débits de gaz. Par ailleurs, lors du fonctionnement, l'évaporateur est alimenté par un mélange liquide – vapeur. La vapeur se dirigera vers la sortie de manière privilégiée tandis que le liquide va « tomber » au fond de l'évaporateur. Au contact du faisceau de tube chaud, ce liquide s'évapore et génère une quantité supplémentaire de vapeur. Comme le faisceau de tube se refroidit, il est important de noter que la quantité de vapeur générée ne sera pas uniforme entre l'entrée et la sortie de l'évaporateur (le flux de chaleur à l'entrée du faisceau est plus élevé que celui au niveau de la sortie). Pour modéliser cette génération de vapeur non uniforme, nous avons décomposé la longueur du faisceau en 5 zones, représentée par les rectangles en nuances de rouge (plus le rectangle est foncé, plus le débit de vapeur est élevé) et nous appliquons le débit de vapeur correspondant à chacune de ces zones (tableau 1). Notons que ces débits sont calculés par le logiciel de conception d'échangeurs de chaleur HTRI [10]). Notons que dans le cas de la géométrie améliorée, l'alimentation du mélange se fait par le côté.

Zone	Entrée	1	2	3	4	5
Débit (kg/h)	34356	139422	88171	52754	29147	14953

Tableau 1 : *Débits de vapeur appliqués sur les différentes zones du modèle.*



(a) (b) (c)

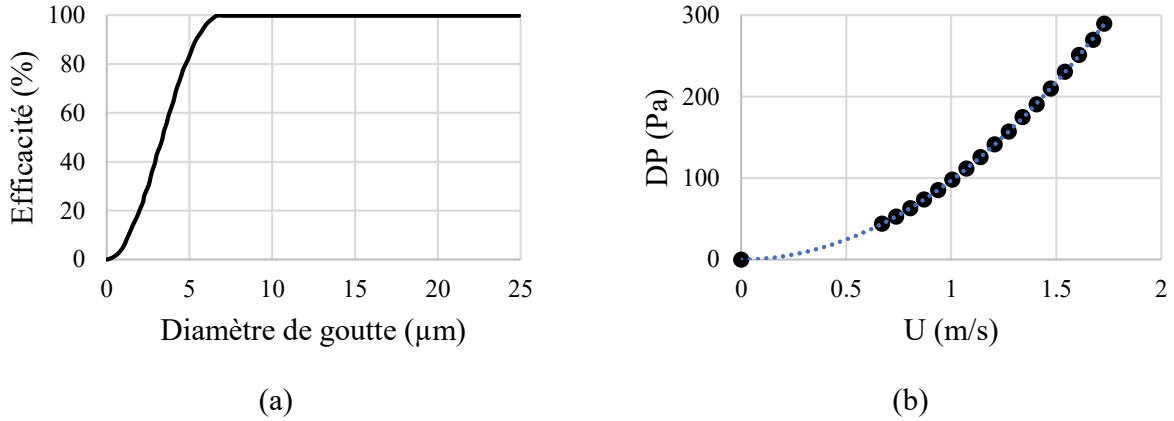
Figure 6 : *Conditions aux limites entrée-sortie de la géométrie conventionnelle (a) et améliorée (b) et débit de vapeur appliqué au niveau du faisceau (c).*

Dans le cas des évaporateurs améliorés, le système d'élimination atteint son efficacité optimale lorsque le diamètre des gouttes est supérieur à 7.5µm [11] (fig. 7-a). Cela correspond à une vitesse de charge vapeur K de 0.13m/s. Notons que ce système ne sera pas modélisé de manière explicite : un modèle de milieu poreux unidirectionnel sera considéré. Dans le logiciel *FloEFD*, le calcul de la résistance à l'écoulement est défini par l'équation (6). Les caractéristiques de notre milieux poreux seront régies par l'évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse (eq. (7)). Connaissant la vitesse de charge vapeur optimale, il nous est possible de déterminer la vitesse du fluide (eq. 8), et ainsi de calculer la perte de charge du système d'élimination (fig. 7-b).

$$k = -\frac{\nabla P}{\rho U} \quad (6) \quad ; \quad k_L = \frac{\Delta P}{\rho U L} \quad (7) \quad ; \quad U = K \cdot \left(\frac{\rho_{liq} - \rho_g}{\rho_g}\right)^{1/2} \quad (8)$$

où P, ρ, U et L représentent respectivement la pression, la densité, la vitesse du fluide et l'épaisseur du milieu poreux et ρ_{liq} et ρ_g représentent les densités liquides et vapeur du fluide

considéré. Une étape de conversion est donc nécessaire pour déterminer l'évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse (figure 7-b).



(a) (b)

Figure 7 : *Efficacité du système d'élimination d'après [11] (a) et perte de charge associée (b).*

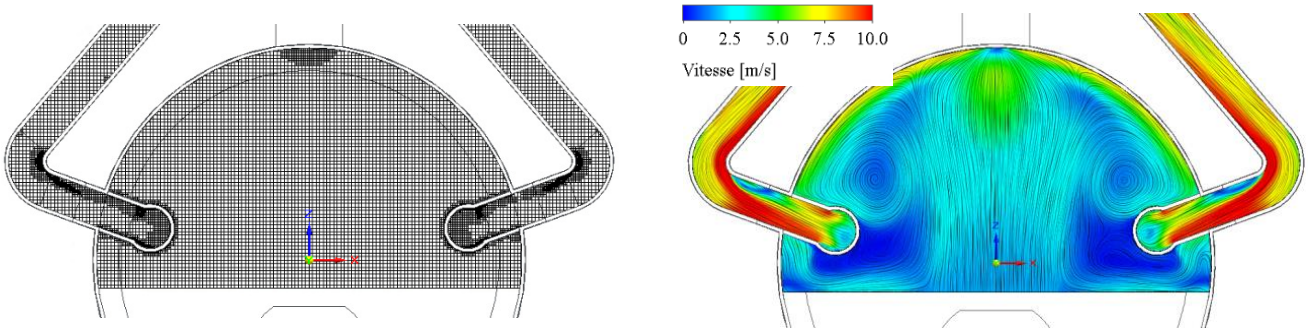
3.1.3. Maillage

La technique de maillage utilisée est appelée *Immersed Boundary Meshing* [12]. Cette technique permet de créer un maillage cartésien (figure 8-a) dans lequel intervient des cellules particulières, les *Smart Cells*. Elles sont présentent à l'interface fluide-solide et peuvent contenir à la fois des domaines fluides et solides. Ces cellules permettent d'éviter le raffinement du maillage aux zones d'interfaces. En outre, un raffinement automatique est utilisé, le *Solution Adaptive Refinement (SAR)*. Cette technique permet d'optimiser la distribution du maillage en vue de minimiser les erreurs spatiales induites par la discrétisation des équations de conservations. Comme précisé dans [12], deux paramètres sont calculés à partir des conditions locales de l'écoulement et contrôlent l'action du *SAR* en une cellule particulière du maillage. Ces paramètres sont déterminés à partir des gradients de vitesse et de pression présents dans une cellule donnée et ses cellules voisines, ce qui permet d'augmenter le nombre de cellules pour capter ces gradients ou de le diminuer. La figure 8-b propose de visualiser le maillage obtenu.

3.2. Résultats et discussions : comparaison des performances

La figure 8 propose également de visualiser les champs de vitesse obtenus pour les deux géométries suivant la direction y. Dans le cas de la géométrie conventionnelle (figure 8-c), nous pouvons clairement noter la présence de deux zones de recirculation, localisée proche des distributeurs. Nous noterons également la présence d'une zone située juste au-dessus du faisceau de tube, pour laquelle le champ de vitesse semble être unidirectionnel. Cette zone s'explique par la génération de la vapeur discutée précédemment dans le paragraphe 3.1.2. Les éléments précédents mettent en évidence la non-uniformité de l'écoulement dans l'évaporateur, point qui est notamment renforcé lorsqu'on s'intéresse à la partie haute de l'évaporateur. En outre et en première approche, un diamètre réduit de l'évaporateur renforcerait ce caractère non-uniforme par le fait qu'une variation du champ de vitesse dans le bas de l'évaporateur impacterait directement la structure de l'écoulement en partie haute. Cependant, nous noterons que le champ de vitesse au niveau du dessus du *mesh* semble uniforme, bien que sous celui-ci nous pouvons constater la présence d'importantes variations sur le champ de vitesse. Pour justifier le point précédent, la figure 9 montre le champ de vitesse situés à 1000mm sous la sortie (soit juste au-dessus du *mesh* dans le cas de la géométrie améliorée). Comme discuté précédemment, nous noterons une différence importante entre les géométrie conventionnelle et

améliorée, puisque la figure 9-b met en évidence la présence d'un champ de vitesse qui semble être quasi uniforme.



(a) Maillage suivant le plan XZ à y=3.6m

(c) Plan XZ à y=3.6m (au niveau de l'entrée)

(b) Maillage suivant le plan XZ à y=4.3m

(d) Plan XZ à y=4.3m (au niveau de l'entrée)

Figure 8 : *Résultats de simulation pour la géométrie conventionnelle (a) et améliorée (b).*

Pour quantifier ce point, intéressons-nous à l'indice d'uniformité, paramètre calculé par simulation et défini comme :

$$\gamma = 1 - \frac{1}{2VS}\int \sqrt{(v_x - V_x)^2 + \left(v_y - V_y\right)^2 + (v_z - V_z)^2}\,ds \qquad (9)$$

où V représente la vitesse moyenne de l'écoulement, S est la zone fluide, v_i et V_i sont les composantes de la vitesse locale et de la vitesse moyenne. Dans le cas d'un écoulement parfaitement uniforme, l'indice d'uniformité est égal à 1 et tend vers 0 si l'uniformité n'est plus respectée.

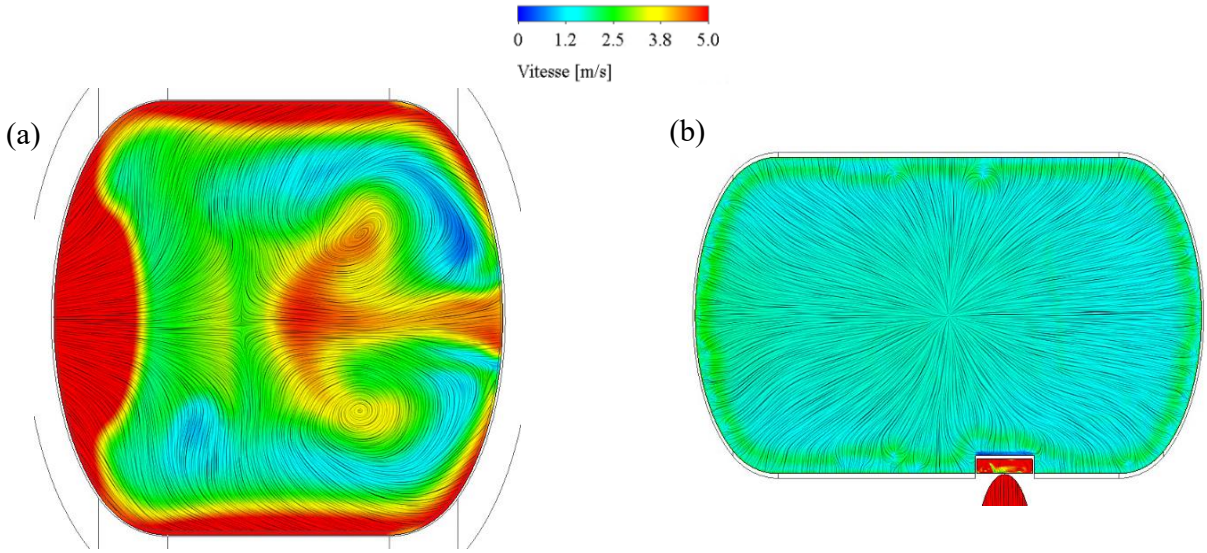


Figure 9 : *Champ de vitesse situé à 1000mm sous la sortie, géométrie conventionnelle (a) et améliorée (b).*

Géométrie	Conventionnelle	Améliorée
Indice d'uniformité	0.565	0.98

Tableau 2 : *Indice d'uniformité obtenu pour les deux géométries.*

Ainsi, nous noterons que le système d'élimination joue parfaitement son rôle et permet de diminuer drastiquement les dimensions des évaporateurs nouvelle génération tout en maintenant leur niveau de performance.

4. Conclusion

La décarbonation des procédés de liquéfaction du gaz naturel repose en grande partie sur l'amélioration de l'efficacité des équipements thermiques, en particulier dans les cycles de pré-refroidissement. La réduction des écarts de température, nécessaire pour limiter les pertes énergétiques, met toutefois en évidence les limites des technologies d'échange conventionnelles de type *Low-Fin*.

Les résultats présentés dans cet article montrent que l'utilisation de tubes à surface doublement améliorée permet de dépasser ces limitations. En s'appuyant sur une structuration fine des surfaces externes favorise l'activation d'un grand nombre de sites de nucléation à très faible surchauffe pariétale. Combinée à une amélioration interne par nervure hélicoïdale, cette approche conduit à une intensification marquée des transferts thermiques, avec des coefficients d'échange pouvant atteindre jusqu'à cinq fois ceux obtenus avec des tubes Low-Fin.

L'étude CFD menée sous FloEFD met par ailleurs en évidence l'apport d'une conception géométrique optimisée des évaporateurs. L'intégration d'un système d'élimination des gouttelettes permet de réduire significativement la taille des équipements tout en maintenant leur niveau de performances.

La combinaison des surfaces à ébullition améliorée et de la conception assistée par CFD constitue ainsi un levier majeur pour réduire simultanément la consommation énergétique ainsi que la masse des équipements. En outre, l'empreinte carbone des trains de pré-refroidissement est réduite de 40% grâce à cette approche (cf. article [6]-[7]).

Références

[1] Method of operating a natural gas liquefaction facility, Brevet EP3 255 364B1

[2] GEWA-PB enhanced nucleate boiling tubes, Wieland.

[3] Y. Y. Hsu, "On the size range of active nucleation cavities on a heating surface", *Journal of Heat Transfer*, ASME, Vol. 84, pp. 207–216, 1962.

[4] W. Nakayama, dynamic model of enhanced boiling heat transfer on porous surfaces—part I: experimental investigation. *Journal of Heat Transfer*, 102(3):445–450, 1980.

[5] J. Dietl, Numerical simulation of pool boiling from reentrant type structured surfaces, *Thesis*, April 2015.

[6] Knoepfler, A., A cooler approach: part one, *LNG Industry,* September 2025.

[7] Redjem Saad, L., A cooler approach: part two, *LNG Industry,* October 2025.

[8] Siemens, Technical Reference, *Simcenter FloEFD for SolidEdge* (2023).

[9] Mentor Graphics, Enhanced turbulence modeling in FloEFD (2011).

[10] HTRI ®, BK1-2 Report Analysis and Prediction of Entrainment and its Application to Kettle Reboiler.

[11] Mist elimination and phase separations, Koch-Glitsch.

[12] Mentor Graphics, Advanced immersed boundary cartesian meshing technology in FloEFD (2011).

Thème 2

Machines thermiques, pompes à chaleur, systèmes frigorifiques

Transferts thermo-fluidiques en écoulement alterné incompressible dans un canal régénérateur - Analyse d'échelles et effet annulaire 22

Transferts thermo-fluidiques en écoulement alterné incompressible dans un canal régénérateur - Analyse d'échelles et effet annulaire.

Thierry de LAROCHELAMBERT[1(*)], Yannick BAILLY[1], Jean-Claude ROY[1], Mickaël PERRIN[1], Ali ISMAIL[1], Thierry BARRIERE[1]

[1] Université Marie et Louis Pasteur, CNRS, Institut FEMTO-ST, UMR6174 25000 Besançon, France
[(*)] thierry.larochelambert@femto-st.fr

Résumé - L'efficacité des transferts thermo-fluidiques par écoulement alterné de fluide caloporteur au sein de régénérateurs à plaques actifs ou passifs dans les nouvelles machines de froid est l'un des verrous les plus difficiles à lever. L'existence d'un *effet annulaire* dans l'écoulement – favorable ou défavorable à ces échanges – est étudiée par résolution analytique des équations thermo-fluidiques adimensionnelles. Une analyse d'échelles approfondie en fonction des nombres de Womersley et de Prandtl de l'écoulement établit leurs *valeurs critiques* et les échelles caractéristiques de l'effet annulaire.

Mots-clés : écoulements alternés, transferts thermo-fluidiques, analyse d'échelle, transformation de Laplace, analyse de Fourier, échelles caractéristiques, effet annulaire, couche limite visqueuse de Stokes, nombres critiques de Womersley.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, $m^2\ s^{-1}$
D_h	diamètre hydraulique, m
C_f	coefficient de friction
e	demi-hauteur de canal, m
h	coeff. d'échange thermique, $W\ m^{-2}\ K^{-1}$
L	longueur, m
$\boldsymbol{k}$	conductivité thermique, $W\ m^{-1}\ K^{-1}$
p	pression, Pa
q	flux thermique, W
Po	nombre de Poiseuille
Pr	nombre de Prandtl
r	distance au plan de symétrie, m
Re	nombre de Reynolds
Re_ω	nombre de Womersley
t	temps, s
T	température, K
u	vitesse axiale, $m\ s^{-1}$
x	distance axiale, m
y	distance normale à la paroi, m
Symboles grecs	
δ	épaisseur caractéristique, m
ν	viscosité cinématique, $m^2\ s^{-1}$
ρ	masse volumique fluide, $kg\ m^{-3}$
ω	pulsation, $rad\ s^{-1}$
Indices et exposants	
av	moyenne locale sur la largeur $2e$
0	statique
RMS	root-mean-square (efficace)
w	parietal ($r = \pm e$)

1. Introduction

Les progrès récents obtenus dans la modélisation et la simulation numérique des échanges thermo-fluidiques au sein des régénérateurs actifs (magnéto- et électro-caloriques) [1] ou passifs (machines Stirling et thermo-acoustiques) permettent de bien reproduire les résultats expérimentaux obtenus sur bancs d'essais [2][3], de mieux dimensionner les régénérateurs pour accroître leurs performances [4] et d'économiser efficacement matériaux et énergie [5].

Une investigation approfondie des transferts thermo-fluidiques aux parois et dans tout le volume d'écoulement a été effectuée au laboratoire expérimentalement et par simulations numériques [6], et par résolution complète des équations de transfert dans les domaines de Laplace et de Fourier [7], pour obtenir les solutions analytiques de toutes les grandeurs physiques dans

le cas général des écoulements *transitoires quelconques* en régime laminaire (cas le plus fréquent des cycles actifs magnétiques régénérateurs AMR). Les équations générales et les conditions aux limites imposées sont présentées en section 2. Les solutions générales en régime *harmonique* sont détaillées en section 3. Les échelles caractéristiques thermiques et dynamiques et les nombres adimensionnels émergeant des équations sont décrits en section 4, ainsi que leur implication dans les transferts thermo-fluidiques et dans l'apparition des effets annulaires.

2. Résolution analytique des équations thermo-fluidiques transitoires

2.1. Équations générales

L'écoulement alterné, de vitesse moyenne u_0 nulle et de pulsation ω, est supposé incompressible et laminaire à tout instant (d'après les critères de Lodahl et al. [8] et Kurzweg et al. [9]). Seuls sont considérés les micro-canaux plans symétriquement chauffés (cas des régénérateurs), de sorte que le nombre de Richardson *Ri* reste inférieur à 0,01 dans les conditions opérationnelles habituelles des régénérateurs, rendant négligeable la convection naturelle. La longueur *L* du canal étant très grande devant sa largeur 2*e*, l'écoulement est *pleinement développé*.

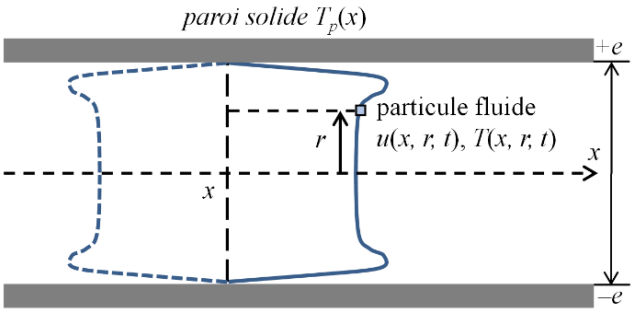


Figure 1 : *Coordonnées fluidiques sur profil dynamique ou thermique en écoulement alterné.*

Négligeant les termes de dissipation visqueuse et de dilatation, les équations générales de continuité (1a), d'impulsion (1b) et d'enthalpie (1c) sont réduites à

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial r}=0\ (\mathrm{a})\,;\quad \frac{\partial u}{\partial t}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+\nu\frac{\partial^2 u}{\partial r^2}\ (\mathrm{b})\,;\quad \frac{\partial T}{\partial t}+u\frac{\partial T}{\partial x}=a\frac{\partial^2 T}{\partial r^2}\ (\mathrm{c})\,, \tag{1}$$

avec $v(x, r, t) = 0$ par invariance dynamique en x et antisymétrie normale à l'écoulement. Les variables locales liées au fluide sont décomposées en une partie moyenne constante (indice 0) et une partie fluctuante (prime) :

$$p(x,t)=p_0(x)+p'(x,t)\,;T(x,r,t)=T_0(x)+T'(x,r,t)\,;u\left(r,t\right)=u'\left(r,t\right), \tag{2}$$

l'équation (1a) impliquant l'invariance en x de la vitesse axiale u'. La vitesse axiale moyenne u_0 étant nulle, le gradient axial de la pression axiale ($\partial p_0/\partial x$) l'est aussi, et le gradient des fluctuations $|\partial T'/\partial x|$ est négligeable devant $|\partial T_0/\partial x|$. Les équations (1b) et (1c) se réduisent donc à :

$$\frac{\partial u'}{\partial t}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p'}{\partial x}+\nu\frac{\partial^2 u'}{\partial r^2}\ \text{ et }\ \frac{\partial T'}{\partial t}+u'(r,t)\frac{\partial T_0}{\partial x}\approx a\frac{\partial^2 T'}{\partial r^2} \tag{3}$$

2.2. Conditions aux limites de la résolution analytique

Les conditions de *non-glissement* aux parois $\{u' = 0 \text{ en } r = \pm e\}$ et de *symétrie* par rapport au plan central $\{\partial u'/\partial r = 0 \text{ en } r = 0\}$ sont imposées dans tout l'écoulement du micro-canal. L'écoulement est supposé *établi*, avec une vitesse moyenne imposée de pulsation ω et de module U_0.

Le *gradient axial constant de température moyenne* $\partial T_0/\partial x$ est supposé indépendant du temps et imposé par un flux thermique pariétal variable et spatialement uniforme $q_w(t)$, ce qui est approximativement le cas dans la plupart des études expérimentales et théoriques sur les régénérateurs magnétocaloriques dans les cycles AMR [10][11]. Les fluctuations de température vérifient les conditions $\{\partial T'/\partial r = 0$ en $r = 0$; $T' = 0$ en $r = \pm e\}$.

2.3. Échanges thermo-fluidiques en écoulements alternés

Dans les écoulements transitoires, et dans les écoulements alternés symétriques de pulsation ω où la vitesse est périodiquement nulle et où température et flux sont déphasés, les définitions usuelles des coefficients de frottement et d'échange thermique ne sont plus valides. En posant $T'_{av}(x, t) = T_{av}(x, t) - T_w(x)$, puisque $T(x, \pm e, t) = T_0(x) + T'(x, \pm e, t) = T_w(x) = T_0(x)$, nous proposons dans notre étude [7] de définir ces coefficients et leurs valeurs efficaces par :

$$C_f(t) = \frac{-\nu \left.\frac{\partial u'}{\partial r}\right|_w}{\frac{1}{2}|U'|^2} \text{ et } C_{f\,RMS} = \sqrt{\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} C_f^2(\omega t)\, d(\omega t)} \tag{4a}$$

$$h_{av}(t) = k\frac{-\left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_w}{T'_{av\,RMS}} \text{ et } T'_{av\,RMS} = \sqrt{\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} T'^2_{av}(\omega t)\, d(\omega t)}\,, \tag{4b}$$

Les *nombres de Poiseuille (perte visqueuse) et Nusselt (transfert thermique)* s'en déduisent :

$$Po(t) = Re_{\max} C_f(t) \text{ et } Po_{RMS} = Re_{\max} C_{f\,RMS}\,, \text{ avec } Re_{\max} = \frac{|U'|D_h}{\nu} \;(|U'| = U_0) \tag{5a}$$

$$Nu_{av}(t) = \frac{h_{av}(t)D_h}{k}\,,\; Nu_{RMS} = \frac{h_{RMS}D_h}{k} \text{ où } h_{RMS} = k\frac{\left.\overline{\frac{\partial T}{\partial y}}\right|_{wRMS}}{T'_{av\,RMS}} = k\frac{\sqrt{\frac{\omega}{2\pi}\int_0^{2\pi}\left.\frac{\partial T}{\partial r}\right|_w^2 dt}}{T'_{av\,RMS}}. \tag{5b}$$

3. Champs et transferts complexes en régime harmonique établi

Les champs dynamique et thermique en *régime harmonique transitoire* obtenus par transformation de Laplace [7] font apparaître une inversion des profils de vitesse et de température et des déphasages entre vitesse, contrainte visqueuse, température, flux thermique quand ω augmente. L'analyse d'échelle est menée à partir des équations (3-4) et des solutions adimensionnelles en *régime harmonique établi* de vitesse moyenne imposée $\underline{U}'(t) = U_0\, e^{i\omega t}$, avec :

$$r^* = \frac{r}{e}\,,\; \theta = \omega t\,,\; u'^* = \frac{u'}{U_0}\,,\quad \Theta = \frac{T'\nu}{U_0 e^2 (dT_0/dx)}\,, \tag{6}$$

et $$u'(r^*,\theta) = \underline{u}'(r^*)e^{i\theta}\,;\; p(x,\theta) = p_0(x) + \underline{p}'(x)e^{i\theta}\,;\; T(x,r^*,\theta) = T_0(x) + \underline{T}'(x,r^*)e^{i\theta}\,, \tag{7}$$

d'où $$\begin{cases} (a) \quad i\underline{u}'^*(r^*) = -\dfrac{1}{U_0\rho\omega}\dfrac{\partial p'}{\partial x} + \dfrac{4}{Re_\omega^2}\dfrac{\partial^2 \underline{u}'^*(r^*)}{\partial r^{*2}} \\ (b) \quad i\underline{\Theta}(r^*) + \dfrac{4\underline{u}'^*(r^*)}{Re_\omega^2} = \dfrac{4}{Pr\, Re_\omega^2}\dfrac{\partial^2 \underline{\Theta}(r^*)}{\partial r^{*2}} \end{cases} \text{ avec } (c)\; Re_\omega = 2e\sqrt{\frac{\omega}{\nu}} = \frac{D_h}{2}\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\,. \tag{8}$$

Re_ω est le *nombre adimensionnel de Womersley* [12], qui détermine l'écoulement avec le nombre de Prandtl $Pr = \nu/a$. Comme $\underline{u}^{*}_{av} = 1$, la vitesse complexe, solution de (20a), s'écrit :

$$\underline{u}^{*}(r^*,\theta) = \frac{Re_\omega}{Re_\omega + 2i^{3/2}\tanh\left(Re_\omega\sqrt{i}/2\right)}\left(1-\frac{\cosh\left(Re_\omega\sqrt{i}\,r^*/2\right)}{\cosh\left(Re_\omega\sqrt{i}/2\right)}\right)e^{i\theta}, \tag{9}$$

et conduit aux *nombres de Poiseuille complexe et efficace* :

$$\underline{Po}(\theta) = -8\frac{\partial \underline{u}^{*}}{\partial r^*}\bigg|_1 = \frac{4Re_\omega^2\sqrt{i}}{Re_\omega + 2i^{3/2}\tanh\left(\dfrac{Re_\omega\sqrt{i}}{2}\right)}\tanh\left(\frac{Re_\omega\sqrt{i}}{2}\right)e^{i\theta} \text{ et } Po_{RMS} = \frac{|\underline{Po}(\theta)|}{\sqrt{2}}. \tag{10}$$

En introduisant la solution (9) dans l'équation (8b), on obtient la température complexe et les *nombres de Nusselt complexe et efficace* pour $Pr \neq 1$:

$$\underline{\Theta}(r^*,\theta) = \underline{\Theta}_p\left(1+\frac{Pr}{1-Pr}\frac{\cosh\left(\dfrac{Re_\omega\sqrt{i}\,r^*}{2}\right)}{\cosh\left(\dfrac{Re_\omega\sqrt{i}}{2}\right)} - \frac{1}{1-Pr}\frac{\cosh\left(\dfrac{Re_\omega\sqrt{i\,Pr}\,r^*}{2}\right)}{\cosh\left(\dfrac{Re_\omega\sqrt{i\,Pr}}{2}\right)}\right)e^{i\theta} \tag{11}$$

$$\underline{Nu}(\theta) = \frac{4\dfrac{\partial\underline{\Theta}}{\partial r^*}\bigg|_1}{-\Theta_{av}} = \frac{-2Re_\omega\sqrt{i}\left(\dfrac{Pr}{1-Pr}\tanh\left(\dfrac{Re_\omega\sqrt{i}}{2}\right) - \dfrac{\sqrt{Pr}}{1-Pr}\tanh\left(\dfrac{Re_\omega\sqrt{i\,Pr}}{2}\right)\right)e^{i\theta}}{1+\dfrac{Pr}{1-Pr}\dfrac{2}{Re_\omega\sqrt{i}}\tanh\left(\dfrac{Re_\omega\sqrt{i}}{2}\right) - \dfrac{1}{1-Pr}\dfrac{2}{Re_\omega\sqrt{i\,Pr}}\tanh\left(\dfrac{Re_\omega\sqrt{i\,Pr}}{2}\right)} \tag{12}$$

avec $$\underline{\Theta}_p = \frac{4i}{Re_\omega\left(Re_\omega + 2i^{3/2}\tanh\left(\dfrac{Re_\omega\sqrt{i}}{2}\right)\right)} \text{ et } Nu_{RMS}(Pr,Re_\omega) = 4\frac{\left|\dfrac{\partial\underline{\Theta}}{\partial r^*}\bigg|_1\right|}{\left|-\Theta_{av}\right|}, \tag{13}$$

et les solutions pour $Pr = 1$ (même expression de $\underline{\Theta}_p$) :

$$\underline{\Theta}_1(r^*,\theta) = \underline{\Theta}_p\left(\begin{array}{l}1-\dfrac{\cosh\left(Re_\omega\sqrt{i}\,r^*/2\right)}{\cosh\left(Re_\omega\sqrt{i}/2\right)}\left(1-\dfrac{Re_\omega\sqrt{i}}{4}\tanh\left(\dfrac{Re_\omega\sqrt{i}}{2}\right)\right)+ \\ \dfrac{Re_\omega\sqrt{i}}{4}r^*\dfrac{\sinh\left(Re_\omega\sqrt{i}\,r^*/2\right)}{\cosh\left(Re_\omega\sqrt{i}/2\right)}\end{array}\right)e^{i\theta} \tag{14}$$

$$\underline{Nu}_1(\theta) = \frac{4\dfrac{\partial\underline{\Theta}_1}{\partial r^*}\bigg|_1}{-\Theta_{1av}} = \frac{-Re_\omega\sqrt{i}\left(\dfrac{Re_\omega\sqrt{i}}{2} - \tanh\left(\dfrac{Re_\omega\sqrt{i}}{2}\right)\left(1+\dfrac{Re_\omega\sqrt{i}}{2}\tanh\left(\dfrac{Re_\omega\sqrt{i}}{2}\right)\right)\right)}{\dfrac{3}{2} - \dfrac{1}{Re_\omega\sqrt{i}}\tanh\left(\dfrac{Re_\omega\sqrt{i}}{2}\right)\left(3+\dfrac{Re_\omega\sqrt{i}}{2}\tanh\left(\dfrac{Re_\omega\sqrt{i}}{2}\right)\right)}. \tag{15}$$

Les profils dynamiques de l'écoulement (Fig. 2a, b, c, d), typiquement paraboliques (écoulement de Poiseuille) aux bas nombres de Womersley, subissent une inversion proche des parois de plus en plus marquée au-dessus de $Re_\omega \sim 3$, caractéristique de l'*effet annulaire dynamique* [12]. Les profils thermiques (Fig. 3a, b, c, d) voient aussi apparaître un *effet annulaire thermique*, mais à partir de valeurs de Re_ω d'autant plus élevées que le nombre de Prandtl du fluide est petit. Dans ces huit figures, les profils successifs $u^*(r^*)$ et $\Theta^*(r^*)$ sont montrés à des angles de phase θ croissant de 0 à π, pour visualiser leur déformation au cours d'une demi-alternance.

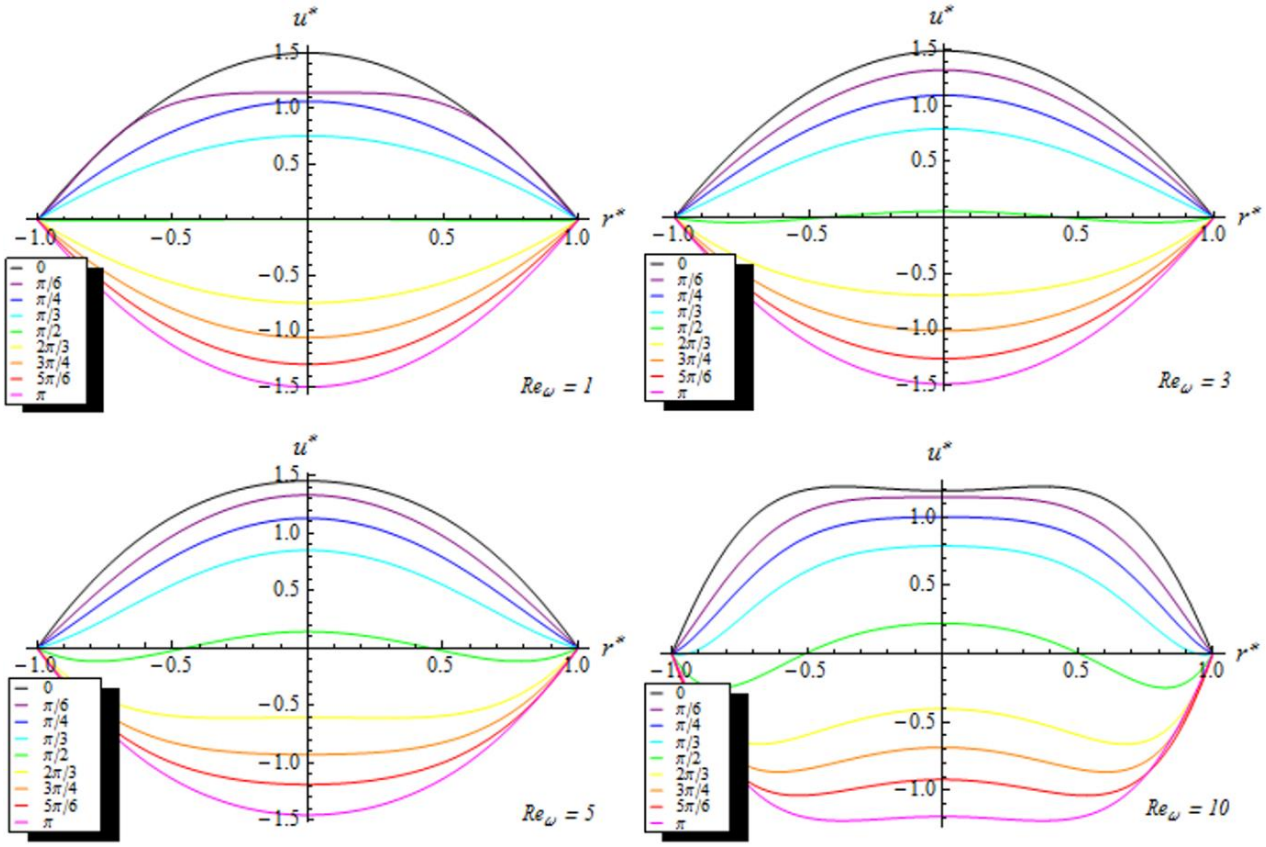


Figure 2 : *Déformation du profil dynamique d'écoulement laminaire harmonique avec* Re_ω.

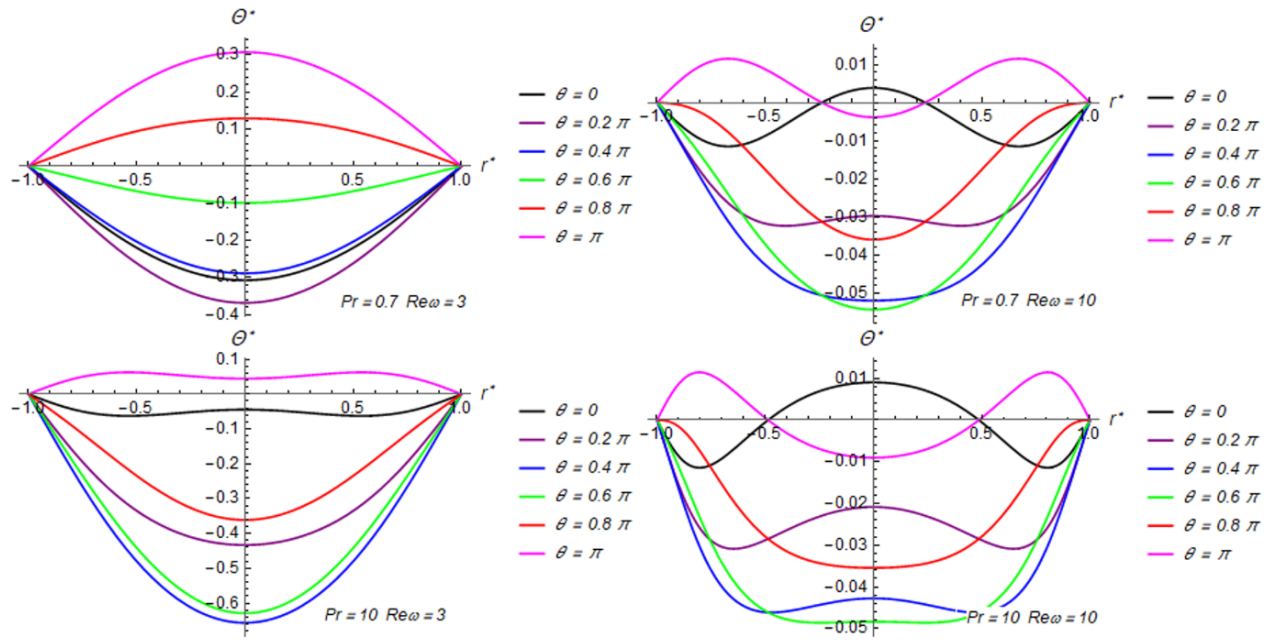


Figure 3 : *Déformation du profil thermique d'écoulement laminaire harmonique avec* Pr *et* Re_ω.

Le graphe $Po_{RMS}(Re_\omega)$ présente une rupture de pente à $Re_\omega \sim 5$ entre les asymptotes $\{Po_{RMS}(Re_\omega \to 0) = 24/\sqrt{2}\ ;\ Po_{RMS}(Re_\omega \to \infty) = 2\sqrt{2}Re_\omega\}$ (Fig. 4 gauche), alors que les graphes $Nu_{RMS}(Pr, Re_\omega)$ montrent un comportement plus complexe suivant les plages de Pr (Fig. 4 droit) où l'accroissement asymptotique rapide de Nu_{RMS} se produit à une valeur Re_ω d'autant plus faible que Pr est élevé, avec une éventuelle baisse de Nu_{RMS} dans une plage Pr {0,14 – 7,2} [7], entre asymptotes $\{Nu_{RMS}(Re_\omega \to 0) = 10\}$ et $\{Nu_{RMS}(Re_\omega \to \infty) = 2Re_\omega\sqrt{Pr}/(1+\sqrt{Pr})\}$.

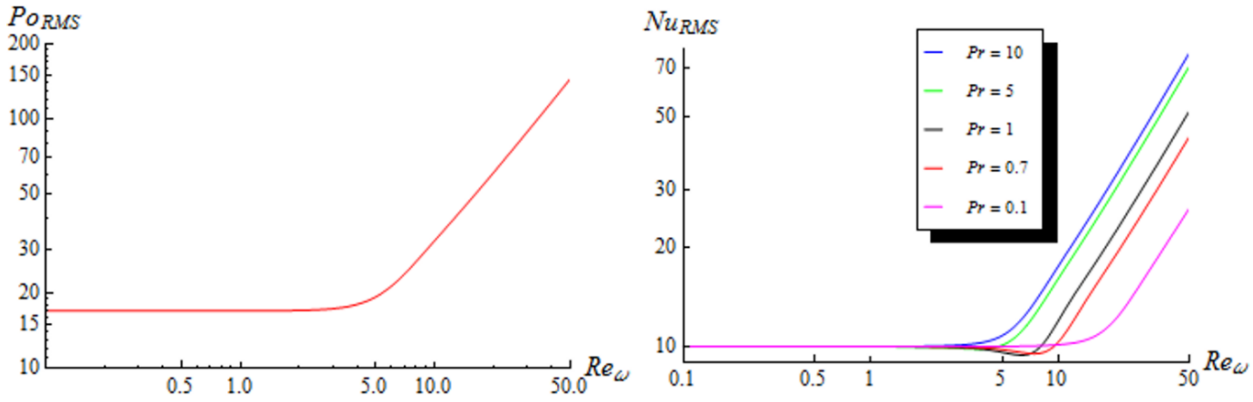


Figure 4 : *Evolution des pertes visqueuses (gauche) et transferts thermiques (droite) avec Re_ω.*

4. Échelles et nombres caractéristiques des écoulements alternés

4.1. Couche limite visqueuse de Stokes et effet annulaire dynamique

En posant $x^* = x/(2e)$ et $p'^* = 2ep'/(\rho\nu U_0)$, l'équation adimensionnelle (8a) s'écrit :

$$\frac{4}{Re_\omega^2}\frac{\partial^2 \underline{u}'^*(r^*)}{\partial r^{*2}} - i\underline{u}'^*(r^*) = \frac{1}{Re_\omega^2}\frac{\partial p'^*}{\partial x^*}. \tag{16}$$

La solution homogène de cette équation peut se mettre sous la forme mathématique :

$$\underline{u}'(r^*,\theta) = \underline{u}'(r^*)e^{i\theta} = \underline{u}_0 \exp\left(i\theta + \frac{1+i}{\sqrt{2}}\frac{Re_\omega}{2}r^*\right) = \underline{u}_0 \exp\left(\frac{r^*}{\delta_\nu^*}\right)\exp\left(i\left[\theta + \frac{r^*}{\delta_\nu^*}\right]\right), \tag{17}$$

caractéristique d'une onde progressive harmonique, amortie exponentiellement des parois vers le centre du canal sur une distance caractéristique adimensionnelle δ_ν^* où δ_ν est l'épaisseur de la *couche visqueuse de Stokes* [13], avec une célérité c_ν dans un *temps visqueux de Stokes* caractéristique de la traversée de l'onde à travers tout le canal :

$$\delta_\nu^* = \frac{2\sqrt{2}}{Re_\omega} = \frac{1}{e}\sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} = \frac{\delta_\nu}{e} \text{ et } c_\nu = \omega\delta_\nu = \sqrt{2\omega\nu} \text{ et } \tau_\nu = \frac{2e}{c_\nu} = e\sqrt{\frac{2}{\omega\nu}} \tag{18}$$

La couche visqueuse de Stokes ne peut exister et se maintenir que si l'onde a le temps de traverser le canal pendant le quart de la période, d'où le *nombre critique de Womersley* :

$$\frac{T}{4} < \tau_\nu \Leftrightarrow \frac{\pi}{2\omega} < e\sqrt{\frac{2}{\omega\nu}} \Leftrightarrow Re_\omega > \frac{\pi}{\sqrt{2}} = Re_{\omega c\nu}. \tag{19}$$

Physiquement, le nombre de Womersley peut être considéré comme la mesure du rapport entre le temps de diffusion visqueux $\tau_{dv} = (2e)^2/\nu$ et le temps visqueux de Stokes τ_ν :

$$\frac{\tau_{dv}}{\tau_v} = 2e\sqrt{\frac{2\omega}{\nu}} = Re_\omega\sqrt{2}\,. \tag{20}$$

4.2. Couche limite thermique de Stokes et effet annulaire dynamique

La température étant une grandeur scalaire passive dans l'écoulement forcé alternatif, son statut physique ne peut être similaire à celui de la vitesse ou de la pression, qui peuvent toutes deux être considérées comme des grandeurs physiques actives. Par conséquent, le processus de transfert conduisant à l'émergence d'une couche de Stokes thermique pour la température résulte à la fois des mécanismes de diffusion thermique et d'advection.

L'équation adimensionnelle de la température (8b), écrite sous la forme :

$$\frac{4}{Pr\,Re_\omega^2}\frac{\partial^2\underline{\Theta}(r^*)}{\partial r^{*2}} - i\underline{\Theta}(r^*) = \frac{4\underline{u}'^*(r^*)}{Re_\omega^2} \tag{21}$$

a pour solution homogène la température adimensionnelle d'expression :

$$\underline{\Theta}(r^*,\theta) = \underline{\Theta}(r^*)\,e^{i\theta} = \underline{\Theta}_0\exp\left(i\theta + \frac{1+i}{\sqrt{2}}\frac{\sqrt{Pr}\,Re_\omega}{2}r^*\right) = \underline{\Theta}_0\exp\left(\frac{r^*}{\delta_a^*}\right)\exp\left(i\left[\theta + \frac{r^*}{\delta_a^*}\right]\right), \tag{22}$$

caractéristique d'une onde thermique progressive amortie exponentiellement sur une distance caractéristique adimensionnelle δ_a^* où δ_a peut être considérée comme l'épaisseur d'une *couche thermique de Stokes*, avec une célérité c_a :

$$\delta_a^* = \frac{2\sqrt{2}}{Re_\omega\sqrt{Pr}} = \frac{1}{e}\sqrt{\frac{2a}{\omega}} = \frac{\delta_a}{e} = \frac{\delta_\nu^*}{\sqrt{Pr}} \text{ et } c_a = \omega\delta_a = \sqrt{2\omega a} = \frac{c_\nu}{\sqrt{Pr}} \tag{23}$$

dans un *temps thermique de Stokes* τ_a caractéristique de la traversée de l'onde à travers tout le canal, d'où une *valeur critique thermique* $Re_{\omega ca}$ cohérente avec la figure 4 :

$$\tau_a = \frac{2e}{c_a} = e\sqrt{\frac{2}{\omega a}} = \tau_\nu\sqrt{Pr} \text{ et } Re_{\omega ca} = \frac{\pi}{\sqrt{2\,Pr}} = \frac{Re_{\omega c\nu}}{\sqrt{Pr}}\,. \tag{24}$$

Cette approche isolée ne tient toutefois pas compte de l'advection qui régit la propagation des ondes thermiques, de sorte que les échelles thermiques et visqueuses de Stokes sont nécessairement imbriquées dans les flux alternés entre les plaques parallèles chauffées alternativement : le transfert de chaleur entre les parois et le fluide résulte de la compétition entre ondes thermiques transversales et mouvement axial d'advection. Ainsi, l'équation (16) de la vitesse complexe doit être intégrée au terme d'advection de l'équation (21) qui devient :

$$\frac{16}{Pr\,Re_\omega^4}\frac{\partial^4\underline{\Theta}(r^*)}{\partial r^{*4}} - \frac{4i}{Re_\omega^2}\left(1+\frac{1}{Pr}\right)\frac{\partial^2\underline{\Theta}(r^*)}{\partial r^{*2}} - \underline{\Theta}(r^*) = \frac{4}{Re_\omega^4}\frac{\partial p'^*}{\partial x^*} = -\Theta_p \tag{25}$$

La solution homogène de l'équation (25) est donc une combinaison linéaire de deux ondes transversales progressives caractérisées par leurs propres profondeurs de pénétration δ_ν^* et δ_a^* :

$$\underline{\Theta}(r^*,\theta) = \underline{\Theta}_{01}\exp\left(\frac{r^*}{\delta_a^*}\right)\exp\left(i\left[\theta + \frac{r^*}{\delta_a^*}\right]\right) + \underline{\Theta}_{02}\exp\left(\frac{r^*}{\delta_\nu^*}\right)\exp\left(i\left[\theta + \frac{r^*}{\delta_\nu^*}\right]\right), \tag{26}$$

avec, d'après l'analyse d'échelles de la partie réelle de (25),

$$\delta_a^* \sim \frac{2}{Re_\omega \sqrt{Pr}} \rightarrow \Theta_{01} \sim \Theta_p \frac{1}{1-Pr} \text{ et } \delta_\nu^* \sim \frac{2}{Re_\omega} \rightarrow \Theta_{02} \sim \Theta_p \frac{Pr}{Pr-1}, \quad (27)$$

conformément à l'expression (11) et au comportement complexe de $\underline{Nu}$ avec Pr (Fig. 4a).

5. Conclusion

L'analyse d'échelles de l'effet annulaire dans les écoulements alternés permet d'en déterminer les causes physiques, les conditions d'apparition et les conséquences sur les transferts de quantité de mouvement et de chaleur aux parois des micro-canaux plans en fonction des nombres de Womersley et de Prandtl. Elle complète utilement les résolutions analytique et numérique des écoulements alternés pour optimiser les régénérateurs actifs et passifs des machines thermodynamiques. Elle doit encore être étendue aux échanges enthalpiques complets des micro-échangeurs pour déterminer les avantages et inconvénients des effets annulaires.

Références

[1] Silva DJ, Ventura J, Araújo JP. Caloric devices: A review on numerical modeling and optimization strategies, *Int. J. Energy Res.* 45 (2021) 18498-18539.

[2] A. Plait, T. de Larochelambert, S. Giurgea, C. Espanet, Experimental validation of a multiphysics modeling for a magnetocaloric bench, *Appl. Thermal Eng*., 211 (2022) 118415.

[3] M. Perrin, T. de Larochelambert, Y. Bailly, J.C. Roy, A. Ismail, Simulation numérique 3D de l'intensification des échanges thermo-fluidiques dans un micro-canal d'échangeur thermique par micro-structuration des surfaces d'échange, *32ème Congrès Français de Thermique*, 3-6 juin 2025, Chambéry, France.

[4] A. Ismail, M. Perrin, S. Giurgea, Y. Bailly, J.C. Roy, T. Barriere, Multiphysical and multidimensional modelling of Parallel-Plate active magnetic regenerator, *Appl. Energy*, 314 (2022) 118963.

[5] H. Ucar, D. Paudyal, O. Boyraz, Using numerical methods to screen magnetocaloric materials in an active magnetic regenerative cycle, *Int. J. Refrig.*, 120 (2020) 50-57.

[6] M. Perrin, T. LI, A. Ismail, A. Meunier, Y. Bailly, L. Girardot, D.Ramel, J.C. Roy, T. De Larochelambert, S. Giurgea, Numerical and experimental investigations for annular effect in a regenerator-exchanger of magnetocaloric heat pump, *The 12th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing* (New Taipei City, Taiwan, 19-22 November, 2019).

[7] T. de Larochelambert, Heat and momentum transfer in regenerator parallel plates with transient and steady alternating incompressible flows – I. Analytical solutions; II. Scale analysis and annular effects (en soumission).

[8] C.R. Lodahl, B.M. Sumer, J. Fredsøe, Turbulent combined oscillatory flow and current in a pipe, *J. Fluid Mech.* 373 (1998) 313-348.

[9] U.H. Kurzweg, E.R. Lindgren, B. Lothrop, Onset of turbulence in oscillating flow at low Womersley number, *Phys. Fluids A* 1 (12) (1989) 1972-1975.

[10] Zhang, M., Abdelaziz, O., Momen, A.M. et al., A numerical analysis of a magnetocaloric refrigerator with a 16-layer regenerator. *Sci Rep* 7 (2017).

[11] J. Liang, M. Masche, K. Engelbrecht, C.R.H. Bahl, Harmonic analysis of temperature profiles of active caloric regenerators, *Int. J. Heat Mass Transfer* 190 (2022) 122694.

[12] J.R. Womersley, Method for the calculation of velocity, rate of flow and viscosity drag in arteries when the pressure gradient is known, J. Physiol. 127 (1955) 553-563.

[13] G. G. Stokes, On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums, *Trans. Cambridge Phil. Soc.* 9 II (1856) 8-106.

Thème 3

Méthodes numériques et modélisation en thermique

Analyse de sensibilité de différents cycles de Brayton 32
Comparaison d'un calcul CFD avec des tests expérimentaux afin de déterminer un modèle prédictif de globe noir en fonction de la charge solaire 40
Couplage conducto-radiatif de structures poreuses hétérogènes dans un maillage tétraédrique 48
Etude numérique de l'intégration de matériaux à changement de phase dans les parois des chambres froides pour le stockage des produits alimentaires 56
Evaluation de la dégradation d'un élément de drone par impact d'un faisceau laser 64
Évaluation thermo-énergétique d'un stockage actif à matériaux à changement de phase intégrant une modélisation adimensionnée 72
Méthode inverse pour l'estimation des propriétés thermiques d'une cellule cylindrique de batterie 80
Modélisation hydro-thermique d'un système géothermique : l'échangeur air-sol et le sol environnant 88
Modélisation macroscopique du comportement thermique d'un module de batterie de véhicules électriques 96
Simulation numérique directe des écoulements gas-particules dans les récepteurs solaires de tour à concentration 104
Une approche Monte Carlo pour l'analyse de sensibilité d'un système de pompe à chaleur automobile 112
Une approche pseudo-analytique basée sur la formulation « improved lumped » pour la reconstruction transitoire du flux thermique en écoulement dispersé sous conditions de type APRP 120
Une Nouvelle Stratégie de Refroidissement des Batteries Lithium-Ion par stockage de chaleur dans des Matériaux à Changement de Phase 128

Influence of parameters on different Brayton cycle configurations: a thermodynamic and sensitivity analysis.

Louis Mougenot[1,2,3,*], Philippe Baucour[1], François Lanzetta[1], Nicolas Gaud[3] and Alexis Sesmat[2]

[1]Université Marie et Louis Pasteur, CNRS, institut FEMTO-ST, F-90000 Belfort, France
[2]NEEXT, 3 rue de la découverte, F-90000 Belfort, France
[3]UTBM, CIAD, F-90010 Belfort cedex, France
(*Corresponding author: louis.mougenot@neext.email)

Abstract - This study compares five Brayton cycle configurations—simple, intercooled, reheat, regenerative, and complete—using thermodynamic modeling with real-gas air properties at a fixed thermal input of $Q_{\text{core}} = 120$ MW. Component-level models account for isentropic efficiencies and pressure losses in heat exchangers. A Sobol global sensitivity analysis identifies the dominant parameters affecting net power output W_{net} and thermal efficiency η. Results show that turbine inlet temperature and component isentropic efficiencies have the strongest influence on cycle performance, providing quantitative guidance for gas turbine design optimization.

Keywords: Brayton cycle, thermodynamic analysis, Sobol sensitivity analysis, efficiency optimization, parameter study

Thermodynamic cycles serve as the backbone of modern power generation systems, with the Brayton cycle being a pivotal technology for gas turbine engines used in power plants and aircrafts [1]. Since its inception, the Brayton cycle has undergone significant evolution, driven by advancements in high-temperature materials, aerodynamic design, and combustion technologies [2]. Historically, early implementations focused on proving feasibility, but the mid-20^{th} century saw rapid refinement for aerospace applications [3].

Today, the cycle is not only central to traditional propulsion but is also increasingly adapted for hybrid systems integrating renewable energy sources. In the context of global energy challenges, such as the vital need for sustainable power generation, the Brayton cycle offers a pathway to reduce emissions while maintaining high performance [4]. Advanced cycle configurations—such as those incorporating intercooling, reheat, and regeneration—have been developed to exploit thermodynamic potentials further [5].

Although existing studies have examined these configurations [6], the influence of individual design parameters on cycle performance remains insufficiently quantified. Local sensitivity approaches are limited in their ability to account for parameter interactions. To address this gap, we apply Sobol's variance-based global sensitivity analysis [7, 8] to five Brayton cycle variants, with the objective of identifying key design levers for advanced thermal systems.

1. Thermodynamic Modeling and Sensitivity Analysis

1.1. Thermodynamic Modeling

In this study, the Brayton cycles are modeled by considering eight key performance parameters of their constituent components, summarized in Table 2.holding temperature T_{in} is fixed by the available cooling medium (ambient air or cooling water); it is treated as a variable in the

sensitivity analysis to account for site-dependent ambient conditions. The compressor is characterized by its outlet pressure (or equivalently, the pressure ratio) and isentropic efficiency, which are crucial for determining the compression work [9]. The turbine performance is similarly defined by its isentropic efficiency, governing the work extraction from the high-temperature gas stream. The heat exchangers are modeled by incorporating a pressure drop factor to realistically capture pressure losses across these devices [10]. A recuperator is included based on its effectiveness, which quantifies the fraction of energy recovered from the exhaust gases to preheat the incoming air. For cycles with intercooling, the intercooler outlet temperature defines the cooling achieved between compression stages.Finally, the temperature of the primary heat exchanger outlet determines the maximum cycle temperature, which has a direct impact on thermal efficiency and net power output. The mass flow rate is determined to maintain the prescribed thermal input $Q_{\text{primary}} = 120$ MW.This thermal power level is representative of medium-scale industrial gas turbines (100–150 MW class) used in combined heat-and-power applications, enabling comparison with published benchmark data. T_{H} is the temperature of the hot source and T_{C} that of the cold sink. This comprehensive component-level approach enables an accurate and detailed representation of the thermodynamic processes, facilitating a robust sensitivity analysis of the Brayton cycle performance with respect to variations in these key parameters. The governing equations for each component are summarized in Table 1.

Table 1 : *Governing equations of each device*

Process	**Equation**
Pressure drop	$P_{\text{out}} = P - \Delta P$
Energy conservation	$\dot{m}(h_{\text{out}} - h_{\text{in}}) = \dot{Q} + \dot{W}$
Compressor	$h_{\text{out}} = h_{\text{in}} + (h_{\text{out}}^{\text{is}} - h_{\text{in}})/\eta_{\text{comp}}$
Turbine	$h_{\text{out}} = h_{\text{in}} - \eta_{\text{turb}}(h_{\text{in}} - h_{\text{out}}^{\text{is}})$
Properties (CoolProp)	$h = f(P,T), \quad s = f(P,T)$
Recuperator	$\varepsilon_{\text{recup}} = (T_{\text{out,c}} - T_{\text{in,c}})/(T_{\text{out,h}} - T_{\text{in,c}})$

The pressure drop ΔP_{HX} is set as an arbitrary constant (Table 2), as no detailed heat exchanger model is implemented in this study. In the following analysis, we investigate five specific Brayton cycle configurations to assess the impact of architectural changes: the **conventional** baseline cycle; the **reheat** cycle [5]; the **regenerative** cycle [11]; the **intercooled** cycle [12]; and the **complete** cycle [6], which integrates all three enhancements to simultaneously maximize power and efficiency. These configurations allow us to systematically assess the impact of each process modification and could be visualized in Figure 1. All the key parameter values are listed in table 2. The component-level equations were derived from Çengel and Boles [1], which serves as the validation baseline; the reference performance values in Table 3 are consistent with the cycle analyses presented therein.

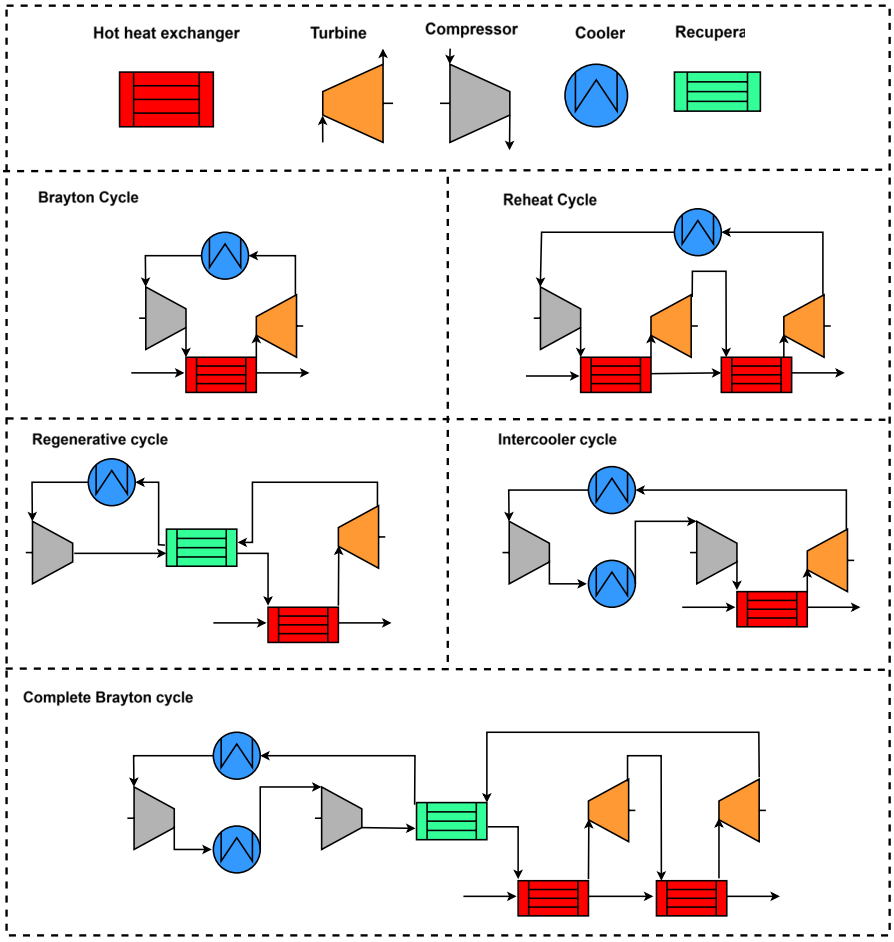


Figure 1 : *Illustration of the 5 Brayton cycle configurations studied.*

Table 2 : *Reference values and sensitivity analysis boundaries for the Brayton cycle parameters*

Parameter	**Symbol**	**Ref.**	**Min**	**Max**	**Units**
Compressor Inlet Temperature	T_{in}	15	0	30	°C
Compressor Inlet Pressure	P_{in}	1	–	–	bar
Compressor Pressure Ratio	π_{comp}	7	5	10	–
Compressor Isentropic Efficiency	η_{comp}	0.85	0.75	0.90	–
Turbine Isentropic Efficiency	η_{turb}	0.85	0.75	0.90	–
Recuperator Effectiveness	$\varepsilon_{\text{recup}}$	0.85	0.60	0.95	–
Intercooler Outlet Temperature	T_{IC}	45	25	60	°C
Primary Heat Exchanger Power	Q_{core}	120	–	–	MW
Primary Heat Exchanger Outlet Temp.	$T_{\text{core,out}}$	1200	1100	1300	°C
Pressure Drop per Heat Exchanger	ΔP_{HX}	0.1	0.05	0.15	bar

Note: Air as working fluid (CoolProp). $Q_{\text{core}} = 120$ MW held constant for all configurations.

1.2. Sensitivity Analysis Methodology

The sensitivity analysis employs the variance-based Sobol method to decompose the output variance $V(Y)$ into contributions from individual parameters and their interactions [7, 13]. The first-order index $S_i = V_i/V(Y)$ quantifies the main effect of parameter X_i, while the total-order

index S_{T_i} captures the contribution of X_i including all its interactions with other parameters.

The Sobol indices are computed using the Saltelli estimators [14]. Two independent quasi-random matrices A and B of size $N \times k$ are generated, where $N = 1024$ is the number of samples and k the number of input parameters. For each parameter i, a hybrid matrix $A_B^{(i)}$ is built by replacing column i of A with the corresponding column from B. The first-order and total-order indices are then estimated as:

$$S_i \approx \frac{1}{NV(Y)} \sum_{j=1}^{N} f(B)_j \left[f(A_B^{(i)})_j - f(A)_j \right], \tag{1}$$

$$S_{T_i} \approx \frac{1}{2NV(Y)} \sum_{j=1}^{N} \left[f(A)_j - f(A_B^{(i)})_j \right]^2, \tag{2}$$

where $f(\cdot)$ is the model output (P_{net} or η) and $V(Y)$ its variance.

The analysis excludes second-order interactions, requiring $N_{\text{eval}} = N(k+2)$ function calls. Given $N = 1\,024$ and between 6 and 9 parameters per cycle, we perform 8 192 to 11 264 model runs for each output.

The 8 parameters studied could fluctuate around their respective reference value, Table 2 delineates the specific boundaries established for each individual parameter.

In this sensitivity analysis, both the efficiency and the net power output of the system are considered as primary performance indicators. Efficiency is commonly defined as the ratio of useful work to the heat input, namely [15]:

$$\eta = \frac{W_{\text{net}}}{Q_{\text{in}}}, \quad W_{\text{net}} = W_{\text{turbine}} - |W_{\text{compressor}}| \geq 0 \tag{3}$$

and for an idealized Carnot cycle, the maximum efficiency is expressed by

$$\eta_{\text{Carnot}} = 1 - \frac{T_C}{T_H}, \tag{4}$$

where $T_H = T_{\text{core,out}}$ is the primary heat exchanger outlet temperature and $T_C = T_{\text{in}}$ is the compressor inlet temperature, both in Kelvin. The Carnot efficiency serves here as a theoretical upper bound for comparison only

On the other hand, the net power output of the system is given by

$$P_{\text{net}} = P_{\text{turbine}} - P_{\text{compressor}}, \tag{5}$$

where P_{turbine} is the power generated by the turbine and $P_{\text{compressor}}$ is the power consumed by the compressor.

Analyzing both metrics allows us to distinguish between parameters that enhance thermodynamic efficiency and those that increase net power delivery. This approach provides designers with a fuller understanding of the trade-offs inherent in cycle optimization.

2. Results and Discussion

Figure 2 compares the Temperature-Entropy (T-s) trajectories for the five investigated cycle configurations, while Figure 3 quantifies their performance in terms of net work, thermal efficiency, and mass flow rate at reference conditions (Table 2).

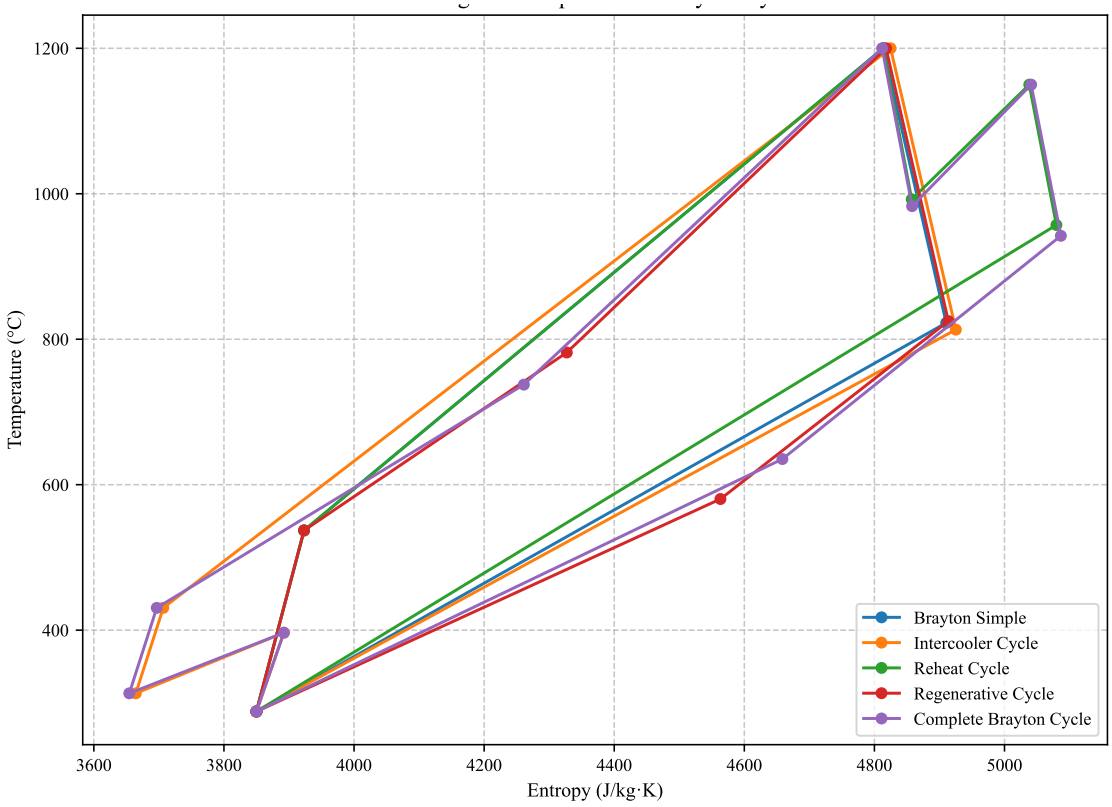


Figure 2 : *Temperature-Entropy diagram comparing the five Brayton cycle configurations. All parameters are set to their reference values given in Table 2.*

The **Simple** cycle serves as the reference case, using standard compression followed by expansion. With an **Intercooler**, the gas is cooled between two compressor stages, lowering the inlet temperature to the second stage. This reduces the energy needed for compression and improves both net work and efficiency slightly, though mass flow decreases for a given primary heat exchanger thermal output ($Q_{\text{core}} = 120$ MW) [16].

The **Reheat** variant injects additional heat mid-expansion, elevating the average heat supply temperature and extracting more work from the turbine. Yet when the peak cycle temperature is held constant, reheat produces the weakest results (Figure 3). Zhao et al. [17] point out that frictional losses in the reheater can cancel out any thermodynamic advantage.

The **Regenerative** cycle recovers waste heat from the turbine exhaust to preheat air entering the primary heat exchanger, reducing thermal input requirements. This yields the highest thermal efficiency among single-modification configurations (Figure 3). The regenerator increases the average heat supply temperature while reducing heat rejection, and is particularly effective when turbine exhaust temperature exceeds compressor discharge temperature [18].

By incorporating intercooling, reheat, and regeneration simultaneously, the **Complete** cycle attains superior performance on both metrics (Figure 3). While this design extracts near-maximum thermodynamic potential from the working fluid [6], it requires more components and control strategies than simpler variants.

Table 3 summarizes the key performance metrics obtained from the thermodynamic simulation:

Figure 4 presents the first-order (S1) and total-order (ST) Sobol indices for both net power output P_{net} and thermal efficiency η across all five Brayton cycle configurations. The sensitivity

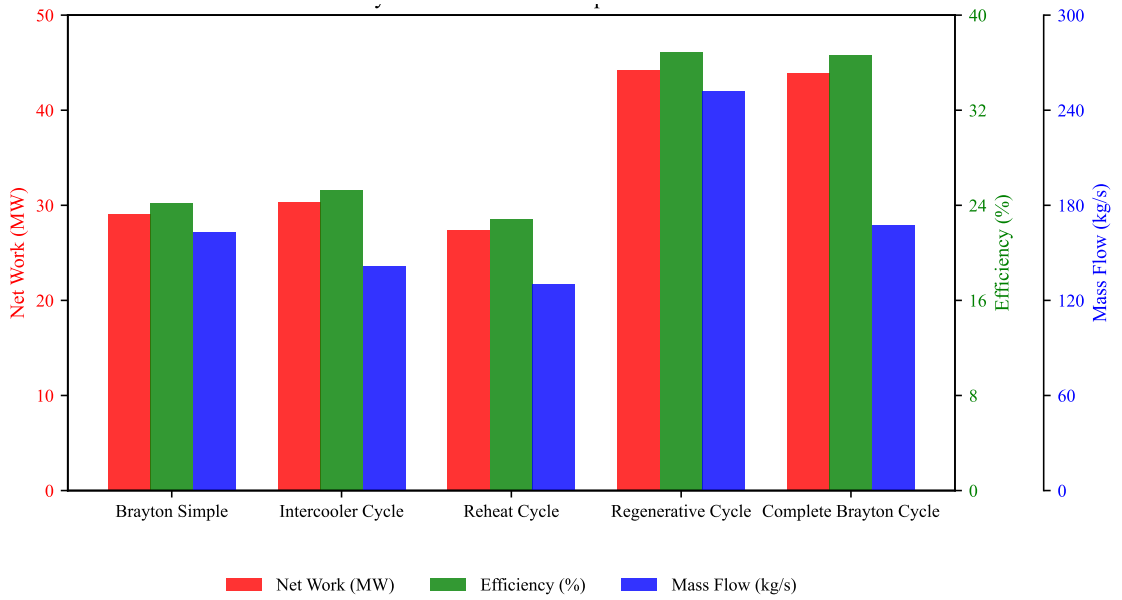


Figure 3 : *Comparison of net work, thermal efficiency, and mass flow rate for the five Brayton cycle configurations at reference conditions (Table 2).*

Table 3 : *Summary of Performance Metrics for the Investigated Brayton Cycle Configurations*

Configuration	**Net Work (MW)**	**Efficiency (%)**	**Mass Flow (kg/s)**
Brayton Simple	29.0	24.2	162.8
Intercooler Cycle	30.3	25.3	141.7
Reheat Cycle	27.4	22.8	130.6
Regenerative Cycle	44.3	36.9	252.1
Complete Brayton Cycle	44.0	36.6	167.4

analysis reveals distinct dominant parameters for each architecture:

For the Simple cycle, turbine efficiency η_{turb} predominates with a Sobol index around 0.6, reflecting the direct impact of turbine performance on net power extraction. The Intercooled cycle exhibits a markedly different behavior, with the compressor pressure ratio π_{comp} emerging as the dominant parameter ($\text{S1} \approx 0.8$), as intercooling amplifies the sensitivity to compression staging. In the Reheat configuration, both turbomachine efficiencies—compressor and turbine—share comparable influence, indicating a balanced sensitivity between compression and expansion processes. The Regenerative cycle displays a more distributed sensitivity pattern: turbine efficiency remains significant (≈ 0.4), while $T_{\text{Prim Heat EXC,out}}$ and compressor efficiency also contribute meaningfully, as the recuperator redistributes energy flows and couples multiple parameters. Finally, the Complete cycle is predominantly governed by turbine efficiency, which emerges as the leading sensitivity driver despite the architectural complexity.

Since Q_{in} is held constant across all cases, the sensitivity of η mirrors that of P_{net} exactly.

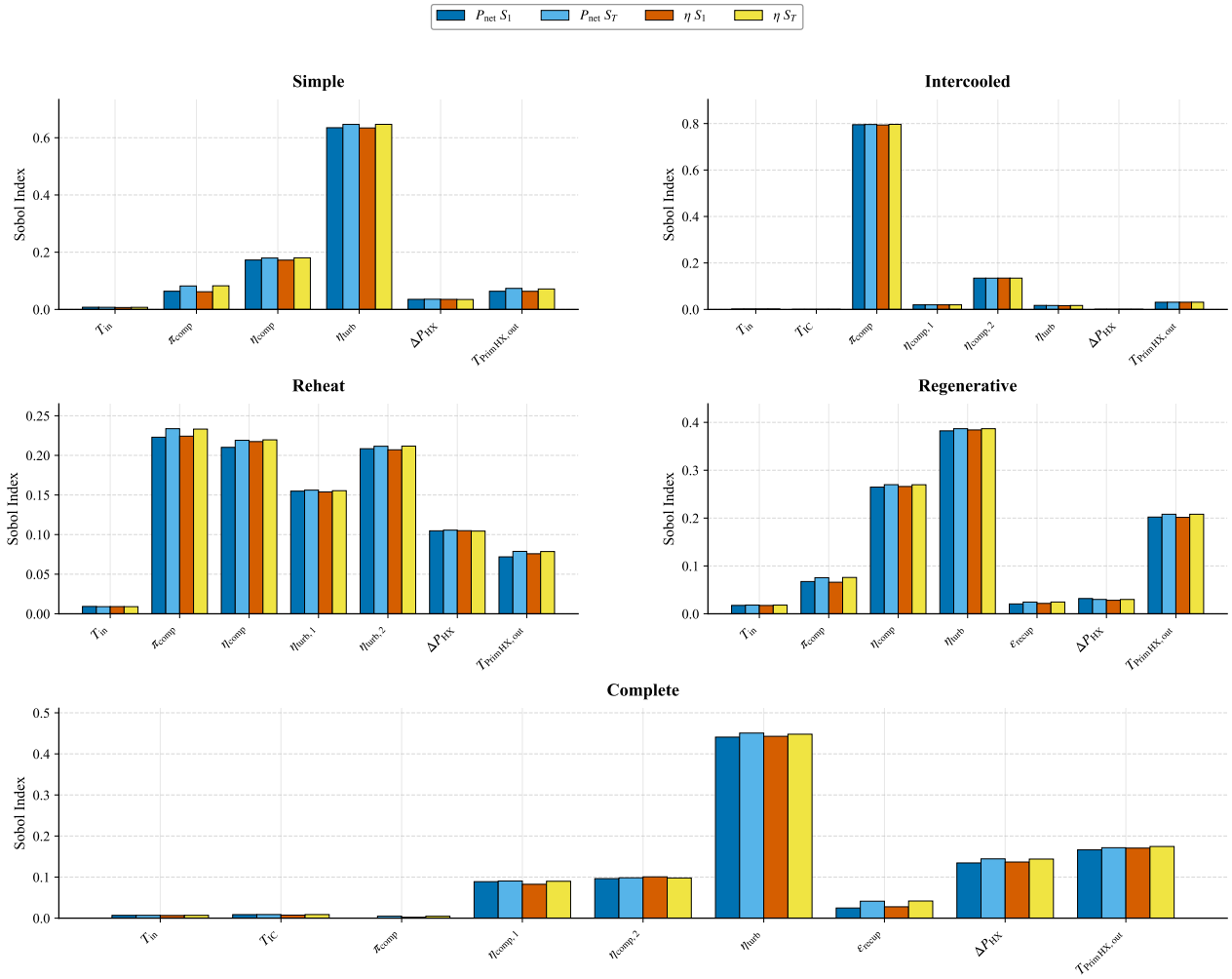


Figure 4 : *Sobol S1 and ST indices for net power P_{net} and efficiency η.*

3. Conclusion

This work presented a comprehensive thermodynamic and Sobol sensitivity analysis of five Brayton cycle configurations: Simple, Intercooled, Reheat, Regenerative, and Complete. The component-level modeling accounted for isentropic efficiencies, pressure ratios, heat exchanger pressure drops, and recuperator effectiveness, enabling detailed evaluation of each configuration's net power output and thermal efficiency under identical heat input conditions. The Sobol analysis revealed that the maximum cycle temperature (turbine inlet temperature) is by far the most influential parameter, followed by compressor and turbine isentropic efficiencies, while pressure ratio and pressure-drop terms showed only moderate impact. These findings confirm that raising the maximum temperature and minimizing irreversibilities are the most effective levers to improve both power output and efficiency.

Holding Q_{in} fixed means that $\eta = P_{\text{net}}/Q_{\text{in}}$ tracks P_{net} directly, yielding identical Sobol indices for both outputs. While both indicators are retained here for cross-study comparability, a single output metric would have been sufficient under this constraint. Relaxing the constant heat-input assumption in future work would decouple efficiency from net power, enabling exploration of trade-offs not captured in the present analysis. When thermal input doesn't change, boosting net output inherently improves efficiency at the same rate. Future studies might relax the constant-heat assumption, examine off-design behavior, or incorporate cost and environmental criteria alongside alternative gases. Accounting for material temperature limits and

competing design objectives would sharpen guidance for next-generation systems.

4. Acknowledgments

The authors would like to express their gratitude to the EIPHI Doctoral School (contract ANR-17-EURE-0002) and the Bourgogne Franche-Comté Region for supporting this work. This study was funded by NEEXT ENGINEERING.

References

[1] Yunus A. Çengel and Michael A. Boles. *Thermodynamics*. McGraw Hill Higher Education, 2004.
[2] Joshua Finneran, Colin P Garner, Michael Bassett, and Jonathan Hall. A review of split-cycle engines. *International Journal of Engine Research*, 21(6):897–914, July 2018.
[3] Lingen Chen, Fengrui Sun, Chih Wu, and RL Kiang. Theoretical analysis of the performance of a regenerative closed brayton cycle with internal irreversibilities. *Energy Conversion and Management*, 38(9):871–877, 1997.
[4] Zhixing Ji, Fafu Guo, Tingting Zhu, Kunlin Cheng, Silong Zhang, Jiang Qin, and Peng Dong. Thermodynamic performance comparisons of ideal brayton cycles integrated with high temperature fuel cells as power sources on aircraft. *Sustainability*, 15(3):2805, 2023.
[5] A Khaliq and SC Kaushik. Second-law based thermodynamic analysis of brayton/rankine combined power cycle with reheat. *Applied Energy*, 78(2):179–197, 2004.
[6] H Chandra and SC Kaushik. Exergetic analysis of closed brayton thermal power cycle with reheater, regenerator and intercooler. *International Journal of Ambient Energy*, 34(3):122–130, 2013.
[7] I.M Sobol. Global sensitivity indices for nonlinear mathematical models and their monte carlo estimates. *Mathematics and Computers in Simulation*, 55(1):271–280, 2001. The Second IMACS Seminar on Monte Carlo Methods.
[8] Chenzhao Li and Sankaran Mahadevan. An efficient modularized sample-based method to estimate the first-order sobol' index. *Reliability Engineering & System Safety*, 153:110–121, 2016.
[9] Hartmut Krain. Review of centrifugal compressor's application and development. *Journal of Turbomachinery*, 127(1):25–34, January 2005.
[10] Pei Lu, Shuai Deng, Li Zhao, Yawei Shao, Dongpeng Zhao, Weicong Xu, Ying Zhang, and Zhi Wang. Analysis of pressure drop in t-junction and its effect on thermodynamic cycle efficiency. *Applied energy*, 231:468–480, 2018.
[11] XL Li, GH Tang, YH Fan, and DL Yang. A performance recovery coefficient for thermal-hydraulic evaluation of recuperator in supercritical carbon dioxide brayton cycle. *Energy Conversion and Management*, 256:115393, 2022.
[12] Fidelis I Abam, Tobinson A Briggs, Ekwe B Ekwe, and Samuel O Effiom. Investigation of intercooler-effectiveness on exergo-economic and exergo-sustainability parameters of modified brayton cycles. *Case Studies in Thermal Engineering*, 10:9–18, 2017.
[13] Jiri Nossent, Pieter Elsen, and Willy Bauwens. Sobol'sensitivity analysis of a complex environmental model. *Environmental modelling & software*, 26(12):1515–1525, 2011.
[14] Andrea Saltelli, Paola Annoni, Ivano Azzini, Francesca Campolongo, Marco Ratto, and Stefano Tarantola. Variance based sensitivity analysis of model output. design and estimator for the total sensitivity index. *Computer Physics Communications*, 181(2):259–270, February 2010.
[15] Marc T Dunham and Brian D Iverson. High-efficiency thermodynamic power cycles for concentrated solar power systems. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 30:758–770, 2014.
[16] Tohid Adibi, Rostam Akbari Kangarluei, SKJ Azar, and B Rossoli. Investigating effect of intercooler on performance and efficiency of brayton cycle in ideal and non-ideal condition. *International Journal of Science, Engineering and Technology Research*, 6(4), 2017.
[17] Haihua Zhao and Per F Peterson. Optimization of advanced high-temperature brayton cycles with multiple-reheat stages. *Nuclear technology*, 158(2):145–157, 2007.
[18] M Goodarzi. Comparative energy analysis on a new regenerative brayton cycle. *Energy Conversion and Management*, 120:25–31, 2016.

Comparaison d'un calcul CFD avec des tests expérimentaux afin de déterminer un modèle prédictif de globe noir en fonction de la charge solaire

Comparison of CFD calculations with experimental tests to determine a predictive black globe model as a function of solar load

Laurence ROBERT[1], François-Xavier KELLER[1*]

[1]Institut National de Recherche et de Sécurité, avenue du Morvan – 54519 Vandœuvre-lès-Nancy
[*](auteur correspondant : keller@inrs.fr)

Résumé - Le changement climatique, accompagné de périodes de fortes chaleurs, modifie significativement les environnements de travail thermiques des salariés, notamment ceux travaillant en extérieur. Pour appliquer la démarche d'évaluation du risque par la méthode ATP (Astreinte Thermique Prévisible), la prise en compte du rayonnement solaire est déterminante. Dans le cas spécifique du travail en extérieur, la recherche d'une corrélation entre le flux solaire et la température du globe noir par simulation numérique est initiée dans ce travail. Une première comparaison à des mesures expérimentales est proposée et devra être complétée.

Abstract - Climate change, accompanied by periods of intense heat, significantly alters the thermal working environments of employees, particularly those working outdoors. To apply the risk assessment approach using the PHS (Predicted heat Strain) method, it is essential to take solar radiation into account. In the specific case of outdoor work, this study seeks to establish a correlation between solar flux and black globe temperature using numerical simulation. An initial comparison with experimental measurements is proposed and will need to be completed.

Nomenclature

λ	Conductivité thermique, W.m^{-1}.K^{-1}	d_g	Diamètre du globe noir, m
ρ	Masse volumique, kg.m^{-3}	E_{res}	Flux échangé par la respiration (chaleur latente), W.m^{-2}
α	Diffusivité thermique, m^2.s^{-1}	E_v	Flux échangé lors de l'évaporation de la sueur, W.m^{-2}
α_{sps}	Albédo du globe pour les courtes longueurs d'onde solaire	f_{cl}	Facteur de surface de vêtement
α_{spl}	Albédo du globe pour les longues longueurs d'onde solaire	f_{dr}	Proportion de flux solaire direct
α_{sol}	Albédo du sol	f_{dif}	Proportion de flux solaire diffus
ε_a	Emissivité de l'air	H	Hauteur, m
ε_g	Emissivité du globe noir	h_r	Coefficient d'échange par rayonnement, W.m^{-2}.K^{-1}
ε_{sol}	Emissivité du sol	K	Flux échangé par conduction, W.m^{-2}
σ	Constante de Boltzmann, W.(m².K^4)$^{-1}$	l	Largeur, m
C	Flux convectif, W.m^{-2}	L	Longueur, m
C_{res}	Flux échangé par la respiration (chaleur sensible), W.m^{-2}	M	Métabolisme énergétique, W.m^{-2}

Pr	Pression relative, Pa	T_g	Température de globe noir, °C
R	Flux radiatif, W.m^{-2}	$T_{g,EXP}$	Température de globe noir expérimentale, °C
RS	Flux solaire total, W.m^{-2}	$T_{g,CFD}$	Température de globe noir numérique, °C
S	Stockage de chaleur du corps, W.m^{-2}	T_r	Température moyenne de rayonnement, °C
S_{SP}	Facteur de forme soleil/globe noir	T_{sk}	Température de la peau, °C
S_g	Surface du globe noir, m^2	V_a	Vitesse de l'air, m.s^{-1}
T_a	Température de l'air, °C	W	Puissance mécanique utile, W.m^{-2}

Acronymes

CFD	Computational Fluid Dynamics
ATP	Astreinte Thermique Prévisible

1. Introduction

Les changements climatiques s'accompagnant de périodes de fortes chaleurs de plus en plus fréquentes, intenses et longues posent la question de l'évaluation des risques professionnels des salariés exerçant en extérieur. Qu'ils s'agissent de travailleurs du BTP, d'entretien d'espaces verts ou de voiries, les salariés de centres aérés, de centres de loisir ou de piscine, les préposés au courrier, … le nombre de salariés exposés aux conditions climatiques estivales est important. La prise en compte du risque professionnel de ces salariés nécessite une évaluation du poste de travail la plus représentative de la situation de travail. Dans cet objectif, la démarche d'Astreinte Thermique Prévisible (ATP) proposée par la norme NF EN ISO 7933 [1] et expliquée dans l'outil INRS [2,3] est ciblée dans ce travail. Néanmoins, deux verrous sont à lever : la prise en compte de données évoluant au cours du temps et l'accès facilité à la température de rayonnement. Le présent travail porte sur ce second aspect uniquement.

1.1. La démarche ATP : bilan thermique d'un individu dans un environnement donné

En situation de contrainte chaude la démarche la plus pertinente pour évaluer la situation d'un salarié est la démarche ATP. Basée sur le bilan thermique d'une personne placée dans une ambiance thermique spécifiée, cette démarche permet de prédire le débit sudoral et la température corporelle centrale que l'organisme humain met en œuvre en réaction aux conditions de travail à la chaleur. La stabilité de la température corporelle chez l'être humain implique un équilibre entre production de chaleur endogène et pertes ou gains de chaleur avec l'environnement : c'est le bilan thermique. Il se traduit par l'équation (1) suivante :

$$M + W + K + R + C + E_V + E_{res} + C_{res} = S \quad (1)$$

Cette équation exprime que la production de chaleur interne du corps, qui correspond au métabolisme énergétique moins la puissance mécanique utile doit être compensée par les échanges de chaleur, au niveau des voies respiratoires, ainsi que par les différents échanges de chaleur, au niveau de la peau, par conduction, convection, rayonnement et évaporation de la sueur. Ces différents flux peuvent être positifs ou négatifs. Par convention, tout flux de chaleur reçu par le corps est positif et tout flux perdu est négatif. Le solde éventuel, appelé stockage de chaleur, s'accumule dans le corps. La situation recherchée est celle de l'équilibre thermique, c'est-à-dire un terme "S " nul pour qu'il n'y ait ni perte ni accumulation de chaleur.

Dans ce bilan thermique, les flux thermiques échangés par rayonnement sont prépondérants dès lors qu'il y a une source de chaleur rayonnante : fours, procédés chauds, coulées en fusion,

soleil par exemple. Les plages de températures restreintes dans lesquelles les échanges par rayonnement ont lieu entre l'homme et son environnement, permettent de linéariser le flux thermique radiatif R par l'expression (2) suivante :

$$R = h_r \times f_{cl} \times (T_{sk} - T_r) \quad (2)$$

Avec h_r le coefficient d'échange par rayonnement, f_{cl} le facteur prenant en compte la réduction des échanges grâce aux vêtements, T_{sk} la température de la peau et T_r la température moyenne de rayonnement.

1.2. La température de globe noir

La température moyenne de rayonnement est la résultante des échanges thermiques par rayonnement entre le corps et l'ensemble de son environnement. Pour la mesurer, on utilise un globe noir, communément appelée "boule noire" . Il s'agit d'un capteur de température placé dans un globe métallique peint en noir mat d'un diamètre standard de 15 cm. Dans l'environnement dans lequel est effectuée la mesure, qu'il soit intérieur ou extérieur, le globe noir tend vers un équilibre thermique sous l'effet des échanges radiatifs avec les sources environnantes et des échanges convectifs avec l'air ambiant. A partir du bilan thermique de ce globe noir standard, dans un régime de convection forcée, la température moyenne de rayonnement s'exprime par l'équation (3) ; elle est fonction de la température de globe, de la température de l'air et de sa vitesse. La démarche est détaillée dans la norme NF EN ISO 7933 [4].

$$T_r = \left[(T_a + 273{,}15)^4 + 2{,}5.10^8 \times \left({V_a}^{0{,}6}\right) \times \left(T_g - T_a\right)\right]^{0{,}25} - 273{,}15 \quad (3)$$

La température de globe noir est une mesure qui requiert quelques précautions, car une incertitude sur la température de rayonnement peut entraîner une erreur importante dans l'estimation de la contrainte. En outre, cette mesure n'est pas toujours disponible pour les services de santé voulant évaluer une situation professionnelle d'exposition.

En revanche, aujourd'hui un ensemble de données météorologiques sont disponibles et notamment, la possibilité d'avoir accès au flux solaire direct. Plusieurs auteurs [5-7] proposent des expressions empiriques de la température de globe noir en fonction notamment du rayonnement solaire direct reçu, mais aussi de la température, de la vitesse ou de l'humidité relative de l'air. Cependant ces expressions empiriques restent valables dans des environnements restreints : désert, sol végétalisé ou à des latitudes spécifiques, ne pouvant pas être utilisées pour la France. C'est pourquoi l'objectif principal de ce travail est de rechercher une corrélation reliant la température de globe noir au flux solaire pour :

- Proposer une alternative à la métrologie du globe noir,
- Etudier quels sont les facteurs les plus impactants,
- Pouvoir simplifier l'utilisation du modèle ATP.

Pour répondre à ces objectifs, notre choix s'est tourné vers la simulation numérique.

2. Construction du modèle

2.1. Compréhension de phénomènes physiques [8]

Le bilan thermique du globe noir dans un environnement extérieur peut être exprimé comme suit :

$$\left(1-\alpha_{sps}\right).RS.\left(f_{dr}.S_{sp}+(1-\alpha_{sol}).f_{dif}\right)+\left(1-\alpha_{spl}\right).\sigma.\varepsilon_a.T_a^4 = \varepsilon_g.\sigma.T_g^4 + h_c.S_g.\left(T_g-T_a\right) \quad (4)$$

Cette expression comprend quatre termes principaux. Le premier terme reflète la contribution du flux solaire sur le globe noir avec, une part de flux direct reçu par le globe pondérée par le facteur de forme entre le soleil et le globe noir, et une part de flux diffus. Le second terme traduit le rayonnement de l'atmosphère reçu par le globe à la température et émissivité de l'air exprimé par la loi de Stefan-Boltzmann. Le globe émet également un rayonnement traduit lui aussi par la loi de Stefan-Boltzmann et exprimé dans le troisième terme de cette équation bilan. Enfin, le dernier terme traduit les échanges convectifs entre le globe et l'environnement dans lequel il est plongé.

La connaissance du bilan thermique du globe noir soumis au rayonnement solaire tel qu'explicité ci-avant va nous permettre de choisir les paramètres du modèle de simulation numérique ainsi que les conditions limites les plus adaptées à la situation réelle d'exposition.

2.2. Description du modèle CFD

Un modèle de calcul a été mis en œuvre afin de simuler l'écoulement d'air et les échanges thermiques autour et dans un globe noir de 15 cm de diamètre et de 1mm d'épaisseur de paroi, placé à 1.6 m du sol dans un environnement libre. Les dimensions globales du volume considéré sont : 1.2 m x 3.0 m x 2.0 m, avec la position du centre du globe noir en 0.0 m x 1.0 m x 1.6 m (figure 1a).

Un modèle 3D stationnaire turbulent a été mis en place pour réaliser les simulations. La masse volumique ρ de l'air est considérée comme constante. Un modèle RANS k-ε est utilisé pour tous les calculs effectués. Le logiciel de simulation numérique employé est StarCCM+.

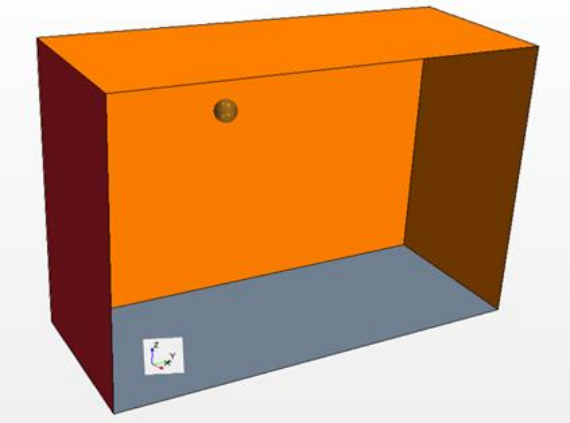


Figure 1a : Géométrie avec position du globe noir

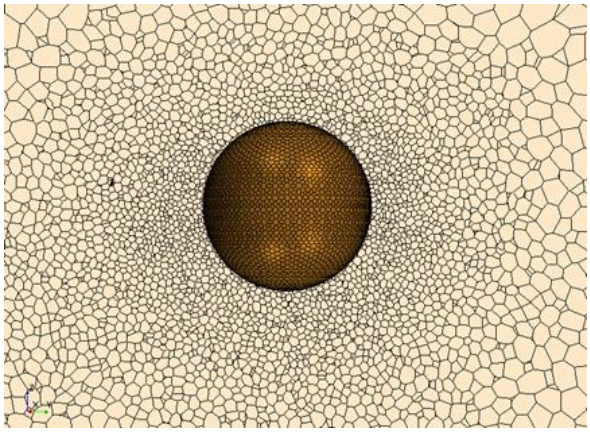


Figure 1b : Détail du maillage autour du globe noir

2.2.1. Les conditions aux limites et les conditions initiales

La vitesse d'air en entrée est imposée et fixée pour chaque calcul. La température de l'air est également fixée sur chacune des faces du modèle ainsi que la pression relative imposée à 0 Pa (entrée, haut, gauche, droite, sortie). En revanche, pour le sol, la température est calculée en fonction du flux solaire, de l'émissivité et de la réflectivité du sol. Plusieurs conditions de sol ont été simulées (asphalte rouge, dalle calcaire, pelouse sèche, asphalte noir). L'émissivité de

la surface du globe noir est fixée à 0.95. Les différentes conditions des calculs proviennent d'essais expérimentaux synthétisées dans le tableau 1.

2.2.2. Simulation numérique et maillage utilisé

Un maillage est réalisé avec une taille de maille de 4mm sur la paroi du globe noir, le nombre de mailles est de l'ordre de 250.000 cellules dans le volume étudié. Une coupe du maillage autour du globe noir est présentée figure 1b. La simulation numérique permet de calculer la température au centre du globe noir. La visualisation d'un exemple de champs de température et de vitesses inhérents à l'écoulement de l'air autour du globe noir est présentée figure 2a et 2b.

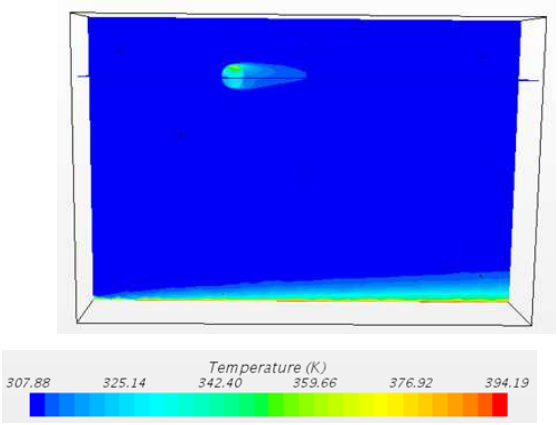


Figure 2a : Visualisation d'un champ de températures autour du globe noir

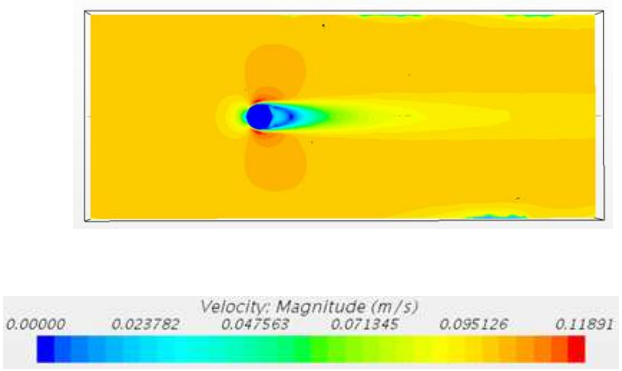


Figure 2b : Visualisation d'un champ de vitesses autour du globe noir

2.2.3. Modèle de charge solaire

Le logiciel StarCCM+ propose un modèle de charge solaire pour lequel seront renseignées les flux solaires direct et diffus. Le modèle de BIRD [9] a été utilisé pour obtenir la part de charge solaire diffuse par rapport à la charge solaire totale mesurée par pyranomètre. L'hypothèse de considérer un pourcentage constant de 80/20 entre flux direct et flux diffus a été retenue. Les coordonnées de géo-positionnement par satellite du lieu ainsi que la date et l'heure sont utilisées pour calculer l'azimut et l'altitude solaire nécessaires au modèle de charge solaire.

3. Cas de validation

3.1. Protocole expérimental

Au cours de l'été 2025, lors de journées particulièrement chaudes et ensoleillées, un ensemble de mesures (figures 3 a-b) permettant de décrire l'environnement thermique du globe noir ont été conduites, comme décrites ci-après :

Les enregistrements de la température et de l'humidité de l'air ont été réalisés par un enregistreur ARANET 4 du fabricant TH Instrument avec un transfert des données toutes les minutes au cours de la journée. La mesure de la température d'air est donnée avec une précision de ±0.3 °C sur la gamme 0-50 °C. La mesure d'humidité est donnée avec une précision de ± 3% sur la gamme 0-85 %. L'ARANET 4 est toujours placé à l'ombre, protégé du rayonnement direct du soleil.

La température de globe est mesurée à l'aide d'un globe noir mat de diamètre 15 cm connecté à une unité centrale TESTO 480. La mesure au globe noir comprend un thermocouple de type K de précision ±0.5 °C se situant à l'intérieur d'une sphère en cuivre creuse et peinte en noir mat à l'extérieur lui assurant une émissivité de 0,95. La mesure de la vitesse de l'air est réalisée avec une boule chaude omnidirectionnelle de précision ±0.05 m/s également connectée au TESTO 480.

Un montage avec deux pyranomètres CM 6B de KIPP & ZONEN de précision ± 15 W/m², montés en sens opposé sur un support idoine permet d'obtenir le flux solaire total et de quantifier l'albedo de l'environnement de mesures, soit le flux réfléchi par l'environnement dans lequel a été placé le globe noir. En effet, les mesures ont été conduites dans plusieurs types d'environnements extérieurs : pelouse proche ou pas de bâtiments, asphalte rouge proche de bâtiments tertiaires et asphalte noir ainsi que dallage calcaire proche d'habitations résidentielles. Pour ces environnements l'albédo moyen était compris entre 0.11 et 0.40.



Figure 3a : Exemple du montage expérimental disposé sur une pelouse



Figure 3b : Détail de la mise en œuvre des deux pyranomètres

3.2. Cas expérimentaux retenus

10 cas de mesures expérimentales ont été retenus pour confronter le modèle numérique. Les cas retenus sont présentés dans le tableau 1. Chaque cas correspond à une heure précise de la journée de mesure, sélectionnée en raison de conditions atmosphériques relativement constantes, excluant tout passage de nuage, ou toute fluctuation importante de vitesse d'air. Les grandeurs nécessaires à la comparaison (*RS* ,V_a, T_a, *albédo* et $T_{g)}$ sont obtenues à partir de leur moyenne sur 30 minutes autour de l'heure annoncée. Les essais ont été pour la plupart menés dans la périphérie de Nancy (54) sauf le cas 5 qui a été mené dans le Loir et Cher (41). L'émissivité du sol est déduite de la mesure de l'albédo comme son complément à 1.

	Date	*Heure*	*RS* $W.m^{-2}$	*Type d'environnement*	*Albédo du sol*	V_a $m.s^{-1}$	T_a °C	$T_{g,EXP}$ °C
Cas 1	24/06/25	15h00	834	Asphalte rouge	0.11	3.0	29.2	37.5
Cas 2	25/06/25	14h00	867	Dallage clair	0.40	2.0	37.5	49.1
Cas 3	25/06/25	11h00	712	Dallage clair	0.40	2.6	29.3	44
Cas 4	25/06/25	17h00	590	Dallage clair	0.40	2.6	39.4	48
Cas 5	18/06/25	14h00	896	Pelouse/bâtiment	0.15	2.6	32.5	41.5
Cas 6	10/07/25	14h00	902	Asphalte rouge	0.11	2.6	22.7	36.7
Cas 7	02/07/25	12h15	852	Pelouse	0.22	1.1	37.2	47.9
Cas 8	02/07/25	15h00	888	Pelouse	0.22	1.1	39.8	52.3

Cas 9	17/07/25	15h10	682	Asphalte rouge	0.11	0.9	24	31.5
Cas 10	31/07/25	12h35	783	Asphalte noir	0.23	0.54	28.3	39.3

Tableau 1 *: Recueil des mesures expérimentales*

Les cas expérimentaux retenus conduisent à des températures de globe noir comprises entre 31.5 et 52.3°C.

3.3. Cas de simulation

Les grandeurs mesurées dans chacun des 10 cas du tableau 1 ont été implémentées dans le modèle numérique de façon à obtenir une température de globe modélisée ($T_{g,CFD}$) directement comparée à la valeur expérimentale ($T_{g,EXP}$) au tableau 2.

	$T_{g,EXP}$ °C	$T_{g,CFD}$ °C	$\lvert T_{g,EXP} - T_{g,CFD} \rvert$ °C	*Ecart* %	
Cas 1	37.5	42.4	4.9	13.1	Surestimation du modèle
Cas 2	49.1	54.8	5.7	11.6	Surestimation du modèle
Cas 3	44	41.6	2.4	5.5	Sous-estimation du modèle
Cas 4	48	48.5	0.4	0.8	Surestimation du modèle
Cas 5	41.5	47	5.5	13.2	Surestimation du modèle
Cas 6	36.7	37.4	0.7	1.9	Surestimation du modèle
Cas 7	47.9	49.4	1.5	3.1	Surestimation du modèle
Cas 8	52.3	52.2	0.2	0.4	Sous-estimation du modèle
Cas 9	31.5	38	6.5	20.6	Surestimation du modèle
Cas 10	39.3	45.2	5.9	15	Surestimation du modèle

Tableau 2 *: Comparaison des températures de globe expérimentales et simulées, écart absolu et écart en % par rapport à la température expérimentale.*

Sur la gamme des température expérimentales le modèle numérique proposé fournit des températures simulées avec des écarts absolus compris en 0.4 et 6.5°C. Il n'existe pas de tendance systématique, cependant le modèle semble plus souvent surestimer la température de globe. La figure 4 propose une comparaison graphique des températures de globes expérimentales versus simulées.

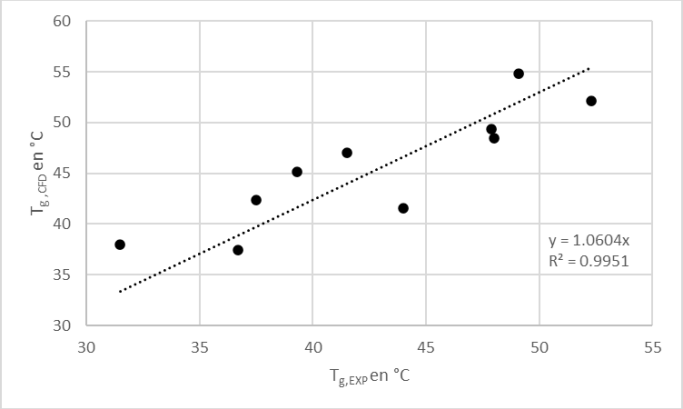


Figure 4 : Comparaison des températures de globe noir expérimentale et modélisée.

Bien qu'encourageants ces premiers résultats nécessitent d'être approfondis pour réduire l'écart entre le calcul et l'expérimental. La première piste envisagée est d'enrichir ce travail par

la simulation de cas expérimentaux supplémentaires afin de réaliser une étude comparative plus pertinente. Un nombre plus important de comparaisons permettra de valider le modèle numérique, de lui associer une précision de prédiction mais aussi d'étudier l'influence des paramètres clés : charge solaire, caractéristiques de l'air et caractéristiques de l'environnement. Ces travaux sont programmés dès la période estivale 2026 où un plus grand nombre de données expérimentales pourront être recueillies. Une seconde piste est d'améliorer la robustesse du protocole expérimental et d'étudier l'impact des écarts d'une grandeur mesurée (température et/ ou vitesse de l'air, charge solaire directe ou albédo) sur la résultante issue du modèle. Des premiers calculs ont été conduits sur l'impact d'un écart de température d'air sur la température de globe annoncée par le modèle numérique ; ils doivent être enrichis. Enfin, certains choix d'hypothèses pourront être confortés, comme celle, issue du modèle de BIRD, relative à la part de flux solaire direct et diffus.

4. Conclusion

Ce travail relatif au bilan thermique d'un globe noir soumis à un rayonnement solaire a été initié pour proposer un modèle numérique susceptible de simuler la température de globe dans le cadre de l'évaluation de la contrainte thermique d'un salarié travaillant en extérieur en période de forte chaleur.

Le modèle développé et les mesures expérimentales permettant de le valider, seront enrichis au cours de la période estivale 2026. Une fois affiné, ce modèle permettra une alternative à la métrologie par le globe noir, peu déployée en entreprise et dans les services de santé au travail, pour intégrer un modèle simplifié d'évaluation de la contrainte thermique.

Références

[1] AFNOR - NF EN ISO 7933 : 2023. Ergonomie des ambiances thermiques - Détermination analytique et interprétation de la contrainte thermique fondées sur le calcul de l'astreinte thermique prévisible.

[2] Editions INRS. Brochure 6532 : Guide d'évaluation des risques liés aux ambiances thermiques. Novembre 2024, ISBN 978-2-7389-2907-5.

[3] Editions INRS. Outil 152: Ambiances thermiques: outil d'évaluation de la contrainte ou de l'inconfort lié aux ambiances thermiques, https://www.inrs.fr/media.html?refINRS=outil152.

[4] AFNOR - NF EN ISO 7726 : 2002. Ergonomie des ambiances thermiques : Appareils de mesure des grandeurs physiques.

[5] HAJIZADEH R, and al. Offering a model for estimating black globe temperature according to meteorological measurements. Meteorologial applications, 24 :303-307 (2017). https://doi.org/10.1002/met.1631

[6] CARTER A W, and al. Method for estimating Wet Bulb Temperature from remote and low-cost data : a comparative study in central Alabama. GeoHealth, 4 (2020). https://doi.org/10.1029/2019GH000231

[7] FREIRE da SILVA T G and al. Black globe temperature from meteorological data and bioclimatic analysis of brazilian northeast for saanen goats. Journal of Thermal Biology, 85 (2019). https://doi.org/ 10.1016/j.jtherbio.2019.102408

[8] HUNTER C, and al. Estimating wet bulb globe temperature using standard meteorological measurements. U.S. Department of Energy, Office of scientific and technical Information, WSRC-MS-99-00757, 2-7.

[9] BIRD R E, and al. Simple Solar spectral model for direct and diffuse irradiance on horizontal and tilted planes at the eart'h surface for cloudless atmospheres. Journal of Climate and Applied Meteorology. https://www.jstor.org/stable/26182461

Couplage conducto-radiatif de structures poreuses hétérogènes dans un maillage tétraédrique par méthode hybride

Léo Royon [1,2,*], **Frédéric Joly**[1], **Cyril Daoût**[2], **Denis Rochais**[2], **Yassine Rouizi**[1]

[1] Université Evry Paris Saclay, Laboratoire de Mécanique et d'Energétique d'Evry
40, rue du Pelvoux, 91020 Evry cedex, France
[2] CEA, DAM, Le Ripault, F-37260, Monts, France
*leo.royon@universite-paris-saclay.fr

Résumé - Nous présentons un nouveau modèle numérique de couplage de la conduction et du rayonnement thermique, permettant de caractériser des matériaux hétérogènes à structure complexe soumis à des hautes températures. La conduction est résolue de manière déterministe par éléments finis, et le rayonnement de manière stochastique par suivi de rayons, l'ensemble de la simulation ayant lieu dans un maillage tétraédrique non structuré. Par ailleurs, ce code de calcul permet de traiter des volumes numériques proches d'un VER sur un ordinateur de bureau et en des temps de calcul parfaitement raisonnables malgré son aspect stochastique. Pour illustrer les capacités de cet outil numérique, nous présentons une étude paramétrique sur l'évolution des profils de flux radiatif et conductif pour un matériau fibreux dont la géométrie est issue d'une tomographie par rayons X.

1. Introduction

Il existe de nombreuses situations lors desquelles des matériaux isolants sont portés à une température dépassant le millier de kelvin : la production d'énergie, les fours industriels ou encore la protection d'objets envoyés en hautes altitudes [1]. C'est dans ce contexte que le CEA Le Ripault a initié depuis deux décennies une démarche de "matériaux numériques", c'est-à-dire de modélisation des matériaux dans un environnement numérique afin de réduire le temps, le coût, et la complexité des expérimentations [2].
Les matériaux étudiés ici sont des céramiques structurées en fibres, interconnectées, qui piègent de l'air dans des pores. L'intérêt de ce type de structuration, que l'on peut retrouver au quotidien dans l'isolation des habitations, est de profiter de la très faible conductivité de l'air [3]. Si la taille des pores est assez faible, l'apport de la convection dans l'air est négligeable et ce dernier agit alors comme isolant. Cependant, à haute température, le transfert par rayonnement entre les fibres devient significatif et peut même devenir le mode de transfert prédominant, d'où la nécessité de le modéliser de manière réaliste.
L'objectif de ce travail est de présenter un code de calcul couplant la conduction avec le rayonnement dans des structures tri-dimensionnelles complexes, par exemple fibreuses, et avec un coût en temps de calcul et en mémoire vive limité.
Cet article présente d'abord les spécificités de notre modèle, puis les profils de température et flux moyen qu'il nous est possible d'obtenir en étudiant un échantillon numérique de matériau réel obtenu par tomographie à rayons X. Nous étudions l'évolution de l'influence du rayonnement avec la température. Finalement, il nous est possible d'obtenir une conductivité apparente en fonction de la température, et de la comparer à la conductivité apparente du modèle de diffusion de Rosseland.

2. Présentation du modèle

On considère un domaine ouvert et régulier $\mathcal{D}$ bordé par sa frontière $\partial\mathcal{D}$ de normale $\underline{n}$ (voir Fig. 1). Ce domaine est l'union de deux sous-domaines $\mathcal{D}_1$ et $\mathcal{D}_2$ aux propriétés physiques différentes. On considère dans cette communication que le domaine 1 est transparent vis-à-vis du rayonnement (de l'air), le domaine 2 étant opaque (fibres solides). La frontière entre ces deux sous-domaines est notée $\partial\mathcal{D}_{12}$. Le domaine est bordé par deux corps noirs en $z = 0$ et $z = L$ à des températures $T_0 + \Delta T$ et T_0. La frontière $\partial\mathcal{D}$ est décomposée en $\partial\mathcal{D}_a$, les frontières adiabatiques, $\partial\mathcal{D}_1$ les frontières entre le domaine 1 et un corps noir et $\partial\mathcal{D}_2$ celles qui séparent le domaine 2 des corps noirs. Ces corps noirs sont virtuels, et ne sont représentés sur la figure 1 que pour aider à la compréhension.

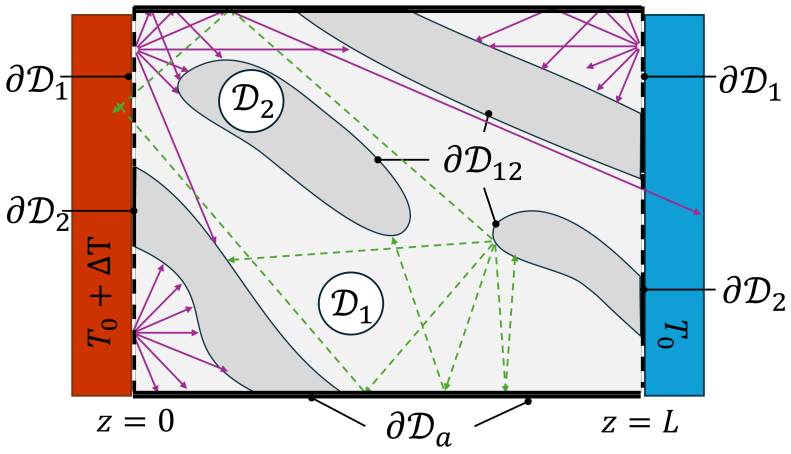


Figure 1 : Domaines considérés et conditions aux limites radiatives dans le cas d'une température imposée par un corps noir.

L'évolution de la température dans ce domaine est modélisée par l'équation de la chaleur, associée aux conditions aux limites suivantes :

- sur les frontières $\partial\mathcal{D}_1$ et $\partial\mathcal{D}_2$ nous imposons la température du corps noir correspondant ;
- chaque élément de la frontière $\partial\mathcal{D}_1$ émet un flux radiatif diffus correspondant à la température du corps noir considéré (rayons mauves en traits pleins).
- les frontières $\partial\mathcal{D}_{12}$ émettent un rayonnement diffus (rayons verts hachurés). Les rayons touchant ces frontières sont soit absorbés, soit subissent une réflexion spéculaire.
- les frontières $\partial\mathcal{D}_a$ sont adiabatiques. Les rayons touchant ces frontières subissent une réflexion spéculaire.

2.1. Résolution de la conduction - Éléments finis

L'approche retenue est de modéliser la conduction et le rayonnement dans un maillage tétraédrique non-structuré. Ce type de maillage est particulièrement intéressant pour deux aspects. Tout d'abord le fait de nécessiter moins d'éléments géométriques pour représenter une géométrie réelle permet de réduire le nombre de degrés de liberté du problème, et donc de diminuer les besoins en mémoire vive du programme. De plus, par rapport à une géométrie voxélisée, le maillage non structuré n'impose pas de direction privilégiée. L'équation de la chaleur, d'abord écrite en formulation variationnelle faible, s'écrit sous forme matricielle :

$$\mathbf{C}\dot{\mathbf{T}} + (\mathbf{K} + \mathbf{H})\,\mathbf{T} = \mathbf{L} + \mathbf{P}\,(\mathbf{T}) \tag{1}$$

$\mathbf{C}$, $\mathbf{K}$ et $\mathbf{H}$ sont respectivement les matrices de capacité, de conductivité thermique et de conditions aux limites convectives. Ces matrices sont creuses, de rang N où N est le nombre de nœuds (donc de degrés de liberté du maillage), symétriques et définies positives. $\mathbf{L}$ représente le vecteur des sollicitations linéaires (par exemple les conditions aux limites convectives), alors que $\mathbf{P}\left(\mathbf{T}\right)$ représente les sollicitations dues aux rayonnement thermique non linéaire, donc de fibre à fibre, mais aussi avec l'extérieur. L'obtention numérique de ce flux est détaillée dans la section suivante.

2.2. Obtention du flux radiatif - Suivi de rayons

On cherche à résoudre l'équation du Transfert Radiatif (ETR) au sein d'isolants hétérogènes :

$$\begin{aligned}\underline{\omega}.\underline{\nabla} L_\nu(\underline{x},\underline{\omega}) = &-\left(\kappa_{abs}+\kappa_{dif}\right) L_\nu(\underline{x},\underline{\omega}) \\ &+ \kappa_{abs} n^2 L_\nu^0\left(T\right) + \int_{4\pi} \kappa_{dif} p(\underline{\omega}|\underline{\omega}') L_\nu(\underline{x},\underline{\omega}') d\underline{\omega}'.\end{aligned} \tag{2}$$

Au vu de la complexité de résolution de l'ETR par des méthodes déterministes, les méthodes stochastiques, nommées historiquement de "Monte-Carlo" sont étudiées depuis le début des années 50 [1]. Elles consistent à suivre les trajets de paquets de photons (des "rayons"), qui seront soumis par exemple à l'optique géométrique si les dimensions considérées sont adéquates, et à mesurer leurs interactions avec le milieu. Ces méthodes permettent d'échanger la contrainte de mémoire vive (RAM) de l'ordinateur des méthodes déterministes, pour lesquelles il est nécessaire de stocker et manipuler des matrices proportionnelles à la taille de la géométrie et aux différents degrés de discrétisation (angulaire, spatiale, fréquentielle), par une contrainte de temps due à l'aspect statistique (nécessité de lancer un grand nombre de rayons indépendants).

Le modèle présenté ici considère les phases solides comme totalement opaques, et les phases fluides comme totalement transparentes. En outre, le milieu sera traité comme gris, c'est-à-dire qu'aucune dépendance en fréquence n'est présente dans l'étude. L'objectif à terme est d'inclure le comportement semi-transparent ainsi que l'aspect spectral à la modélisation. Les rayons sont d'abord émis avec une direction aléatoire depuis les surfaces émettrices ($\partial\mathcal{D}_1$ et $\partial\mathcal{D}_{12}$), et transportent une puissance de :

$$\frac{\varepsilon\sigma T^4 S_{triangle}}{N_{RayonsParSurface}} \tag{3}$$

Une fois émis, un rayon se déplace de tétraèdre en tétraèdre voisin selon la méthode de Möller-Trumbore [4], est éventuellement réfléchi sur une ou plusieurs surfaces solides, et finalement est absorbé par une autre fibre ou sort du domaine (cf. Fig. 1).

Cette méthode relativement originale lorsqu'il s'agit de modéliser le transfert thermique radiatif a été retenue pour plusieurs raisons. Tout d'abord, les maillages non structurés rendent plus difficile le fait de savoir dans quel élément on se trouve à la position $\underline{x}$ (puisque tous les éléments font une taille différente). Le déplacement de voisin en voisin résout ce problème puisqu'il suffit de connaître les quatre voisins du tétraèdre dans lequel on se trouve. De plus, même si en comparaison d'une équation de droite il y a beaucoup d'opérations, chacune de ces opérations est d'une complexité très faible, ce qui permet à ce genre de méthode d'être performante. Par ailleurs, dans un milieu poreux/fibreux dense, le nombre de déplacements que fait un rayon avant de toucher une surface est faible. Finalement, cette propagation permet

de représenter un changement de comportement à chaque déplacement, par exemple un dépôt d'énergie selon la loi de Beer dans un solide semi-transparent ou une diffusion dans le milieu. A l'issue du lancer de rayons, un triangle quelconque aura émis un flux et reçu une puissance qui dépend de celle des rayons absorbés :

$$\Phi_{ray} = \varphi_{ray}\, S = |\Phi_{abs}| - |\Phi_{emise}| = \sum_{\substack{\text{rayons} \\ \text{absorbés}}} \left. \frac{\varepsilon\sigma T_r^4\, S}{N} \right|_e - \varepsilon\sigma T_{triangle}^4\, S \tag{4}$$

Dans l'équation ci-dessus, l'indice e se réfère au triangle qui a émis le rayon touchant la surface. Le vecteur $\mathbf{P}\,(\mathbf{T})$ est obtenu en sommant les puissances sur les éléments :

$$\mathbf{P}\,(\mathbf{T}) = \int_{\partial\mathcal{D}_{12}} \varphi_{ray} g \qquad g \in H^1\,(\mathcal{D}) \tag{5}$$

Le code de calcul a été validé sur le benchmark du GDR Tamarys mené par Penazzi *et al.* et regroupant huit équipes de recherche françaises [5]. Dans ce dernier, plusieurs hypothèses simplificatrices avaient été effectuées : des plaques opaques avaient été ajoutées afin d'appliquer des conditions aux limites purement conductives, et l'air était considéré comme du vide (transparent et non conducteur).

3. Résultats

3.1. Présentation de l'échantillon

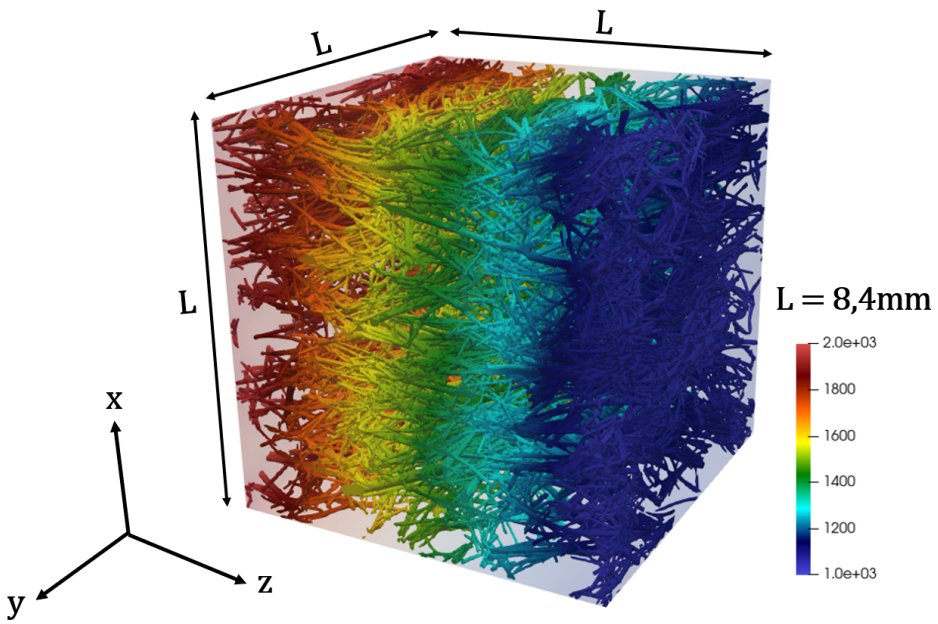


Figure 2 : Image du champ de température 3D dans l'échantillon depuis le logiciel Paraview. La phase solide (les fibres) a été mise en évidence mais les deux phases sont bien maillées.

Une tomographie d'isolant réel fabriqué au CEA a été traitée puis maillée en tétraèdres grâce au logiciel commercial Avizo. La résolution initiale de la tomographie est de 840^3 voxels (soit 592.7 millions), maillée en 15,4 millions de tétraèdres, délimité par 2,7 millions de nœuds. Le nombre de surfaces émettrices est alors de 4,3 millions environ (voir Fig. 2). Le code de calcul, parallélisé sur carte graphique (GPU), fonctionne sur un ordinateur de bureau disposant d'une

carte graphique Nvidia RTX A5000, pour des durées de calcul de l'ordre de huit heures pour une simulation transitoire complète jusqu'à atteindre régime permanent.

Nous souhaitons ici mettre en avant l'influence du rayonnement sur la conductivité apparente du matériau. Ainsi, les propriétés physiques sont considérées indépendantes de la température. Les fibres sont considérées opaques, avec une émissivité $\varepsilon = 0,85$ et une conductivité de $k_f = 13\,\mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}}$. L'air est transparent au rayonnement mais conducteur ($k_a = 0,026\,\mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}}$)), à contrario du benchmark [5].

Les conditions aux limites modélisées ici sont une température imposée de $T_0 + \Delta T$ en $z = 0$ et T_0 en $z = L$. Les quatre autres surfaces sont adiabatiques. Une première simulation a été effectuée avec un écart de températures similaire à celui du benchmark [5], c'est-à-dire $T_0 = 1000\mathrm{K}$ et $\Delta T = 1000\mathrm{K}$. Ces conditions aux limites peu réalistes sur un échantillon aussi petit ont été choisies pour mettre en évidence le rôle du rayonnement. Les résultats sont présentés sur la figure 3. Nous pouvons tout d'abord observer que le flux total est bien conservé le long du volume. Les flux conductif et radiatif sont de signe négatif et du même ordre de grandeur (environ 7W). Le profil de température adopte quant à lui la forme courbée caractéristique lorsque le rayonnement est prépondérant. Cet effet sur la température est représenté dans la figure 5. On peut alors bien observer l'accentuation des convexités du profil de température proches des limites, lorsque le rayonnement gagne en importance.

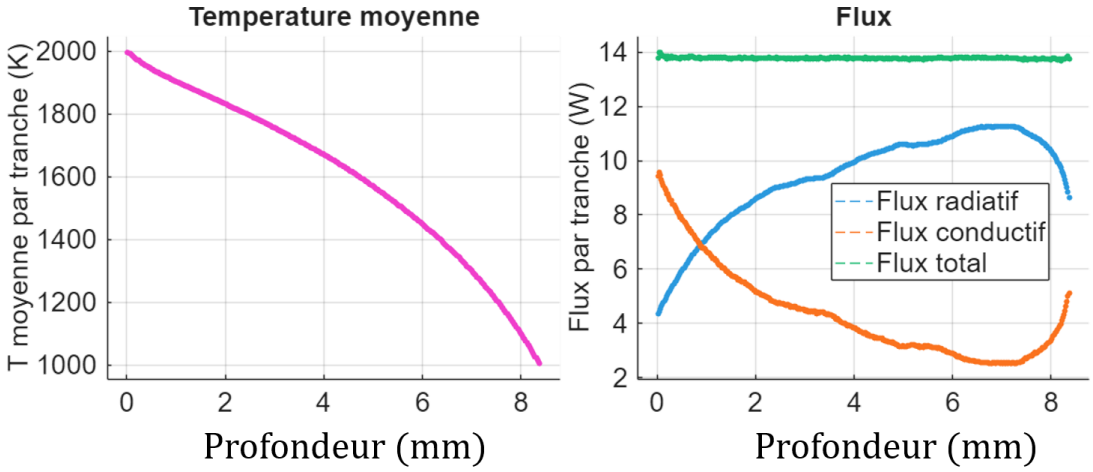


Figure 3 : Température moyenne dans la phase solide (à gauche) et flux conductif, radiatif et total (à droite) en fonction de la profondeur dans l'échantillon.

3.2. Etude des profils de flux et de température en fonction de la température

Sur le même échantillon, nous présentons maintenant une étude des profils de température et de flux en fonction de la température T_0. Un faible écart de température est imposé ($\Delta T = 10\,K$) entre les faces, ce qui permet de considérer comme constantes les propriétés du matériau sur l'ensemble du volume pour l'expérience de plaque chaude gardée numérique réalisée. Nous calculons alors les flux de chaleur moyens traversant des surfaces de contrôle perpendiculaires à l'axe z. Le flux de chaleur conductif est calculé par la loi de Fourier, et le flux radiatif est estimé en sommant l'énergie des rayons traversant les surfaces de contrôles, pondérée par le signe de leur direction selon z.

Nous représentons sur la figure 4 les flux de chaleur (conductif, radiatif et total) pour 4 niveaux

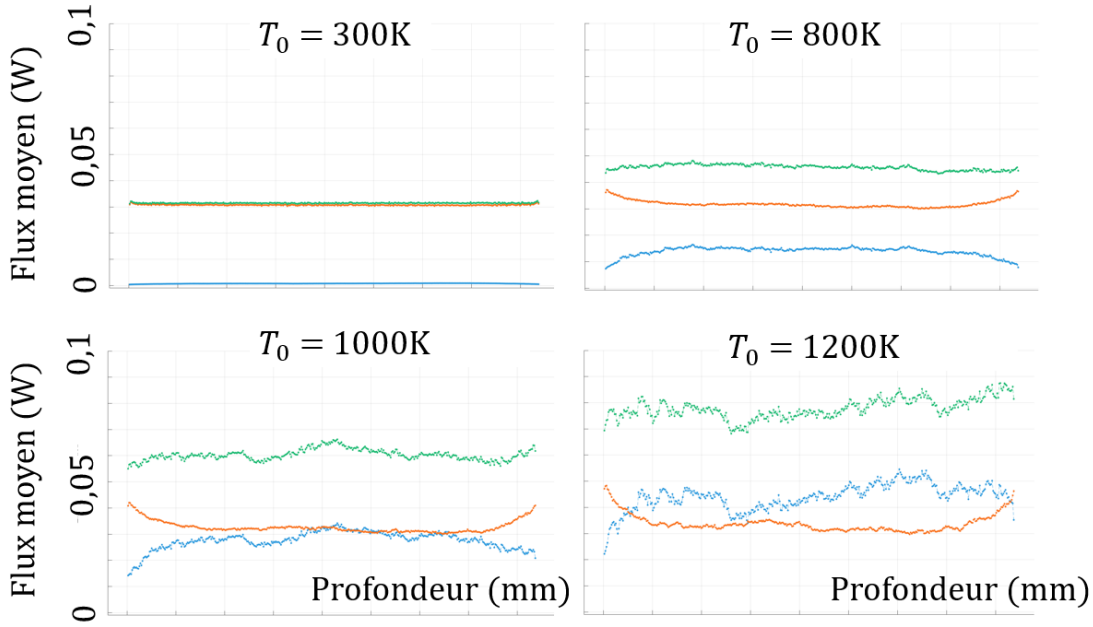


Figure 4 : Flux de chaleur (en W) en fonction de la profondeur (en mm) pour différents niveaux de températures. En rouge le flux conductif, de valeur moyenne stable, en bleu le flux radiatif qui augmente en fonction de la température, et en vert le flux total, somme des deux.

de température différents. Le flux total est globalement conservé, avec des nuances selon le niveau de température. Lorsque la température est faible (jusqu'à 800 K environ), le flux radiatif est inférieur au flux conductif. Il est très peu bruité, et constant à l'intérieur du domaine. Le flux radiatif augmente avec la température, et à partir de 800 K on observe distinctement une variation du flux radiatif près des bords. Quel que soit le niveau de température, le flux conductif reste globalement constant (aux alentours de 30 mW) à l'intérieur du domaine, mais se courbe lui aussi près de bords, de manière à ce que le flux total reste constant. La distorsion du flux conductif s'accompagne d'une déformation du profil de température qui n'est plus strictement linéaire (voir Fig. 5). Lorsque la température de référence augmente, le flux radiatif est de plus en plus bruité, car la différence relative entre les flux radiatifs émis par les différentes surfaces est de plus en plus petite. C'est ce qui explique pourquoi lorsque ΔT est important, le flux radiatif est très nettement défini (voir Fig. 3). Pour une température de 1200 K, l'écart type sur le flux total est de $3mW$ pour une moyenne de $76mW$, soit un écart type inférieur à 5% qui est complètement acceptable.

3.3. Etude de la conductivité apparente en fonction de la température

Puisque l'outil numérique donne un flux de chaleur globalement conservé, la conductivité thermique apparente du matériau peut être estimée en supposant que les propriétés du matériau sont constantes dans le volume :

$$k(T) = \frac{L\Phi}{S\Delta T} \tag{6}$$

où L est l'épaisseur du matériau, S sa surface, et Φ est le flux total que l'on calcule pour chaque simulation. Les résultats sont compilés sur la figure 7. Nous avons ajouté sur la Fig. 7(a) la conductivité effective de l'échantillon (notée k_{cond}), obtenue par une simulation purement conductive, qui est bien indépendante de la température. En ce qui concerne le couplage

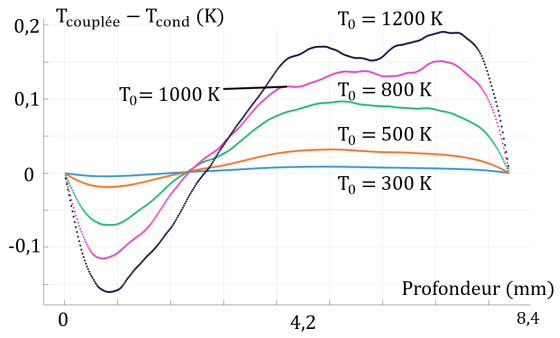


Figure 5 : Différence entre la température moyenne (K) couplée et la température dans le cas où seule la conduction est présente.

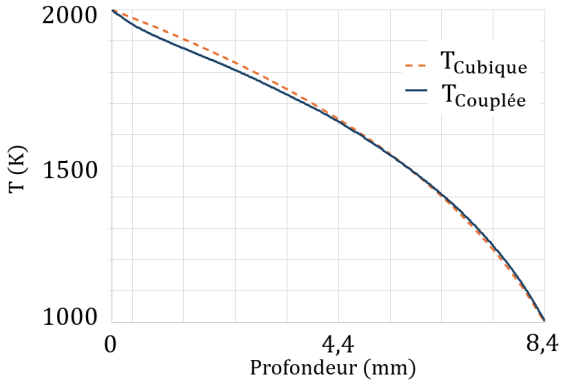
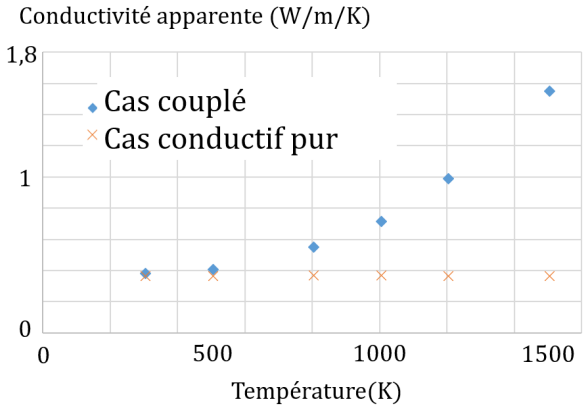
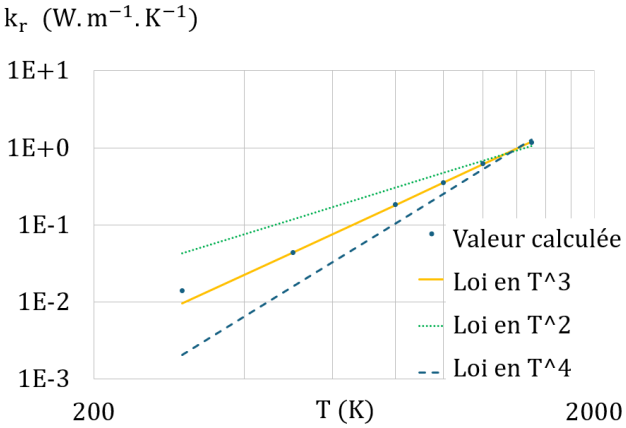


Figure 6 : Profils moyens de température obtenus pour le modèle couplé et le modèle homogène équivalent.



(a) Conductivité apparente (W/m/K) de l'échantillon en fonction de la température



(b) Conductivité radiative k_r en fonction de la température (échelle log-log)

Figure 7 : Evolution de la conductivité thermique apparente en fonction de la température

conducto-radiatif, la conductivité apparente est supérieure à k_{cond} d'environ 5 % dès 300 K et est multipliée par quatre à $T_0 = 1500K$. Nous représentons sur la figure 7(b) la conductivité radiative, c'est-à-dire $k - k_{cond}$ sur une échelle log-log, ainsi que trois courbes de tendance, en T^2, T^3 et T^4. La conductivité apparente augmente sans ambiguïté avec la température selon une loi cubique, ce que l'on peut rapprocher du modèle de diffusion de Rosseland en faisant l'hypothèse d'un milieu optiquement épais :

$$k(T) = k_{cond} + \alpha T^3. \tag{7}$$

On trouve un coefficient $\alpha = 3.53 \times 10^{-10} W.m^{-1}.K^{-4}$. Il est néanmoins bon de noter que les dimensions de l'échantillon ainsi que sa densité nous placent à la limite de ce qu'il est possible de considérer comme optiquement épais, domaine d'application de la théorie de Rosseland.

Nous avons alors calculé le champ de température en régime permanent sur un volume de mêmes dimensions que l'échantillon réel considéré, mais homogène, et possédant une conductivité non-linéaire donnée par la formule (7). Sur la figure 6 sont représentées les températures moyennes en fonction de la profondeur obtenues d'abord par le modèle couplé (qui avait déjà été représenté dans la figure 3), puis sur le volume homogène équivalent. Les deux approches

donnent des résultats similaires, même pour un grand écart de température. On observe cependant des différences près des frontières, avec une légère surestimation de la température près du côte chaud, et sous-estimation du côté froid, comme mis en évidence par Ouchtout *et al.* [6].

4. Conclusion

Lors de cette étude, nous avons utilisé un nouvel outil de modélisation numérique du couplage conducto-radiatif afin de déterminer la conductivité apparente d'un échantillon issu de tomographie en fonction de la température. Ce modèle, qui couple une méthode de résolution déterministe de l'équation de la chaleur par éléments finis et une méthode stochastique de lancers de rayons pour le rayonnement, présente plusieurs intérêts pour la communauté. Il permet d'abord de traiter des volumes 3D de matériaux réels, de taille significative pouvant correspondre à un volume représentatif, avec des contraintes matérielles faibles et en des temps de simulation réduits. En outre, il permet de calculer le flux radiatif et donc d'obtenir un flux total conservé le long du volume, un résultat qui est loin d'être trivial à obtenir dans la littérature aujourd'hui. Finalement, l'étude d'un échantillon de matériau réel permet également de mettre en avant le traitement de conditions aux limites radiatives de notre modèle.
L'étude menée a permis de souligner l'importance de la prise en compte du rayonnement thermique dés lors que la température dépasse la centaine de degrés Celsius. En effet, le matériau voit ses capacités d'isolation thermique grandement diminuées lorsque le rayonnement devient significatif, d'où l'importance de le prendre en compte dans les simulations. Une perspective de poursuite de ce travail serait de pouvoir comparer les résultats obtenus par la simulation à des résultats expérimentaux sur un échantillon de matériau réel. Cependant, pour cela, le modèle nécessite encore d'être affiné pour pouvoir prendre en compte le caractère semi-transparent des fibres d'isolants.

Références

[1] El-Hafi, M., Enguehard, F., Favennec, Y. & Fournier, R. Introduction aux méthodes de résolution numérique de l'équation de transfert radiatif Doctoral. Lecture. France, mai 2022. https ://hal.science/hal-03878236.

[2] Seyer, L. Modélisation du transfert thermique couplé conducto-radiatif dans les milieux hétérogènes par des techniques stochastiques PhD thesis (Université de Poitiers, Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées, Ecole doctorale MIMME - CEA Le Ripault, nov. 2024).

[3] Galiev, E. *et al.* Hybrid ceramic insulation made of oxide fiber ceramic matrix composite and paper-based ceramic for hot forming tools. Open Ceramics 15, 100403. issn : 2666-5395. https ://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2666539523000755 (2023).

[4] Möller, T. & Trumbore, B. Fast, minimum storage ray/triangle intersection in ACM SIGGRAPH 2005 Courses (Association for Computing Machinery, Los Angeles, California, 2005), 7-es. isbn : 9781450378338. https ://doi.org/10.1145/1198555.1198746.

[5] Penazzi L. *et al.* Comparative analysis of methods for solving conduction-radiation coupling in heterogeneous materials. RAD-25 - 11th International Symposium on Radiative Transfer, Jun 2025, Kuşadasi, Turkey. pp.377-384, ⟨10.1615/RAD-25.480⟩. ⟨hal-05292926⟩

[6] Ouchtout S., Rousseau B., Favennec Y., Finite element framework for modeling conducto-radiative transfers within heterogeneous media at both discrete and continuous scales, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 197 (2022)

Étude numérique de l'intégration de matériaux à changement de phase dans les parois des chambres froides pour le stockage des produits alimentaires

Zakaria OUAOUJA [1,2], Cyril TOUBLANC [1], Abdellah OUSEGUI [2], Olivier ROUAUD [1], Michel HAVET [1*]

[1] Oniris, Nantes Université, CNRS, GEPEA, UMR 6144,
F-44000, Nantes, France

[2] CSC, LMIMP, ENSAM, Université Moulay Ismail
Marjane 2, B.P. 15290 Al Mansour, Meknès Maroc

[*](auteur correspondant : michel.havet@oniris-nantes.fr)

Résumé - Cette étude présente une évaluation numérique de l'intégration de matériaux à changement de phase (MCP) sur la surface intérieure des parois des chambres froides afin d'en améliorer l'efficacité énergétique, la stabilité de la température des produits et la flexibilité énergétique. Un modèle dynamique de stockage frigorifique a été développé à l'aide d'EnergyPlus en co-simulation avec MATLAB pour prendre en compte l'impact sur la température des produits stockés à température positive (produits frais) et négative (produits congelés). L'impact des MCP sur la consommation d'énergie et la fluctuation de la température des produits a été analysé. Les résultats montrent que l'intégration des MCP limite efficacement les variations de température des produits, améliorant ainsi la stabilité thermique dans diverses conditions de fonctionnement. Cependant, dans la plupart des scénarios, les économies d'énergie restent négligeables sans la mise en œuvre d'une stratégie de contrôle de la production de froid. Lorsqu'ils sont associés à une approche de réponse à la demande, les MCP permettent une réduction d'énergie significative tout en préservant la qualité des produits. Cela souligne l'importance des stratégies de contrôle actif pour exploiter pleinement le potentiel d'économie d'énergie des MCP dans les applications de stockage frigorifique.

Nomenclature

A	Surface d'échange, m^2
Cond	Conduction
Conv	Convection
c_p	Chaleur spécifique, $J{\cdot}kg^{-1}{\cdot}K^{-1}$
D_{Pom}	Diamètre de la pomme, m
h	Enthalpie massique, $J{\cdot}kg^{-1}$
i	Pas spatial
j	Pas temporel
Lat	Chaleur latente, $J{\cdot}kg^{-1}$
m	Masse, kg
$\dot{m}$	Débit masse, $kg{\cdot}s^{-1}$
Moy	Moyen
n	Indice de phase
Pom	Pomme
r	Rayon, m
Resp	Respiration
Suf	Surface
t	Temps, s
T	Température, $°C$
V	Volume, m^3
χ	Fraction massique, $kg{\cdot}kg^{-1}$
ε	Porosité
θ	Coefficient de la courbe de performance
ρ	Masse volumique, $kg{\cdot}m^{-3}$
α	diffusivité thermique, $m^2{\cdot}s^{-1}$
λ	Conductivité thermique $W{\cdot}m^{-1}{\cdot}K^{-1}$
App	*A*pparente
CF	Chambre froide
ESR	European Standard Rating
EUR	Euro
GES	Gaz à effet de serre
MAD	Dirham marocain
MCP	Matériaux à changement de phase
PSE	Polystyrène extrudé
RAH	Renouvellement d'air par heure
RD	Réponse à la demande
ZC	Zone de chargement

1. Introduction

L'infrastructure de la chaîne du froid joue un rôle essentiel dans le maintien de la qualité des produits périssables. Elle permet d'allonger la durée de conservation, de préserver la valeur nutritionnelle et de réduire le gaspillage. Cette infrastructure repose principalement sur des systèmes de réfrigération à cycle de compression de vapeur, mis en œuvre tout au long de la chaîne du froid, de la post-récolte à la distribution. Malgré son rôle crucial, ce secteur est

considéré comme l'un des contributeurs importants aux émissions de gaz à effet de serre (GES). L'empreinte carbone du secteur se divise en deux catégories. Les émissions directes (40 %) proviennent du transport et des fuites de fluides frigorigènes. Le transport contribue à hauteur de 47 $MtCO_2$ et les fuites génèrent 57,4 $MtCO_2$, représentant 18% et 22% des émissions totales [1]. Les émissions indirectes (60 %) sont dues à la consommation d'électricité des systèmes de réfrigération [2]. En 2017, la chaîne du froid mondiale a consommé plus de 280 TWh d'électricité, ce qui a entraîné environ 156 $MtCO_2$ d'émissions indirectes [3]. Les systèmes de réfrigération des installations d'entreposage frigorifique représentent généralement 60 à 80 % de la demande énergétique totale de ces installations [4]. Par conséquent, améliorer l'efficacité énergétique de ces systèmes offre des avantages énergétiques et économiques substantiels. Les MCP constituent une approche prometteuse pour répondre à ces défis.

Les MCP stockent et libèrent de l'énergie thermique sous forme de chaleur latente lors des transitions de phase, généralement entre les états solide et liquide. Grâce à ce mécanisme, l'intégration de MCP dans les systèmes de réfrigération pourrait améliorer l'efficacité énergétique en déplaçant la demande d'énergie de refroidissement et en prolongeant les cycles d'arrêt du compresseur, conduisant à une réduction de la consommation d'énergie et des émissions de GES. Baffa et al. [5] ont étudié la performance d'une CF intégrant des MCP. Les résultats ont démontré que l'intégration des MCP diminuait le temps de fonctionnement du compresseur par rapport au modèle de référence. Cela a conduit à un nombre réduit de cycles de dégivrage et à stabiliser la température, aboutissant finalement à une réduction de 30% de la consommation énergétique totale. Néanmoins, l'intégration des MCP ne génère pas toujours des économies d'énergie. Certaines études ont rapporté des améliorations minimes de l'efficacité ou même de légères augmentations de la consommation globale [6–8]. Par exemple, Yusufoglu et al. [8] ont étudié l'effet de l'intégration de quatre MCP différents sur l'évaporateur d'un réfrigérateur domestique. Leurs résultats ont montré qu'en conditions de fonctionnement normal, le réfrigérateur équipé de MCP présentait une augmentation de la consommation énergétique quotidienne de 1,4 à 4 %, selon le type de MCP. Cette hausse a été principalement attribuée à la masse thermique supplémentaire introduite par le MCP, ce qui a accru la charge frigorifique pendant la phase de charge (solidification). Néanmoins, l'étude a démontré que les MCP peuvent stabiliser efficacement la température de l'air interne pendant les cycles d'arrêt du compresseur et les ouvertures de porte. Dans ces situations, le MCP solidifié agit comme un évaporateur auxiliaire, absorbant les charges thermiques et réduisant ainsi l'énergie nécessaire pour ramener la température de l'air au point de consigne après de telles perturbations. De plus, lors des tests d'ouverture de porte, l'étude a rapporté une réduction de la consommation d'énergie quotidienne comprise entre 2,3 % et 5 % par rapport à la configuration de référence, soulignant la capacité des MCP à atténuer les pertes d'efficacité causées par des ouvertures de porte fréquentes.

La présente étude vise à développer un modèle dynamique d'un entrepôt réfrigéré intégrant des MCP conventionnels afin d'évaluer leur impact sur la consommation d'énergie, les coûts et la qualité des produits.

2. Matériels et Méthodes

2.1. EnergyPlus : Modélisation de l'entrepôt

Cette étude utilise EnergyPlus, un logiciel open source de modélisation énergétique des bâtiments, pour simuler l'entrepôt, les MCP et le système de réfrigération. EnergyPlus s'appuie sur les bilans de transfert de chaleur et d'humidité, en supposant des propriétés d'air uniformes (température, pression et densité…) dans chaque zone thermique [9]. Les couches d'une paroi sont modélisées dans EnergyPlus via la méthode des différences finies par conduction (CondFD), qui discrétise chaque couche en plusieurs nœuds spatiaux (Figure 1). Cette approche résout l'équation de diffusion thermique 1D de manière implicite à chaque pas de temps, permettant de capturer les gradients de température au sein de chaque couche.

$$\rho c_p \Delta x \frac{T_i^{j+1} - T_i^j}{\Delta t} = \lambda_{i,i+1} \frac{(T_{i+1}^{j+1} - T_i^{j+1})}{\Delta x} + \lambda_{i,i-1} \frac{(T_{i-1}^{j+1} - T_i^{j+1})}{\Delta x} \quad (1)$$

i : nœud modélisé ; i+1 : nœud suivant ; i-1 : nœud précédent ; j+1 : nouvel intervalle de temps ; j-1 : intervalle de temps précédent ; $\lambda_{i,i+1}$ et $\lambda_{i,i-1}$: conductivité thermique entre les nœuds i et i+1, et i et i-1, respectivement.

Pour les couches de MCP, cette discrétisation est couplée au modèle enthalpie-température (One-curve model), où la capacité thermique apparente $c_{p,App}$ est évaluée localement à chaque nœud i et à chaque pas de temps j. Ce modèle repose sur la méthode de Morgan, qui nécessite des données tabulées de la fonction $h_j = f(T_j)$ pour établir le processus de transition de phase. $c_{p,App}$ est définie comme le quotient différentiel de l'enthalpie par rapport à la température [9].

$$c_{p,App} = \left(h_i^{j+1} - h_i^j\right) \Big/ \left(T_i^{j+1} - T_i^j\right) \quad (2)$$

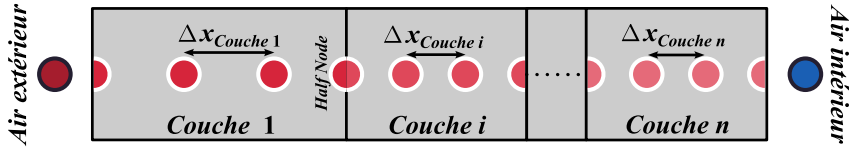


Figure 1: Représentation des nœuds pour un modèle de conduction par différences finies.

Le système de réfrigération dans EnergyPlus se compose de trois composants principaux : le compresseur, le condenseur et l'évaporateur. Le logiciel utilise des données de performance dans des conditions nominales, combinées à des courbes de performance fournies par le fabricant, pour modéliser ces composants [9].

2.2. Approche de co-simulation

EnergyPlus ne dispose pas de la fonctionnalité permettant de simuler les produits entreposés. Par conséquent, cette étude met en œuvre une approche de co-simulation reliant EnergyPlus à MATLAB. L'outils EnergyPlus-MLE+ [10] sur MATLAB, cela facilite l'échange de données entre les deux plateformes, permettant une communication synchronisée et maintenant la cohérence temporelle tout au long de la simulation. L'échange de données suit la procédure illustrée sur la Figure 2.

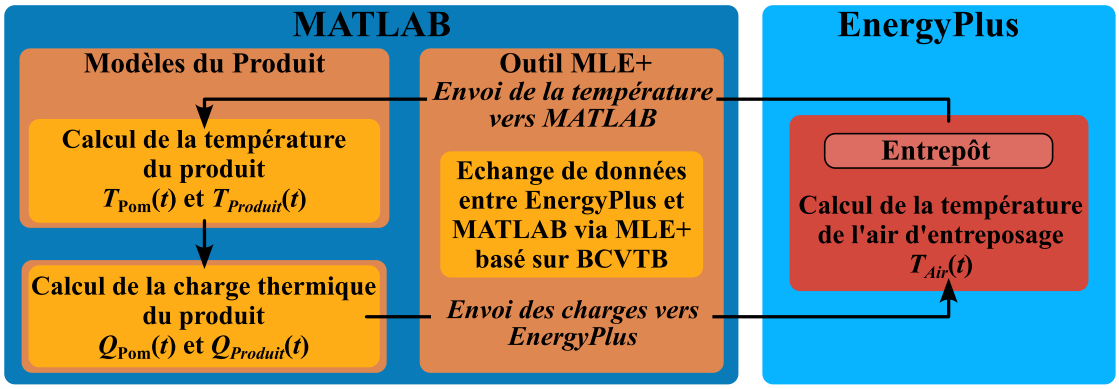


Figure 2: Approche de co-simulation entre EnergyPlus et MATLAB, et données échangées.

2.3. Description des Modèles de Produits (MATLAB)

2.3.1. Modèle de produit réfrigéré (pommes fraîches)

La température moyenne de pommes fraîches (réfrigération positive) est simulée à l'aide d'un modèle simplifié développé par Van Der Sman [11]. Pour un aliment sphérique, la température moyenne est égale à celle à $r = 3D_{Pom}/8$ (Figure 3-a), où l'équation de la chaleur s'écrit comme suit :

$$\rho_{Pom} \times c_{p,Pom} \times V_{Pom} \frac{dT_{Pom,Moy}}{dt} = \frac{T_{Air}(t) - T_{Pom,Moy}}{R_{Cond} + R_{Conv}} \quad (3)$$

Étant donné que la température de l'air (T_{Air}) est considérée comme constante à chaque itération de l'échange de données, Équation (3) admet une solution analytique de la forme :

$$T_{Pom,Moy}(t) = T_{Air}(t) + \left(T_{Pom,Moy}(0) - T_{Air}(t)\right) \times e^{\left(\frac{-t}{\rho_{Pom} \times c_{p,Pom} \times V_{Pom} \times (R_{Cond} + R_{Conv})}\right)} \quad (4)$$

$$T_{Pom,Surf}(t) = \frac{T_{Air}(t) \times R_{Cond} + T_{Pom,Moy}(t) \times R_{Conv}}{R_{Cond} + R_{Conv}} \quad (5)$$

où $R_{Cond} = d_c/(A_{Pom} \cdot \lambda_{Pom})$ et $R_{Conv} = 1/(A_{Pom} \cdot h_{Conv})$ représentent les résistances thermiques par conduction et convection, respectivement, et d_c est la longueur caractéristique = $D_{Pom}/8$.

Les pommes, initialement à 20°C, sont entreposées dans des pallox modélisés comme des échangeurs de chaleur (Figure 3-b). La méthode de la différence de température moyenne logarithmique (LMTD) est utilisée pour décrire le changement non linéaire de température entre les pommes et l'air d'entreposage (Figure 3-c). Le transfert de chaleur convectif total (Q_{Conv}) est écrit comme suit :

$$Q_{Conv}(t) = h_{Conv} \times N_{Pom} \times A_{Pom} \times \frac{\left(T_{Pom,Surf}(t) - T_{Air,Entrée}(t)\right) - \left(T_{Pom,Surf}(t) - T_{Air,Sortie}(t)\right)}{ln\left(T_{Pom,Surf}(t) - T_{Air,Entrée(t)}\right) - ln\left(T_{Pom,Surf}(t) - T_{Air,Sortie}(t)\right)} \quad (6)$$

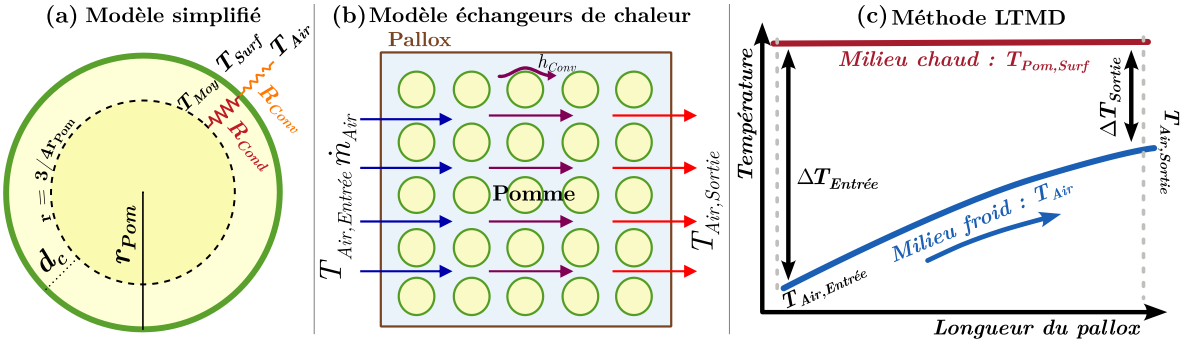


Figure 3: Représentation : (a)- du modèle simplifié, (b)- pallox de pommes, (c)- de la méthode LTMD.

De plus, la charge thermique totale des pommes doit prendre en compte la chaleur générée par la respiration (Q_{Resp}). La corrélation établie a été développée par [12], où m et T_{Pom} sont la masse et la température de la pomme, a = 5.69×10^{-4} et b = 2.60 sont les coefficients de respiration [12].

$$Q_{Resp}(t) = m \times 0.003 \times a \times \left(1.8 \times T_{Pom}(t) + 32\right)^{b} \quad (7)$$

La charge thermique totale est donc la somme de la charge convective et de la respiration. Puisque les pommes ne subissent pas de changements de phase, leurs propriétés thermophysiques sont considérées comme constantes (Tableau 1).

Propriétés	CFs-Positives	CFs-Négative
Conductivité thermique (W·m^{-1}·K^{-1})	0,406	$\lambda_{Produit}(T)$
Masse volumique (kg·m^{-3})	837,22	$\rho_{Produit}(T)$
Capacité thermique (J·kg^{-1}·K^{-1})	3821,96	$c_{p,App,Produit}(T)$
Coefficient h_{Conv} (W·m^{-2}·K^{-1})	2	10

Tableau 1: Propriétés thermiques de la pomme utilisée dans le modèle de produit [13–14].

2.3.2. Modèle de produit congelé (compote de pommes)

Cette section décrit le modèle utilisé pour prédire l'évolution de la température au sein des palettes de compote de pommes, initialement congelées à -17.5°C. Le produit est modélisé comme une plaque plane d'épaisseur L. Le transfert thermique par conduction dans le produit congelé est régi par l'équation de diffusion de la chaleur (Équation (8)). Les propriétés thermophysiques des produits alimentaires (Équation (9)), telles que la masse volumique ($\rho_{Produit}$), la conductivité thermique ($\lambda_{Produit}$) et la chaleur spécifique ($c_{p,App,Produit}$), dépendent de la température et sont calculées à l'aide du modèle additif [15]. Équation (10) est utilisée pour simuler le changement de phase [15]. Dans cette méthode, $c_{p,App,Produit}$ inclut la chaleur latente associée à la formation de glace, où $c_{p,n}$ est la capacité thermique des composants du produit

alimentaire ; *Lat* est la chaleur latente de la glace ; χ_{Glace} et χ_n représentent respectivement les fractions de glace et de composants du produit.

$$\rho_{Produit}(T)c_{p,App,Produit}(T)\frac{\partial T}{\partial t}=\nabla\cdot\left(\lambda_{Produit}(T)\nabla T\right)\ ;\ -\lambda_{Produit}\left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{x=0}=h_{Conv}\left(T(0,t)\right)-T_{Air}\ ;\ -\left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{x=L/2}=0 \quad (8)$$

$$\rho_{Produit}(T)=(1-\varepsilon)\sum_n\left(\frac{\chi_n(T)}{\rho_n(T)}\right)^{-1};\ \lambda_{Produit}(T)=\rho_{Produit}(T)\sum_n\frac{\chi_n(T)\lambda_n(T)}{\rho_n(T)};\ c_{p,App,Produit}(T)=\sum_n\chi_n(T)c_{p,n}(T) \quad (9)$$

$$c_{p,App,Produit}(T)=\sum_n\chi_n(T)c_{p,n}(T)-Lat\frac{d\chi_{Glace}}{dT} \quad (10)$$

2.4. Installation d'entrepôt réfrigéré

2.4.1. Configuration géométrique

Le modèle est basé sur un entrepôt réfrigéré réel « PRIMLAND » situé dans la zone périurbaine de Meknès, au Maroc. L'entrepôt a une surface totale de 2 592 m² (72×36×8 m), composée de 3 CFs positives utilisées pour le stockage de pommes fraîches à 1±1°C, 3 CFs négatives utilisées pour le stockage de purée de pommes congelée à -18±1°C, et une zone de chargement. Le choix de l'épaisseur de l'isolation est conforme aux directives spécifiées dans [16], qui fournit des recommandations pour la construction d'entrepôts réfrigérés en fonction des exigences de température de stockage. Une isolation en PSE est utilisée pour le matériau de construction des murs, avec une épaisseur de 100 mm pour le groupe de CFs positives et de 200 mm pour le groupe de CFs négatives

2.4.2. Données d'entrée du modèle

La période de simulation est de 6 mois, du 1er octobre au 31 mars, avec des données météorologiques pour Meknès obtenues du site climate.onebuilding.org [17]. Meknès se situe dans le centre-nord du Maroc et fait partie de la Zone climatique 3 marocaine, caractérisée par un climat méditerranéen subtropical avec une influence continentale. Cette zone présente des étés chauds et secs et des hivers doux et humides [18]. L'unité frigorifique de l'entrepôt utilise le R-455A comme fluide frigorigène, bien adapté aux applications à basse température. Le système de compression utilise des unités de compresseur semi-hermétiques de Bitzer avec différentes configurations pour chaque application. Les systèmes intègrent plusieurs arrangements de compresseurs connectés en parallèle. La configuration du groupe de CFs positives comprend 8 compresseurs connectés à 4 évaporateurs (air-chiller), 3 unités desservent les CFs et 1 unité est dédiée à la zone de chargement. Le groupe de CFs négatives se compose de 7 compresseurs reliés à 3 évaporateurs. Chaque batterie de refroidissement est dimensionnée spécifiquement en fonction de son application prévue et basée sur le catalogue [19]. Les air-chillers des CFs positives fonctionnent selon les European Standard Rating 2 (ESR 2) avec une température d'évaporation de -8°C, tandis que pour les CFs négatives les batteries fonctionnent selon les conditions ESR 3 avec une température d'évaporation de -25°C. Le Tableau 2 récapitule les détails sur les données d'entrée du modèle pour l'entrepôt.

Charges internes	Produit stocké	CFs Positive	444,3 tonnes/CF
		CFs Negative	915 tonnes/CF
	Éclairage	6.5 W/m^2	
	Ventilation	CFs Positive	1800 W
		CFs Negative	7600 W
Air-Chiller (Évaporateur)	Capacité frigorifique	CFs Positive	30,6 kW
		CFs Negative	30,7 kW
		ZC	20,9 kW
	Débit d'air	CFs Positive	5,88 m$^3\cdot$s^{-1}
		CFs Negative	12,89 m$^3\cdot$s^{-1}
		ZC	2,64 m$^3\cdot$s^{-1}
Compresseur	Puissance frigorifique	CFs Positive	80 kW
		CFs Negative	70 kW

Tableau 2: Paramètres d'entrée du modèle pour l'entrepôt frigorifique.

2.5. Matériaux à changement de phase

Deux configurations sont étudiées : la configuration de référence avec une couche d'isolation PSE et la configuration avec une couche de MCP de 2 cm intégrée sur la surface des parois internes de l'entrepôt frigorifique. Pour simplifier la modélisation, un profil enthalpie-température linéaire a été adopté pour créer les données nécessaires pour modéliser les MCP. La température de changement de phase des MCP est choisie en fonction de la température de la surface intérieure des murs. Figure 4 présente la courbe $h_j = f(T_j)$ des MCP Rubitherm GmbH utilisés pour les CFs positives et négatives.

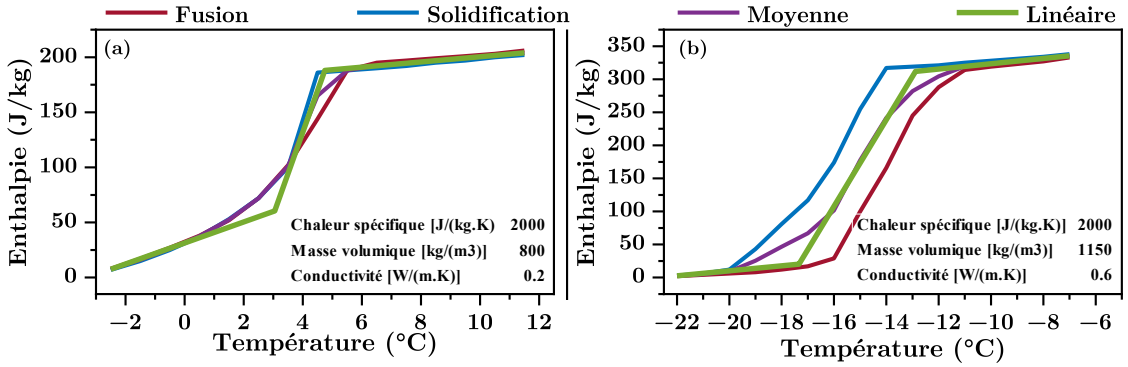


Figure 4: Enthalpie-température des MCP modélisés dans : (a)- CFs positives, (b)- CFs négatives.

2.6. La Réponse à la Demande (RD)

La RD est la modulation volontaire de la consommation d'électricité par les consommateurs en réponse à des signaux du réseau, tels que les périodes de forte demande ou les variations de prix. Cette approche stratégique vise à équilibrer l'offre et la demande. La structure tarifaire de l'électricité pour un usage professionnel au Maroc dépend principalement des saisons et des plages horaires de consommation. Le tarif de la saison hivernale va du 1er octobre au 31 mars. Tableau 3 présente le changement horaire de l'électricité et la structure tarifaire pour cette saison au Maroc. L'objectif ici est de simuler l'entrepôt mettant en œuvre la RD, avec l'arrêt du système de réfrigération pendant 5 heures de pointe sur la période de simulation, et d'évaluer l'impact des MCP.

Horaires	Saison hivernale	Dirhams par kWh
Heures de pointe	17h00 à 22h00	1,3548
Heures creuses	22h00 à 17h00	1,0657

Tableau 3: Périodes saisonnières et changements horaires.

3. Résultats et discussion

3.1. Impact de la DR sur la Performance de l'Entrepôt

3.1.1. Performance en Température Pendant les Événements de RD

Les profils de température illustrés sur la Figure 5 confirment l'effet de stabilisation thermique de l'intégration des MCP pendant l'interruption de courant de 5 heures due à la RD. Pour le groupe de CFs positives (Figure 5-a), la température maximale de l'air a atteint 6°C dans la configuration sans MCP (RD+SansMCP), soit 1°C de plus que le système intégrant des MCP (RD+MCP). Les températures de surface des produits stockés ont montré une réponse thermique plus lente en raison de l'inertie thermique plus élevée des produits, atteignant 3,5°C pour la configuration RD+SansMCP et 3°C pour les configurations RD+MCP. Cet avantage résulte du fait que le PCM agit comme un tampon thermique en absorbant les charges thermiques pendant les périodes de DR, atténuant ainsi l'augmentation de la température et prolongeant ainsi les périodes de stockage en toute sécurité. En revanche, le groupe de CFs négatives (Figure 5-b) a présenté une plus grande stabilité thermique dans les deux configurations (avec/sans MCP), les températures de l'air et des produits affichant des augmentations minimales. Cette stabilité est attribuée à l'inertie thermique substantielle des produits congelés, qui agissent comme des tampons thermiques lors des RD.

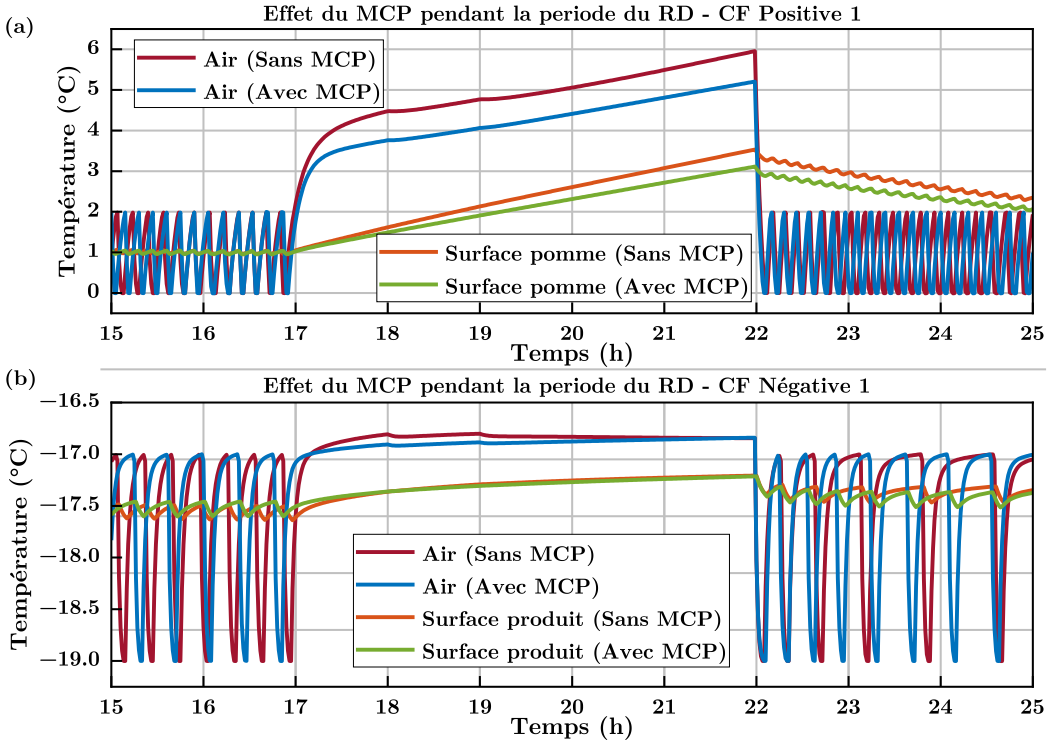


Figure 5: Température de l'air et des produits pendant la RD : (a)- CFs positives, (b)- CFs négatives.

3.1.2. Analyse Énergétique et Économique

Pour le groupe de CFs positives, la référence a consommé 57,28 MWh (19,69 % pendant les heures de pointe). La RD sans MCP (RD+SansMCP) a éliminé la consommation de pointe mais a augmenté l'énergie totale à 59,01 MWh (+3,02 %). La RD avec MCP (RD+MCP) a atteint 58,25 MWh (+1,68 % par rapport à la référence), réduisant la consommation de 0,76 MWh (1,29 %) par rapport à la RD+SansMCP grâce aux effets de tampon thermique des MCP. Cette augmentation de la consommation d'énergie globale est une conséquence directe de l'augmentation de la demande de refroidissement nécessaire pour ramener les températures à la consigne après l'événement de RD. À l'inverse, le groupe de CFs négatives n'a montré aucune différence significative dans la consommation d'énergie entre les configurations RD avec et sans MCP, toutes deux entraînant une légère réduction de l'énergie totale de -0,30 % (52,14 MWh) par rapport à la référence (52,29 MWh). Ceci est obtenu grâce à l'inertie thermique des produits congelés.

D'un point de vue économique, les résultats de l'analyse sont différents. Pour les CFs positives, la configuration RD+SansMCP a généré une économie de coûts de -2,20 %, se traduisant par une réduction des coûts d'électricité de -1 417,19 MAD malgré l'augmentation rapportée de la consommation totale d'énergie. Cela confirme l'intérêt d'éliminer la consommation pendant les heures de pointe. L'intégration des MCP (RD+MCP) a encore réduit les coûts à -2 234,81 MAD, réalisant une économie totale de -3,48 % par rapport à la référence, représentant une amélioration supplémentaire de 1,28 % par rapport au scénario RD+SansMCP. Pour les CFs négatives, les deux configurations, avec/sans MCP, ont atteint des économies quasi similaires, d'environ -2 634 MAD qui représentent une réduction de -4,5 % par rapport à la référence. Cela confirme que les avantages économiques du décalage de charge peuvent être pleinement réalisés, même sans intégration de MCP dans les applications de stockage congelé, en raison de la stabilité thermique fournie par les produits congelés.

4. Conclusion

Cette étude a évalué l'intégration des MCP dans les parois d'entrepôts frigorifiques afin d'améliorer l'efficacité énergétique et de maintenir la qualité des produits. Les résultats montrent que les MCP apportent des bénéfices thermiques importants pour les chambres froides positives lors des interruptions d'électricité, en réduisant les variations de température de l'air

et des produits de 1°C et 0,5°C respectivement. Pour le stockage congelé, la masse thermique des produits congelés assure une stabilité suffisante sans nécessiter de MCP. L'analyse économique révèle que la stratégie d'effacement de la consommation génère des économies significatives. Les chambres froides positives avec MCP réalisent une réduction des coûts de 3,48 %, tandis que le stockage congelé réalise environ 4,5 % d'économies, avec ou sans MCP. En conclusion, bien que les MCP seuls n'apportent pas toujours d'économies énergétiques notables, leur combinaison avec des stratégies de gestion, telles que l'effacement de la consommation, permet un décalage efficace de la demande électrique vers les périodes creuses, générant des avantages économiques tout en préservant la qualité des produits.

Références

[1] Z. Ouaouja, M. Havet, O. Rouaud, C. Toublanc, and A. Ousegui, "Thermal properties and performance of glycerol-water-NaCl phase change material for cold chain applications," J. Energy Storage, vol. 126, p. 117045, Aug. 2025.

[2] Z. Ouaouja, A. Ousegui, C. Toublanc, O. Rouaud, and M. Havet, "Phase Change Materials for Cold Thermal Energy Storage applications: A critical review of conventional materials and the potential of bio-based alternatives," J. Energy Storage, vol. 110, p. 115339, Feb. 2025.

[3] IEA, "Global CO2 emissions by sector, 2019-2022," International Energy Agency, Paris, 2021.

[4] K. Wang and N. Du, "Real-time monitoring and energy consumption management strategy of cold chain logistics based on the internet of things," Energy Informatics, vol. 8, no. 1, p. 34, Mar. 2025.

[5] J. Baffa, "Phase Change Material and Controls - Study," 2016.

[6] Z. Liu, D. Zhao, Q. Wang, Y. Chi, and L. Zhang, "Performance study on air-cooled household refrigerator with cold storage phase change materials," IJR, vol. 79, pp. 130–142, July 2017.

[7] A. Maiorino, M. G. Del Duca, A. Mota-Babiloni, A. Greco, and C. Aprea, "The thermal performances of a refrigerator incorporating a phase change material," IJR, vol. 100, pp. 255–264, Apr. 2019.

[8] Y. Yusufoglu, T. Apaydin, S. Yilmaz, and H. O. Paksoy, "Improving performance of household refrigerators by incorporating phase change materials," IJR, vol. 57, pp. 173–185, Sept. 2015.

[9] EnergyPlus, "EnergyPlus V9.2.0 Documentation: Engineering Reference," DOE, 2019.

[10] J. Dostal and T. Baumelt, "Model predictive control for buildings with active one-pipe hydronic heating," E3S Web Conf., vol. 111, p. 04050, 2019.

[11] R. G. M. Van Der Sman, "Simple model for estimating heat and mass transfer in regular-shaped foods," J. Food Eng., vol. 60, no. 4, pp. 383–390, Dec. 2003.

[12] ASHRAE, ASHRAE Handbook: Refrigeration, SI edition. Atlanta, GA: ASHRAE, 2022.

[13] L. D. Alexander, S. Jakhar, and M. S. Dasgupta, "Influence of pallet height on energy consumption and cooling effectiveness in an apple cold storage," Sci Rep, vol. 15, no. 1, p. 11534, Apr. 2025.

[14] M. E. Castell-Perez, "Freezing Food," in Introduction to Biosystems Engineering, ASABE, 2020.

[15] C. Toublanc and L. Boillereaux, "Food thermal distribution-based control of industrial freezers," presented at the 25th IIR International Congress of Refrigeration, Montréal, Canada, 2019.

[16] L. K. Lawrie and C. B. Drury, Development of Global Typical Meteorological Years (TMYx).

[17] BIS 661, "Thermal Insulation of Cold Storage." 2019.

[18] M. Hanchane, "Morocco, a mosaic of climates," Encyclopedia of the Environment, 26-Dec-2024. .

[19] HK-Refrigeration, "Produits et systèmes de réfrigération commerciale & industrielle," 2021.

Remerciements

Ce travail est le fruit d'une collaboration entre le Laboratoire GEPEA de l'Oniris, à Nantes, France, et l'Université Moulay Ismail, à Meknès, Maroc. Les auteurs expriment leur sincère gratitude au « **Partenariat Hubert Curien (PHC) TOUBKAL 2022** ».

Evaluation de la dégradation d'un élément de drone par impact d'un faisceau laser

Philippe Reulet[1*], Nicolas Dellinger[1], Pierre Bourdon[2]

[1] Onera/DMPE, Université de Toulouse, 31055 Toulouse, France
[2] Onera/DOTA, Université Paris-Saclay, 91120, Palaiseau, France
[*] (auteur correspondant : philippe.reulet@onera.fr)

Résumé – L'objectif de ces travaux est l'évaluation de l'endommagement d'une paroi composite soumise à un impact de faisceau laser de très forte puissance. Après avoir estimé les caractéristiques des armes laser en termes de puissance et diamètre, trois scénarios sont simulés pour calculer l'évolution de la température de paroi et de son épaisseur en prenant en compte sa dégradation par réaction de pyrolyse et son ablation par fusion à température constante. Les résultats obtenus montrent que le paramètre principal est la densité de flux appliquée et que l'ablation est le phénomène prépondérant.

Nomenclature

α	absorptivité matériau, -	ρ	masse volumique, $kg \cdot m^{-3}$
C_p	capacité calorifique, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	T	température, K
D	diamètre faisceau, m	t_{exp}	temps d'exposition, s
E_L	chaleur latente, $J \cdot kg^{-1}$	*Indices et exposants*	
e_f	épaisseur fondue, m	0	initial
l	dimensions échantillon, m	fus	fusion du matériau
P_{las}	puissance laser, W		

1. Introduction

Dans certaines situations, il est nécessaire d'être en mesure de neutraliser des structures de type drone ayant des activités non autorisées. Un chargement émergent a démontré son efficacité à des fins de neutralisation : le chargement laser. Alors que la neutralisation laser a déjà pu être démontrée opérationnellement, il ne semble pas y avoir d'outil numérique permettant de statuer sur la neutralisation laser d'une structure. Dans le cadre du projet de recherche interne Onera « ARE-NEUTR », plusieurs outils numériques ont été évalués pour estimer les effets du chargement laser sur une structure et envisager un couplage pour prévoir le comportement du drone impacté.

L'Onera travaille depuis de nombreuses années à la modélisation de la dégradation de matériaux composites aéronautiques soumis à un événement feu. Des moyens expérimentaux de caractérisation des propriétés thermiques de ces matériaux ont été développés [1][2][3], en association avec un code de simulation numérique MoDeTheC [4] pour modéliser le comportement du matériau soumis au feu. L'objet des travaux présentés est d'évaluer l'applicabilité de ce code de simulation thermique pour estimer précisément les effets thermiques du chargement d'une pièce en matériau composite par une arme laser : calcul de l'échauffement et de l'ablation de la structure impactée.

2. Description des armes laser

On ne considèrera ici que les armes laser anti-structures, c'est-à-dire qui causent un endommagement structurel extérieur de la cible. Ces armes se basent principalement sur les effets thermiques des lasers de très forte puissance pour percer l'enveloppe de la cible. Ces armes nécessitent des laser continus de puissances supérieures au kilowatt, et jusqu'à la centaine

de kilowatts pour obtenir un effet significatif à des distances de plusieurs kilomètres. Les difficultés spécifiques à l'application arme laser viennent des grandes distances de propagation à travers l'atmosphère qui va atténuer la puissance laser et dégrader la qualité du faisceau par les turbulences atmosphériques. D'autre part, la limite de diffraction conduit à l'existence d'une divergence naturelle du faisceau laser dont le diamètre augmente proportionnellement à sa distance de propagation. Les développements récents des sources laser les plus puissantes dans le but d'être intégrées dans des systèmes d'armes laser sont menés essentiellement aux USA dans le cadre du programme "High Energy Laser Scaling Initiative" [5]. Ces financements sont dirigés vers différents industriels pour créer de gros démonstrateurs de sources laser 100-300 kW appelés "High-Energy Laser Weapon System". Des campagnes opérationnelles se sont avérées particulièrement concluantes en permettant d'abattre des cibles jusqu'à plusieurs kilomètres de distance. Le principal intérêt des systèmes d'armes laser est le coût d'un tir laser qui reste négligeable par rapport au coût des munitions, alors que les temps d'action pour ces deux types de systèmes sont assez similaires. Actuellement beaucoup de nations, et en particulier les USA, envisagent un emploi conjoint des armes laser et des armements cinétiques.

Dans un but de prédimensionnement, il est possible de faire une analogie avec les applications civiles où des lasers de très forte puissance sont utilisés pour la découpe avec une focalisation du faisceau à courte distance et faible diamètre [6]. Un modèle simplifié du perçage laser est défini en considérant uniquement le perçage par fusion du métal. L'équation permettant de remonter à l'épaisseur de matériau fondue considère que l'énergie totale déposée pendant un temps donné est égale à la somme de l'énergie nécessaire pour échauffer le matériau jusqu'à sa température de fusion et de sa chaleur latente de fusion :

$$e_f = \frac{4\alpha P_{las} t_{exp}}{\pi D^2 \rho \left(C_p \left(T_{fus} - T_0 \right) + E_{Lfus} \right)}$$

avec P_{las} puissance laser, t_{exp} temps d'exposition, D diamètre du faisceau, T_0 température initiale et les propriétés du matériau : α absorptivité à la longueur d'onde du laser, ρ masse volumique, C_p capacité calorifique, T_{fus} température de fusion, E_{Lfus} chaleur latente de fusion.

Ce modèle analytique fournit des résultats satisfaisants puisqu'il conduit à des valeurs d'épaisseurs percées et de vitesses de découpe conformes aux résultats publiés dans [6]. D'autre part, cette équation peut être utilisée pour évaluer les capacités de perçage à grande distance par arme laser. Les résultats obtenus montrent une faisabilité pour des niveaux de puissance laser accessibles (de quelques dizaines à quelques centaines de kilowatts selon la nature des cibles et la portée envisagée). Ces résultats sont en accord avec les informations diffusées lors de deux conférences sur la campagne de tirs sur drones de 2009-2010 de la marine américaine [7][8].

A partir de ce modèle simple, il est possible de définir trois scénarios pour simuler une arme laser anti-drone :

Scénario	Cible	Diamètre faisceau	Puissance laser
1	petit drone fragile, courte portée	10 à 20 mm	2 à 3 kW
2	drone moyen solide, moyenne portée	100 à 200 mm	300 à 400 kW
3	grand drone robuste, longue portée	500 à 800 mm	1 à 2 MW

Tableau 1 – Scénarios d'interception de drone par arme laser

Cependant, dans le cas de matériaux composites et/ou polymères, fréquemment utilisés dans les drones, il n'existe pas de modèle simple analogue à celui des métaux. En effet, peu de données existent sur la découpe des composites à l'aide d'un laser, et leurs mécanismes de dégradation sont beaucoup plus complexes que ceux des métaux. C'est pourquoi cette étude s'intéresse à une application d'impact laser sur un matériau composite.

3. Simulation numérique d'un impact laser sur élément de drone

3.1. Outil numérique MoDeTheC

Dans le cadre de la thèse de V. Biasi [3], un code de simulation numérique de la dégradation de matériaux composites a été développé : MoDeTheC. Ce code a fortement évolué pour intégrer de nombreuses fonctionnalités complémentaires au cours des conventions DGAC PHYFIRE et PHYFIRE2 [9]. Une description complète de MoDeTheC est donnée dans [4]. Dans cette référence, les simulations numériques de la dégradation d'un matériau composite soumis à un impact laser sont validées par comparaison à des essais dans le banc laser (BLADE) à puissance modérée (76,2 kW/m²).

Ce code de simulation est basé sur une approche par volumes finis. Il inclut des modules qui peuvent être associés dans une même simulation. Dans le cas qui nous intéresse : « Heat diffusion » conduction de la chaleur dans le solide, « Gas transport » transport des gaz de décomposition dans un matériau poreux, « Kinetics » cinétique de dégradation du matériau (réactions de dégradation pyrolyse ou oxydation), « Ablation » ablation du matériau sous différentes conditions. Le code MoDeTheC repose sur une approche isochore. Le solveur « Ablation » utilise une méthode de déformation du maillage pour suivre la dégradation surfacique des matériaux.

3.2. Configurations simulées

Pour le scénario 1, la géométrie de l'élément impacté « TUBE 1 » est un tube circulaire de longueur 60 mm, de diamètre intérieur 12 mm et d'épaisseur 2 mm. Pour les scénarios 2 et 3, l'épaisseur de paroi de 2 mm est conservée. Pour le scénario 2 (« TUBE 2 »), il a été choisi d'appliquer un facteur d'échelle 10 mais de conserver un diamètre à 12 mm pour simuler un élément de forme profilée. La surface intérieure est donc une ellipse de diamètres 156 mm et 12 mm, extrudée sur une longueur de 600 mm. Pour le scénario 3, le « TUBE 3 » est obtenu par un facteur géométrique de 4 appliqué au « TUBE 2 », soit une ellipse intérieure de diamètres 636 mm et 60 mm extrudée sur une longueur de 2400 mm.

Les conditions de la source laser sont basées sur celles du scénario 1 (paragraphe 2), en considérant la puissance laser de 2 kW et un diamètre de faisceau de 20 mm à $1/e^2$, ce qui correspond à une densité de flux maximale de 12,7 MW/m². Pour les scénarios 2 et 3, il a été choisi d'appliquer un facteur d'échelle géométrique identique au rapport des diamètres de faisceau laser soit respectivement 10 et 40 et de conserver la densité de flux maximale de 12.7 MW/m², soit des puissances laser de 200 kW et 3,2 MW. Ces grandeurs sont représentatives des conditions fournies précédemment et offrent l'avantage de pouvoir simplement comparer les résultats obtenus aux résultats de la simulation du scénario 1.

Le maillage du « TUBE 1 » est régulier avec une taille de maille de 0,8 mm suivant la longueur et la circonférence. Suivant l'épaisseur, le maillage comporte 10 mailles de 0,2 mm. Ce qui représente un total de 45 000 cellules volumiques. Pour le « TUBE 2 » et le « TUBE 3 », le maillage suivant la longueur est régulier avec une taille de maille de respectivement 8 mm et 32 mm. Suivant la circonférence, le maillage est raffiné aux extrémités pour bien reproduire la forte courbure du profil, ce qui donne des mailles comprises entre 2,6 et 20,4 mm. Enfin on maintient 10 mailles suivant l'épaisseur. Cela conduit à un maillage volumique de 87 000 cellules.

3.3. Conditions des simulations

Propriétés matériaux

Dans le cadre de cette évaluation de faisabilité, il s'agit de s'appuyer sur un matériau bien connu. Le matériau choisi est le composite T700GC/M21 constitué de fibres de carbone T700GC et d'une résine époxy M21, dont les propriétés sont détaillées dans [4]. Il faut définir les propriétés de chaque espèce : fibres de carbone, résine, char (produit par la pyrolyse de la résine), gaz (issu de la pyrolyse), CO2 (issu de l'oxydation). Le modèle de dégradation est réduit en ne prenant en compte que la première réaction (pyrolyse) et une ablation par modèle de « fusion/sublimation à température constante ». La température de fusion est fixée à 800 K, représentative de la température d'oxydation du char et l'enthalpie fusion est égale à 400 kJ/kg.

Le modèle d'homogénéisation de Mori-Tanaka est utilisé pour déterminer la conductivité thermique homogénéisée du matériau, suivant la disposition des fibres par rapport à la résine et la forme des pores. Enfin le solveur « Gas transport » nécessite la donnée des perméabilités.

Paramètres numériques

Les calculs sont explicites avec un critère sur le nombre de Fourier (stabilité de la résolution de l'équation de diffusion de la chaleur) et sur le CFL (stabilité de la résolution des équations de mécanique des fluides). Le pas de temps spécifié par l'utilisateur est divisé en sous-itérations de façon à garantir que ces deux critères de stabilité sont satisfaits. Dans le cas d'une ablation avec une réduction significative de la taille des mailles, cela peut conduire à une augmentation rédhibitoire du temps de calcul car le nombre de sous-itérations augmente très rapidement.

Les paramètres numériques des trois cas de calcul sont identiques :

- durée : 0,3 s (ajustée par rapport au temps de fusion du matériau)
- pas de temps : 0,005 s

Conditions aux limites

Sur chaque surface du domaine, il faut spécifier la condition aux limites qui dans le cas général prend en compte des échanges par convection, par rayonnement et des flux incidents convectifs ou radiatifs. Du fait de l'utilisation du solveur « Gas transport », des paramètres supplémentaires pour les conditions aux limites sont nécessaires : gaz environnant, pression de surface.

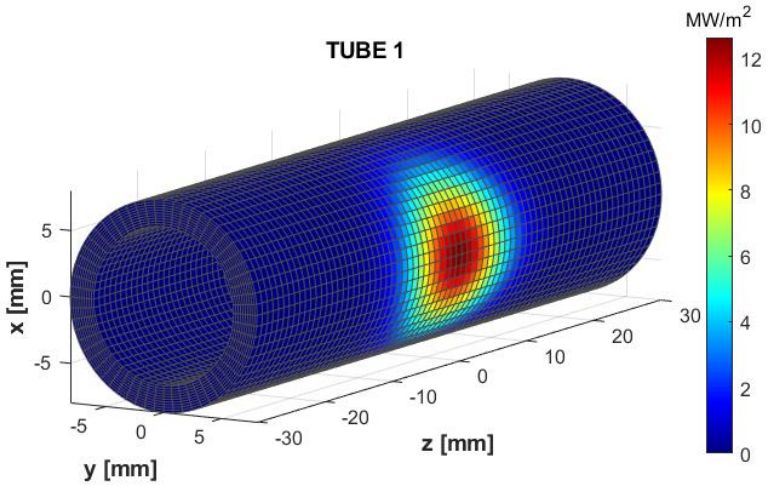


Figure 1 – Cartographie du flux incident « TUBE 1 »

Le flux généré par arme laser est modélisé par un flux radiatif incident de forme gaussienne. Il s'agit d'une condition spécifique dite « User-specified boundary condition », basée sur un

fichier supplémentaire donnant les caractéristiques du faisceau laser : densité de puissance maximale, diamètre à $1/e^2$, direction et durée d'application (0,3 s pour ces calculs). La densité de flux absorbée par la paroi est calculée par MoDeTheC en prenant en compte l'absorptivité du matériau (comprise entre 0,904 pour le matériau vierge et 0,930 pour le matériau dégradé) ainsi que le cosinus de l'angle entre la normale locale à la paroi et la direction d'incidence du flux. La répartition du flux incident est tracée sur la Figure 1, dans le cas du « TUBE 1 ».

Les conditions aux limites appliquées sur les surfaces de bout des tubes et la surface interne sont adiabatiques. Sur la surface externe, on applique le flux radiatif incident ci-dessus et des pertes radiatives vers une température ambiante à 300 K, avec une émissivité comprise entre 0,884 pour le matériau vierge et 0,895 pour le matériau dégradé. Les pertes par convection sont négligées car elles sont très faibles par rapport au flux laser incident.

3.4. Résultats des simulations

Comme indiqué précédemment, l'ablation conduit à la déformation du maillage, ce qui diminue régulièrement les tailles de mailles suivant l'épaisseur en fonction des paramètres de déformation choisis. Le calcul étant réalisé en explicite avec une condition de nombre de Fourier maximal, le nombre de sous-itérations augmente pour chaque pas de temps car la taille des cellules diminue. Le critère d'arrêt du calcul est une taille de maille inférieure à un seuil (0,01 mm), qui conduirait à un nombre de sous-itérations trop grand. Finalement, les calculs du « TUBE 1 » et du « TUBE 3 » se sont arrêtés à l'instant 0,24 s alors que le cas du « TUBE 2 » s'est poursuivi jusqu'à 0,28 s. Pour améliorer ce comportement, il faudrait mettre en œuvre un algorithme de remaillage avec prise en compte du percement à épaisseur critique donnée (processus ajouté dans la dernière version de MoDeTheC [10]).

Si on analyse l'avancement de la réaction de pyrolyse, on constate que cette réaction n'a pas le temps de s'activer car l'ablation est trop rapide. L'avancement maximal de cette réaction atteint seulement $8 \cdot 10^{-4}$ (à 1 la réaction est terminée). En effet cette réaction pourrait s'activer lorsque le matériau dépasse une température de 650 K mais elle est trop lente par rapport à l'ablation.

Les résultats des trois cas sont post-traités pour calculer l'évolution de l'épaisseur de la paroi au centre de l'impact où le flux est maximal. Ces courbes, tracées sur la Figure 2, sont très proches, ce qui est cohérent avec le fait que les calculs sont réalisés sur des géométries à un facteur d'échelle près et à densité de flux maximale identique. On constate que l'ablation débute dès le début de la simulation, à cause du niveau de densité de flux qui est suffisamment élevée pour que la paroi atteigne la température de fusion. Dans le cas du « TUBE 2 », l'épaisseur finale à t=0,28 s est de 0,267 mm. Par extrapolation, en supposant que l'ablation est linéaire, le percement apparaîtrait à t=0,32 s (ce résultat pourrait être précisé en utilisant la dernière version de MoDeTheC [10]). Ce temps peut être comparé au modèle simplifié du paragraphe 2. Une difficulté est la forte variation des propriétés thermiques du matériau avec la température. Mais en considérant les propriétés à une température intermédiaire entre la température initiale et la température de fusion, on retrouve un temps d'exposition pour percer la paroi de 0,32 s. Cela confirme que le phénomène prépondérant est l'ablation, la dégradation du matériau par pyrolyse étant extrêmement faible.

La déformation du maillage se traduit par une taille de maille qui diminue en fonction du temps. La taille des 10 mailles suivant l'épaisseur, au centre de l'impact est présentée sur la Figure 3, à l'instant t=0,24 s. L'algorithme de déformation du maillage ne se comporte pas de façon identique pour les trois cas de calcul alors que les paramètres numériques sont les mêmes. Dans tous les cas, la maille n°10 (proche de la surface externe) a une taille qui diminue plus lentement. C'est également le cas pour la maille n°1 (proche de la surface interne) lors des

calculs du « TUBE 2 » et du « TUBE 3 » alors que dans la configuration du « TUBE 1 » cette première maille a une taille qui s'approche de 0 ce qui arrête le processus de calcul.

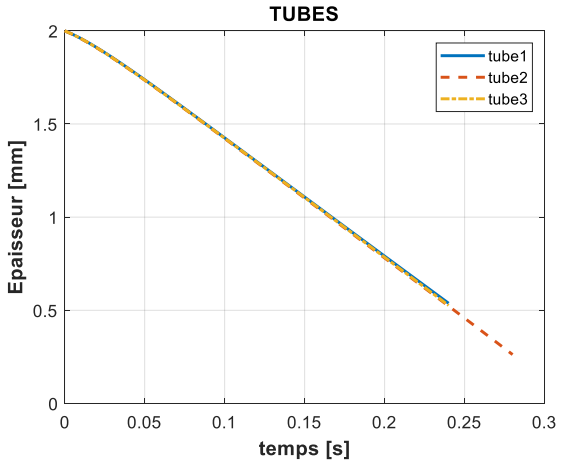


Figure 2 – Variation de l'épaisseur de paroi au centre de l'impact en fonction du temps

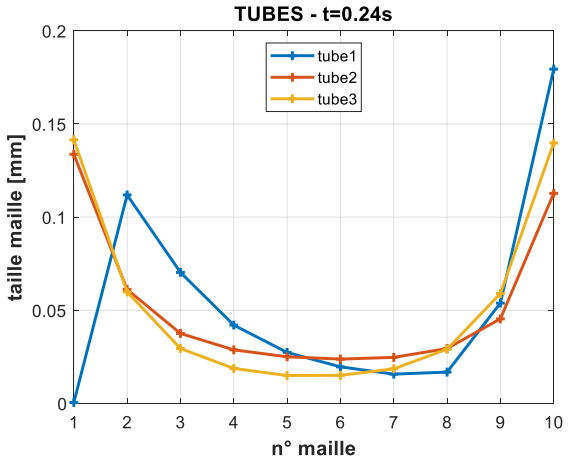


Figure 3 – Taille des mailles suivant l'épaisseur au centre de l'impact à l'instant t=0,24 s

Pour visualiser l'ablation, le profil du « TUBE 1 » dans le plan médian z=0 est tracé sur la Figure 4. La surface externe passe du profil bleu à l'instant initial au profil rouge à l'instant final.

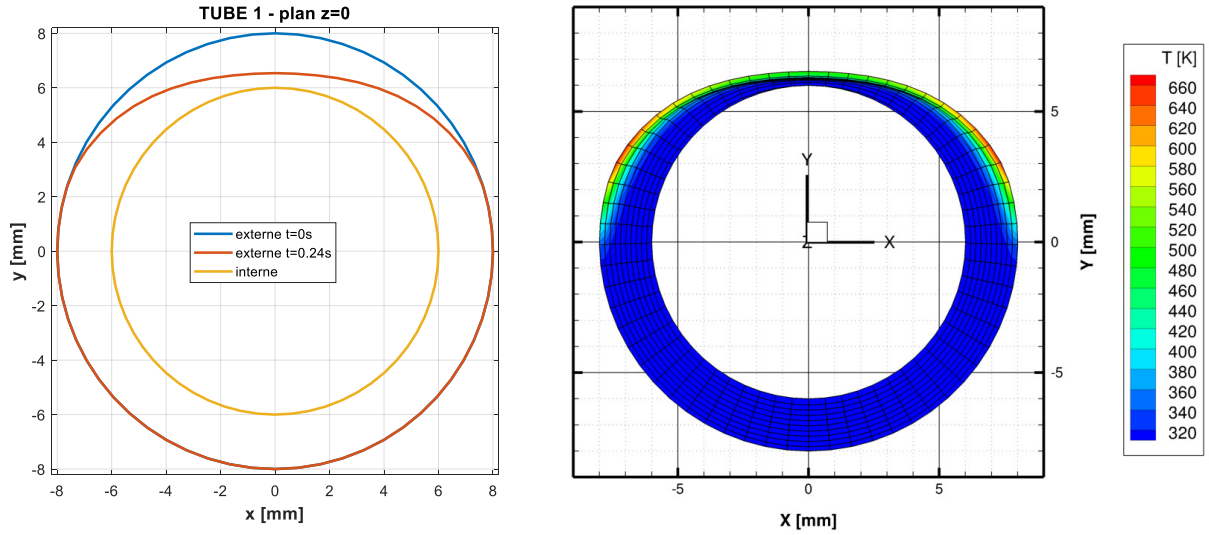


Figure 4 – Coupe du « TUBE 1 » au début et à la fin de la simulation (gauche) – maillage à la fin de la simulation (droite)

Sur la Figure 5 et la Figure 6 (graphes de gauche) sont comparées les épaisseurs de paroi respectivement dans le plan x=0 et le plan z=0. Les abscisses sont adimensionnées par la demi-longueur totale. Dans le plan x=0, les résultats des trois cas de calcul sont identiques. Par contre dans le plan médian z=0, ce n'est pas la même chose. On constate que les résultats des calculs du « TUBE 2 » et du « TUBE 3 » sont identiques car ces calculs sont géométriquement identiques. Par contre le cas du « TUBE 1 » montre un profil d'épaisseur qui diminue au centre comme les deux autres cas de calcul mais cette diminution est fortement réduite en s'éloignant du centre. Ce résultat est parfaitement corroboré par les profils de densité de flux de chaleur projeté (graphes de droite). En effet le flux absorbé à la surface du « TUBE 1 » diminue plus rapidement en s'éloignant du centre de l'impact dans le plan z=0, à cause de l'angle entre la

normale à la paroi et la direction d'incidence du flux. Pour le « TUBE 2 » et le « TUBE 3 », la forme aplatie du profil conduit à un flux absorbé supérieur au cas du « TUBE 1 ».

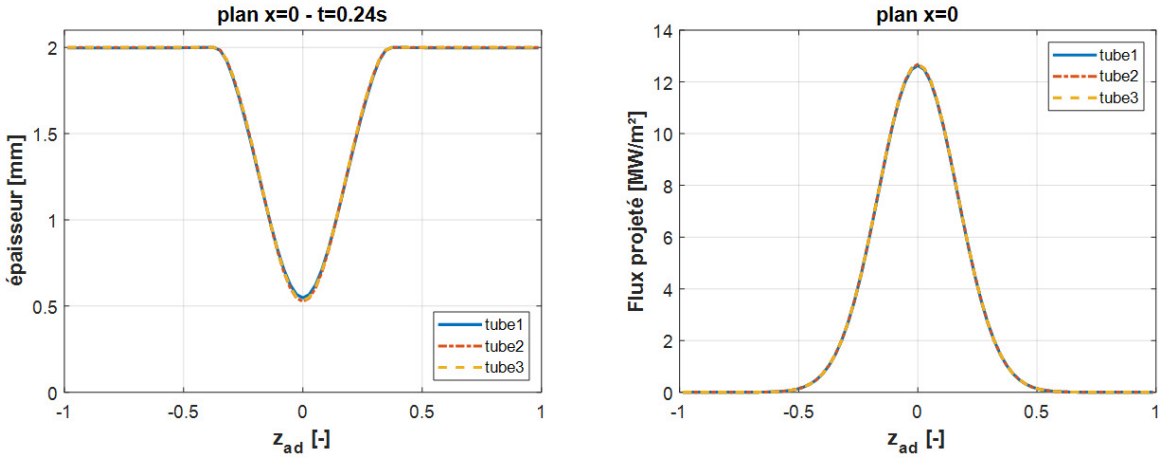


Figure 5 – Comparaison des épaisseurs et du flux projeté dans le plan x=0

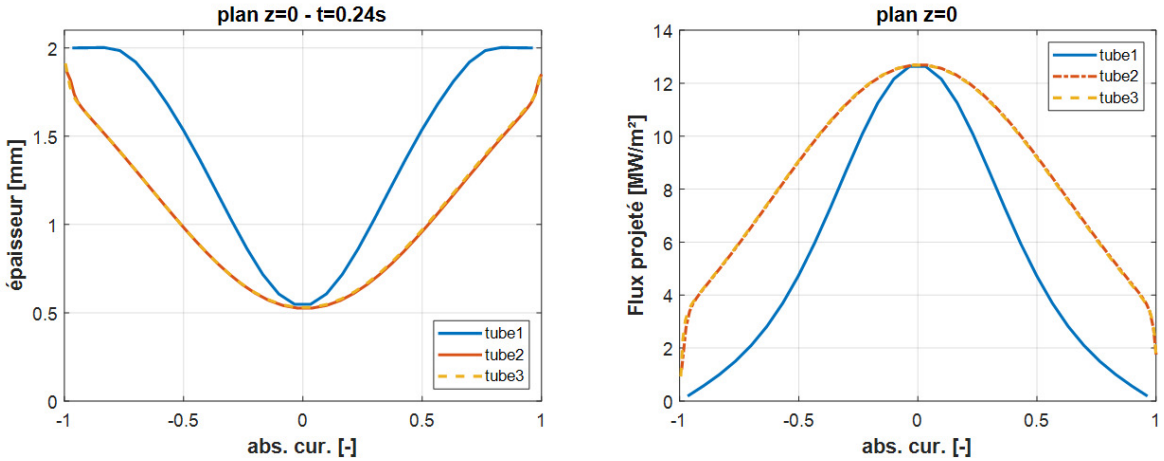


Figure 6 – Comparaison des épaisseurs et du flux projeté dans le plan z=0

Il est intéressant de tracer le profil de température suivant l'épaisseur, au centre de l'impact, à différents instants (Figure 7). Les courbes pour le cas du « TUBE 3 » ne sont pas montrées car elles sont identiques au cas « TUBE 2 ». Ces courbes confirment que la température sur la surface externe atteint la température de fusion dès le début du calcul. La température sur la surface interne augmente très peu car la diffusion de la chaleur suivant l'épaisseur est trop lente par rapport à la vitesse d'ablation.

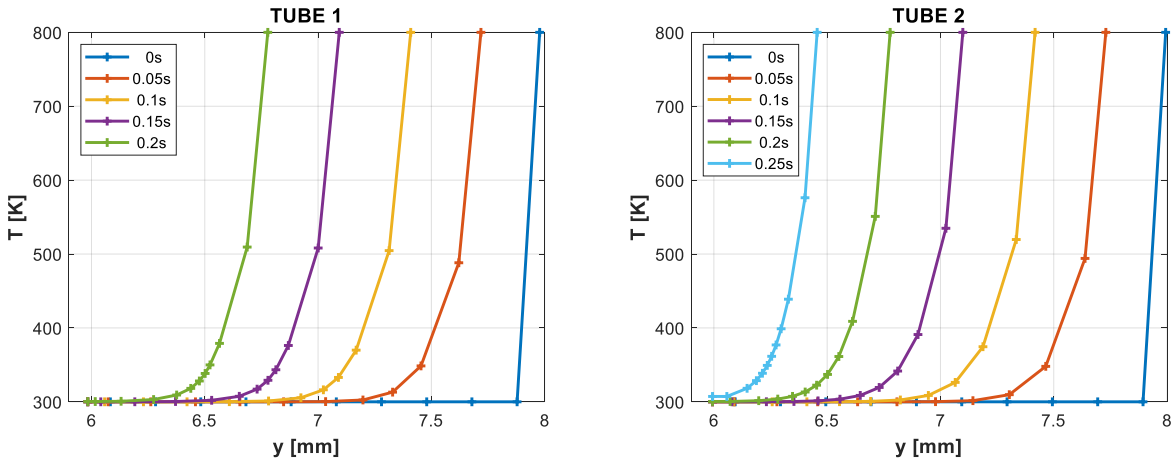


Figure 7 – Profils de température au centre de l'impact à différents instants

4. Conclusions

Les caractéristiques des armes laser susceptibles d'endommager un drone ont été décrites. Un modèle simple pour évaluer l'épaisseur de percement a été défini sur la base de la littérature sur les outils de découpe laser de laboratoire. Ensuite le code de simulation numérique MoDeTheC a été présenté. Son application pour simuler des cas d'impact d'arme laser sur un élément de drone en matériau composite a été démontrée. Les résultats de ces calculs pour différents scénarios définis en fonction de la distance et de la taille des drones montrent que l'ablation de la paroi ne dépend pas de la taille de l'objet mais uniquement de la densité de flux laser appliquée à sa surface. Dans des conditions réalistes, on montre que le percement d'une paroi en composite de type aéronautique de faible épaisseur a lieu en un temps suffisamment court pour effectuer une interception en vol.

Des travaux sont actuellement en cours pour la prévision du percement de pièces soumises à de fortes contraintes thermiques par le code MoDeTheC. Ces méthodologies pourraient être mises en œuvre pour la prévision du comportement d'éléments de drones impactés par une arme laser en incluant le percement de paroi.

Enfin les moyens expérimentaux développés à l'Onera pour la caractérisation thermique des matériaux et pour leur dégradation par impact de faisceau laser pourraient être mis en œuvre. Ils permettraient d'obtenir les propriétés thermiques de matériaux d'éléments de drone et de tester ces éléments dans des conditions de laboratoire afin de confronter les résultats de simulations numériques à des données expérimentales obtenues dans des conditions parfaitement contrôlées.

Références

[1] V. Plana, P. Reulet, P. Millan, « Experimental Characterization of the Thermophysical Properties of Composite Materials by an Inverse Heat Conduction Method », Journal of Composite Materials, Vol. 40, Issue 14, 2006 ; doi.org/10.1177/0021998305057433

[2] P. Reulet, G. Leplat, « Méthode inverse pour la détermination expérimentale des conductivités thermiques et de la capacité calorifique de matériaux orthotropes en fonction de la température », Congrès SFT, Perpignan, 2011

[3] V. Biasi, « Modélisation thermique de la dégradation d'un matériau composite soumis au feu », Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE), 2014 ; hal.science/tel-01234928

[4] N. Dellinger, G. Leplat, C. Huchette, V. Biasi, F. Feyel, « Numerical modeling and experimental validation of heat and mass transfer within decomposing carbon fibers/epoxy resin composite laminates », Int. J. Thermal Sciences, Vol. 201, 2024 ; doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2024.109040

[5] https://www.army-technology.com/projects/300kw-high-energy-laser-weapon-system-helws-us/?cf- view

[6] D. Kliner, « 4-kW fiber laser for metal cutting and welding », SPIE 7914, 791418, 2011.

[7] D. Kiel, « Fiber lasers for surface navy applications », Conference Photonics West 2010, Paper 7580-21, 2010.

[8] B. Hankla, « Navy laser weapon system (laws) prototype development and testing », Conference Photonics West 2010, Paper 7915-11, 2011.

[9] T. Batmalle, D. Donjat, P. Lapeyronnie, P. Reulet, T. Archer, P. Beauchêne, J. Berthe, J.M. Garcia, C. Huchette, A. Mavel, « Convention PhyFIRE 2 – Lot 1 : Amélioration des moyens métrologiques de caractérisation – Rapport d'activité Année 2 », Rapport RT 4/30430 DMPE/DMAS, Novembre 2021.

[10] G. Janodet, N. Dellinger, B. Andrieu, C. Benazet, B. Maugars, « Parallel mesh adaptation framework for the conjugate fluid-solid numerical simulation of structures burnthrough », Proceedings of the 18th International Heat Transfer Conference, Août 2026.

Évaluation thermo-énergétique d'un stockage actif à matériaux à changement de phase intégrant une modélisation adimensionnée

Thermo–Energy Evaluation of an Active Phase Change Material Storage System Incorporating Dimensionless Modeling

Judith LUKAU M'NYAMPARA[1,2], **Ryad BOUZOUIDJA**[1,2*], **José Luiz LARA CRUZ**[3], **Cédric LE BOT**[1,2]

[1]University of Bordeaux, CNRS, Bordeaux INP, I2M, F-33400 Talence, France
[2] Arts et Métiers Institute of Technology, CNRS, Bordeaux INP, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France
[3]Université de Pau et des Pays de l'Adour, LaTEP, Laboratoire de Thermique, Energétique et Procédés, 64000 Pau, France
[*](Corresponding author: ryad.bouzouidja@u-bordeaux.fr)

Résumé - Cette étude analyse numériquement un système de stockage de chaleur latente à base de paraffine soumis à des cycles journaliers de charge–décharge, selon une approche adimensionnelle. Le changement de phase solide–liquide est modélisé à basse température en considérant les nombres de Biot, de Stefan et de Fourier ainsi que la température adimensionnelle θ. L'équation de la chaleur est résolue par volumes finis dans un code CFD interne, avec des conditions de type Robin dépendantes du temps. Les résultats montrent que θ constitue un paramètre clé pour l'optimisation des systèmes de stockage thermique à MCP.

Abstract - This study numerically investigates a paraffin-based latent heat storage system under daily charge–discharge cycles using a dimensionless framework. Solid–liquid phase change is modelled under low-temperature conditions, accounting for Biot, Stefan, and Fourier numbers and the dimensionless temperature θ. The heat equation is solved using an in-house finite–volume CFD code with time-dependent Robin boundary conditions. The results identify θ as a key parameter for optimizing PCM–based thermal energy storage systems.

Nomenclature (11 points, 2 colonnes)

a	thermal diffusivity, $\mathrm{m}^2.\mathrm{s}^{-1}$
c_p	specific heat capacity, $\mathrm{J.kg}^{-1}.\mathrm{K}^{-1}$
ΔH_m	Latent heat, $\mathrm{J.kg}^{-1}$
h	heat exchange coefficient, $\mathrm{W.m}^{-2}.\mathrm{K}^{-1}$
k	thermal conductivity, $\mathrm{W.m}^{-1}.\mathrm{K}^{-1}$
t	time, s
T	temperature, K
T_∞	external temperature, K
Bi	Biot number
Fo	Fourier number
Ste	Stefan number
f	volume fraction

Greek symbols

Φ	heat flux, W
ρ	density, $\mathrm{kg.m}^{-3}$
τ	characteristic time, s
θ	dimensionless temperature

Index and exponent

i	initial
m	melting
l	liquid
s	solid
ref	reference

1. Introduction

Improving the thermal performance of buildings is a major challenge in the context of the energy transition, as this sector accounts for a significant share of global energy consumption and associated greenhouse gas emissions [1]. Thermal energy storage systems, especially when coupled with renewable energy sources, constitute an effective strategy for reducing peak heating and cooling demands and attenuating indoor temperature fluctuations. In this context, phase change materials (PCMs) have attracted growing attention due to their high latent heat storage capacity over narrow temperature ranges, which makes them particularly suitable for low-temperature building applications [2].

PCM-based latent heat thermal energy storage has been widely studied for building applications, particularly for its potential to enhance thermal storage and energy efficiency. However, review studies have consistently highlighted key limitations related to heat transfer rates, phase change kinetics and properties (conductivity) and transient operation under realistic cyclic conditions [3], [4].

To address these limitations, among other things, a more fundamental analysis of the mechanisms governing heat transfer and their representation using dimensionless parameters is necessary.
From a heat transfer perspective, dimensionless analysis provides a powerful framework for interpreting phase change dynamics in latent heat storage systems. Several studies, including Le Bot et al. [5], have shown that dimensionless parameters such as the Biot number (*Bi*), the Stefan number (*Ste*), and the Fourier number (*Fo*) strongly condition the charging and discharging behaviour of PCM-based systems under cyclic thermal loading. Beyond these classical parameters, operating temperature amplitudes can be characterized through a dimensionless temperature parameter θ, comparing the imposed boundary temperature with respect to the PCM melting temperature. Ye et al. [6] demonstrated that this temperature difference can significantly affect energy release in PCM-based systems, particularly when it remains below 20 °C, while Le Bot et al. [5] fixed θ to focus on the influence of *Bi* and *Ste*. In this context, the present study addresses the role of θ as a control parameter for optimizing PCM-based thermal storage systems for building applications, by numerically modelling paraffin phase change using the in-house CFD code Notus under time-dependent thermal boundary conditions representative of daily charge–discharge cycles.

2. Modelling

2.1. Physical domain and boundary conditions

The physical domain and geometry considered in this study are identical to those used by Le Bot et al. [5] and are illustrated in figure 1 (a 2D rectangle of dimensions $15 \times 1\ cm$). Due to the small thickness of the domain, gravity effects are neglected, leading to a two-dimensional representation in which natural convection, radiation, and fluid motion are omitted, and heat conduction remains the dominant transfer mechanism. All boundaries are assumed adiabatic except the left boundary, where heat exchange with a heat transfer fluid (HTF) is modelled using a Robin (non-homogeneous Neumann) boundary condition. A constant heat transfer coefficient of $h = 200\ W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ is prescribed, allowing the HTF to either supply or extract heat from the PCM during the charge and discharge phases.

The fluid temperature, $T_\infty(t)$, varies periodically with time in order to represent the cyclic operation of the thermal storage system. Low values of T_∞ ($T_\infty < T_m$) correspond to the dis-

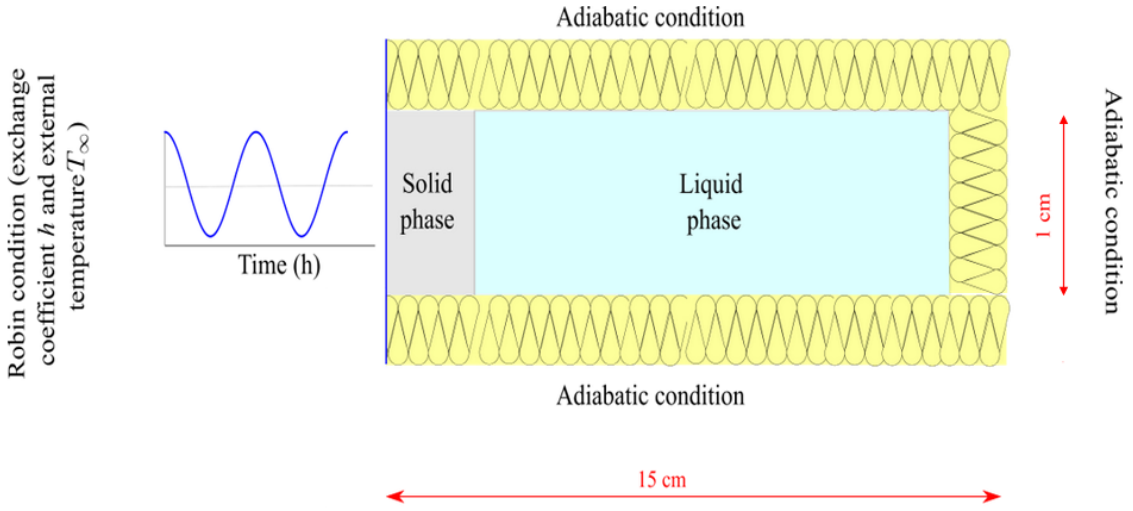


Figure 1 : *Numerical domain and PCM representation adapted from Le Bot et al. [5].*

charge phase, during which the PCM solidifies and releases heat to the heat transfer fluid (HTF), whereas high values ($T_\infty > T_m$) correspond to the charge phase, where the PCM melts while absorbing heat. The cycling process is characterized by the period τ, which governs the alternation between these two operating regimes. In the present study, $T_\infty(t)$ is prescribed as a sinusoidal signal of period τ, whose amplitude is controlled by the dimensionless temperature parameter θ, thereby enabling a systematic investigation of the influence of operating temperature amplitudes on the charge–discharge dynamics of the PCM.

The imposed external temperature (T_∞) is expressed in the following sinusoidal form (equation 1):

$$T_\infty(t) = T_m + \frac{T_{max} - T_{min}}{2} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\tau}t + \frac{\pi}{2}\right) \tag{1}$$

The amplitude of the sinusoidal external temperature is selected so that the imposed temperature oscillates around the melting temperature of the phase change material. This amplitude is governed by the dimensionless temperature parameter θ, defined as the ratio between the difference of a reference temperature T_{ref} and the melting temperature T_m, and the difference between the initial PCM temperature T_i and T_m. The corresponding expression of θ is given in equation 2.

$$\theta = \frac{T_{ref} - T_m}{T_i - T_m} \tag{2}$$

Here, T_{ref} is defined as the mean value of the maximum and minimum imposed temperatures:

$$T_{ref} = T_m \pm \frac{T_{max} - T_{min}}{2} \tag{3}$$

The $\pm$ sign simply indicates whether T_{ref} is taken as T_{max} or T_{min} ; the physical amplitude remains positive.

Using the amplitude definition in terms of the parameter θ, the expression of $T_\infty(t)$ can be written as:

$$T_\infty(t) = T_m + (T_i - T_m)\theta \cdot \sin\left(\frac{2\pi a}{Fo\, L^2}\, t + \frac{\pi}{2}\right) \tag{4}$$

where the Fourier number *Fo* is defined as a function of the cycling period τ as given by equation 5. In the present study, the Fourier number is kept constant, together with the Stefan and Biot numbers (equation 6), through constant h, τ, T_i and physical properties in order to isolate the effect of the dimensionless temperature parameter θ.

$$Fo = \frac{a\,\tau}{L^2} \tag{5}$$

where a is the PCM thermal diffusivity and L the PCM length.

$$Bi = \frac{h\,L}{k} \qquad \text{and} \qquad Ste = \frac{c_p(T_m - T_i)}{\Delta H_m} \tag{6}$$

The phase change material considered in this study is the paraffin RT64HC, selected in continuity with works of Le Bot et al. [5] and Benbrika et al. [7]. In accordance with the thermal behaviour of paraffins, supercooling effects are neglected. Heat transfer within the PCM is described by the transient heat conduction equation under pure conduction assumptions. The thermophysical properties of the PCM are assumed constant and are reported in Table 1.

ρ	c_p	k	T_m	ΔH_m
kg.m^{-3}	J.kg^{-1}.K^{-1}	W.m^{-1}.K^{-1}	K	kJ.kg^{-1}
820	1900	0.2	337	230

Table 1 : *Thermophysical properties of the RT64HC paraffin [7].*

Initially, the physical domain is entirely filled with PCM in the solid state at a uniform temperature of $330\ K$ ($T_i < T_m$). Phase change occurs at the thermodynamic melting temperature T_m.

2.2. Governing equations

Heat transfer is described by the transient heat conduction equation (7), which governs the evolution of the temperature field within the PCM.

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k \nabla T) + S_c \tag{7}$$

Several numerical approaches have been proposed in the literature to model phase change. In the present work, phase change is modelled using a source term approach, recently implemented in the in-house CFD code Notus [9], based on a finite-volume discretization on a structured Cartesian grid. In this formulation, the latent heat effects are introduced through a source term S_c (equation 8), which represents the energy released or absorbed during phase change.

$$S_c = \rho L_f \frac{\partial f_s}{\partial t} \tag{8}$$

$$f_s = \begin{cases} 0 & \text{if } T > T_m, \\ 0 < f_s < 1 & \text{if } T = T_m, \\ 1 & \text{if } T < T_m. \end{cases} \tag{9}$$

The phase change process is solved using the iterative source term method originally proposed by Voller et al. [10]. This technique assumes that phase change occurs exclusively at the equilibrium melting temperature T_m, and the evolution of the solid fraction is determined accordingly (equation 9).
The algorithm is such that the source term ${S_c}^i$ is first initialized to 0, and the energy equation (7) is solved, giving the temperature field ${T_n}^{i+1}$. The source term is then updated from expression (10), where exponent i refers to the current internal iteration associated with the phase change algorithm, while the index n represents the time iteration.

$$ {S_c}^{i+1} = {S_c}^i + \frac{\rho c_p \left({T_n}^{i+1} - T_m \right)}{\Delta t} \tag{10} $$

Then, the source term ${S_c}^{i+1}$ is applied to expression (8) to estimate the solid fraction ${f_s}^{i+1}$. This updated source term ${S_c}^{i+1}$ is set in equation (7) to start a new internal iteration. The criterion: $\varepsilon = \sum \| f_{s,n}^{i+1} - f_{s,n}^{i} \| < 10^{-8}$ *or* 10^{-10} is checked until convergence.

3. Results and discussion

The simulations were performed using the in-house CFD code Notus over a sufficiently simulation long time to allow several successive charge and discharge cycles to develop, ensuring that a cyclic regime is established. A time step of $1\ s$ was used throughout the simulations. Since the numerical framework has already been validated against a semi-analytical Stefan–Neumann solution and experimental data in the work of Le Bot et al. [5], the present section focuses on the analysis of the charge and discharge behaviour of the phase change material through a parametric study based on the dimensionless temperature parameter θ.

The imposed Robin boundary condition generates a cyclic thermal response around the melting temperature T_m, whose amplitude is directly governed by the dimensionless temperature parameter θ. Figure 2 presents the temporal evolution of the boundary temperature at the convective interface for different values of the dimensionless temperature parameter $\theta = m \cdot \theta_{ref}$, with $\theta_{ref} = 0.714$, corresponding to the reference value adopted by Le Bot et al. [5]. As expected, the boundary temperature closely follows the imposed sinusoidal excitation, independently of the thermophysical properties of the phase change material.

The thermal response within the PCM is analysed through temperature profiles along the length of the PCM ($L = 0.15\ m$), at mid-height, shown in Figure 3. During the charging phase (t = $10.5\ h$), the temperature increase remains confined near the heated wall, while the core of the PCM stays close to the melting temperature. This behaviour indicates that a significant part of the supplied energy is absorbed as latent heat. During the discharging phase (t = $13.8\ h$), the temperature field becomes more uniform; however, for increasing values of the dimensionless temperature parameter θ, steeper thermal gradients persist within the material, preventing complete solidification within a single cycle.
These results illustrate the effective thermal buffering induced by latent heat effects within the PCM. In this range of operating conditions, the system behaviour is representative of realistic building applications, and the PCM efficiently attenuates temperature fluctuations inside the storage domain.

The heat flux exchanged at the left boundary is computed using Newton's relation $\Phi = h \cdot (T - T_\infty) \cdot S$, where *h* is the heat transfer coefficient, *S* the exchange surface, T_∞ the imposed external temperature, and *T* the boundary temperature obtained from the numerical model. The analysis focuses on a representative cycle selected once the cyclic regime is established, as illustrated by the second cycle in Figure 4. In this regime, the heat flux evolution on

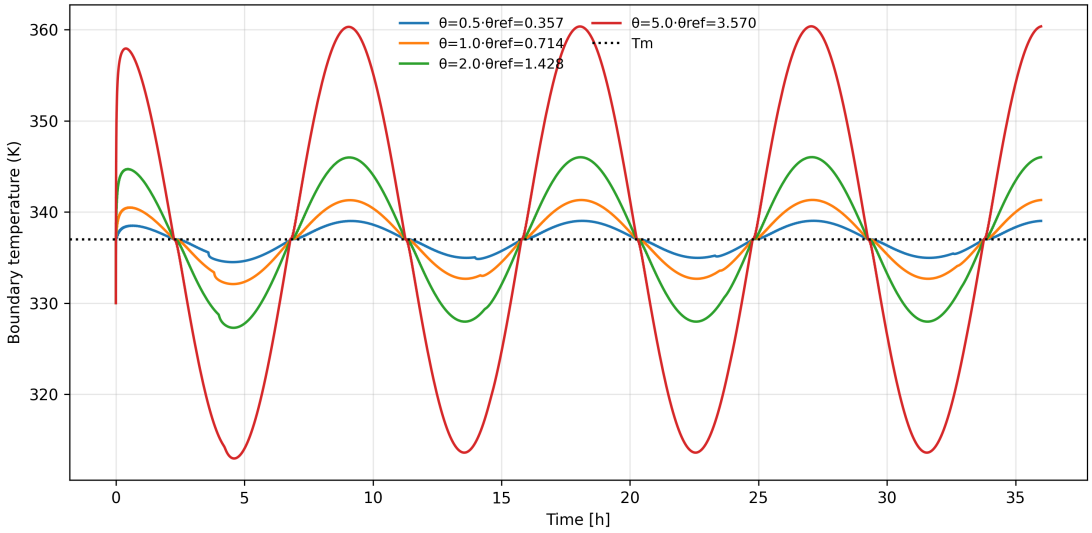


Figure 2 : *Boundary temperature evolution at the convective interface for different values of the dimensionless temperature parameter* θ.

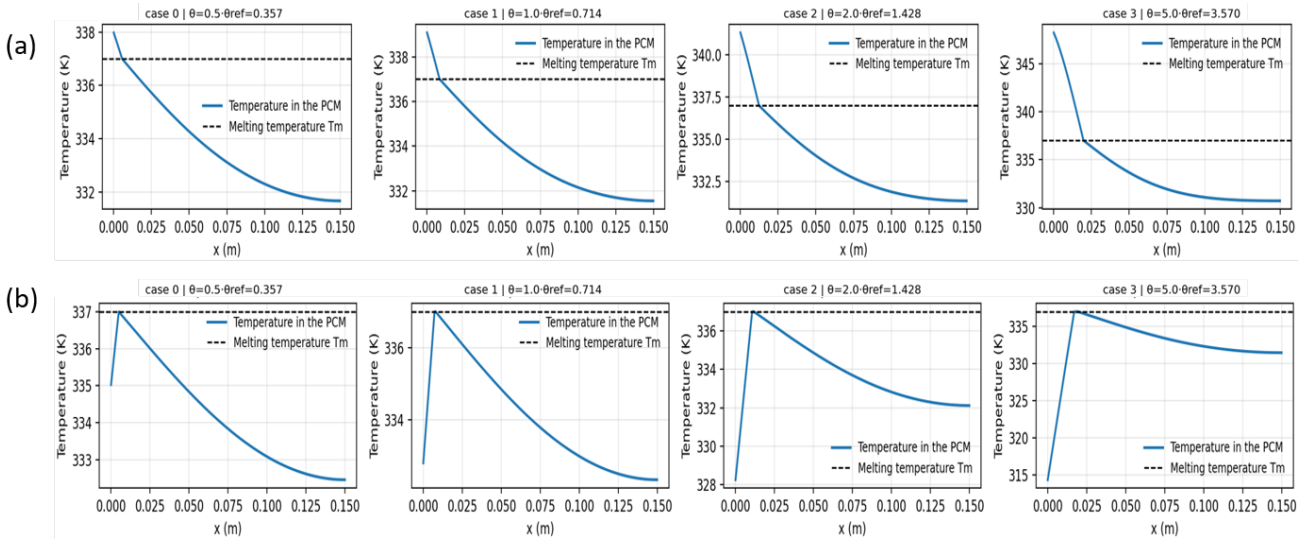


Figure 3 : *Temperature profiles along the length of the PCM during (a) charging* (t = 10.5 h) *and (b) discharging* (t = 13.8 h) *phases for different values of* θ.

the convective boundary clearly reflects the periodic thermal excitation and the influence of θ. Negative heat flux values correspond to charging phases, during which energy is absorbed by the PCM, whereas positive values indicate discharging phases associated with energy release. As θ increases, the amplitude of the heat flux increases in both phases, revealing stronger thermal solicitation and enhanced heat exchange at the boundary. Moreover, the temporal evolution of the flux differs between charging and discharging: for higher values of θ, this asymmetry is more pronounced because the flux exhibits steeper variations and longer relaxation times during discharge, associated with latent heat release and the progressive displacement of the solid–liquid interface. Conversely, for lower values of θ, the flux evolution becomes smoother and more regular, indicating operation closer to phase equilibrium and effective thermal buffering.

The phase change dynamics associated with these thermal conditions are illustrated in Figure 5, which shows the spatial distributions of the solid and liquid volume fractions at mid-height of the surface exposed to the heat flux during both charging (t = 10.5 h) and discharging (t = 13.8 h) phases. During cooling, a liquid layer is observed to remain temporarily trapped be-

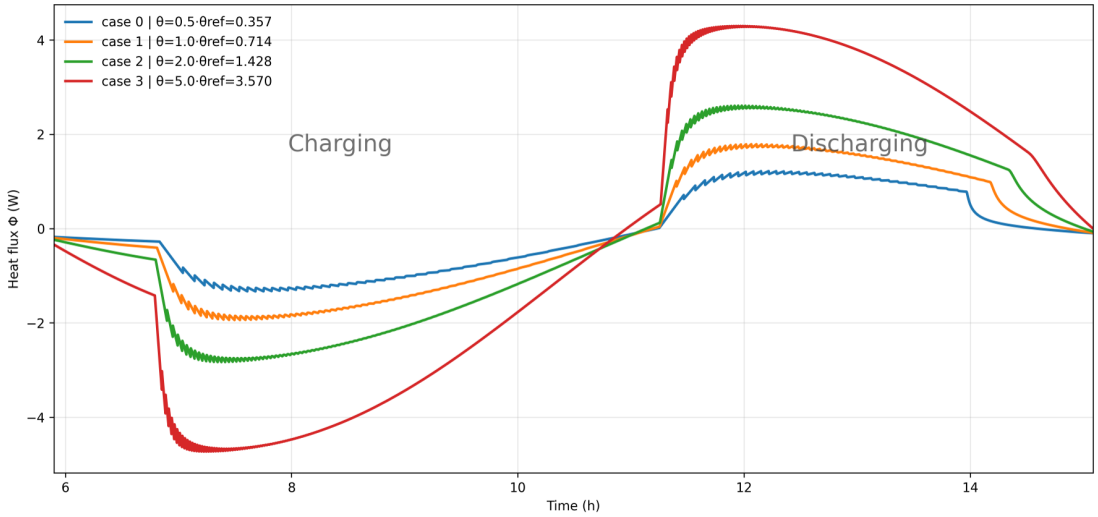


Figure 4 : *Time evolution of heat flux for different values of* θ.

tween two solid regions, indicating that the PCM does not fully solidify before the onset of the next thermal cycle. This behaviour is fully consistent with the temperature profiles discussed previously (Figure 3), which show persistent thermal gradients within the PCM for increasing values of the dimensionless temperature parameter θ. As a result, solidification may initiate simultaneously from different locations within the material, leading to transient liquid trapping. The thickness of this liquid layer increases with θ and becomes particularly pronounced for $\theta \geq 5.0\theta_{ref}$, confirming that solidification remains inherently partial under cyclic thermal excitation. These observations corroborate the thermal analysis and highlight the strong coupling between internal temperature fields and phase change kinetics under cyclic operating conditions.

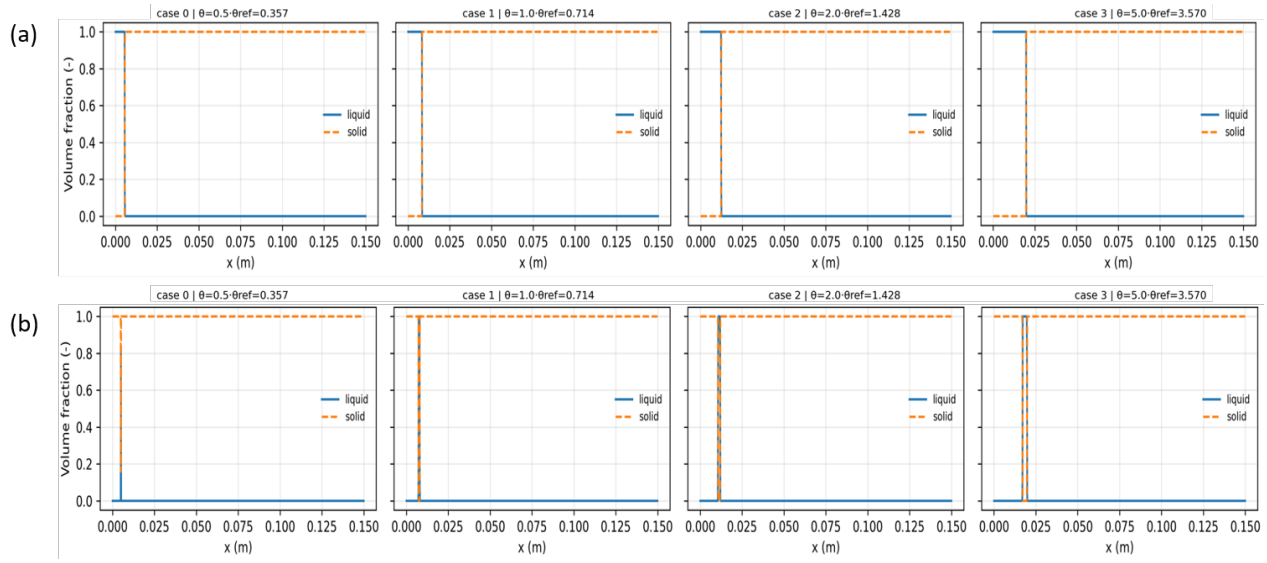


Figure 5 : *Spatial distributions of solid and liquid volume fractions during (a) charging* (t = 10.5 h) *and (b) discharging* (t = 13.8 h) *phases for different values of* θ.

4. Conclusion

This study investigated the thermo-energetic behaviour of a paraffin-based latent heat storage system under cyclic thermal excitation, with a particular focus on the dimensionless temperature parameter θ. The results show that low to moderate values of θ promote efficient thermal buffering, with internal temperatures remaining close to the melting point and regular

charge–discharge cycles representative of building applications. In contrast, higher values of θ lead to partial phase change, resulting in incomplete solidification and reduced latent heat utilization within a cycle. The heat flux analysis further highlights that both the amplitude and temporal evolution of heat exchange are strongly governed by θ once the cyclic regime is established, reflecting the kinetics of the phase change and the motion of the solid–liquid interface. Overall, θ is identified as a key parameter controlling the thermal performance of PCM-based systems. Future work will extend this study by incorporating convective effects, analyzing the full temporal evolution over complete cycles, and developing a fully dimensionless formulation, including the investigation of coupled effects between θ and the Fourier number.

References

[1] Global Alliance for Buildings and Construction (GlobalABC), *Global Status Report 2024: Towards a Zero-Emission, Efficient and Resilient Buildings and Construction Sector*, Report, 2025.

[2] K. Alassaad, J. Minto and P. de Wilde, Enhancing building thermal performance: A review of phase change material integration, *Energies*, 18 (2025) 3200.

[3] F. Agyenim, N. Hewitt, P. Eames and M. Smyth, A review of materials, heat transfer and phase change problem formulation for latent heat thermal energy storage systems, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 14 (2010) 615–628.

[4] A. Sharma, V. V. Tyagi, C. R. Chen and D. Buddhi, Review on thermal energy storage with phase change materials and applications, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 13 (2009) 318–345.

[5] C. Le Bot, A. Maftah, R. Bouzouidja and A. Sempey, Effect of Biot and Stefan numbers of a phase change material submitted to cyclic Robin conditions on the heat flux discharge, *International Journal of Thermal Sciences*, 205 (2024) 109280.

[6] W.-B. Ye, D.-S. Zhu and N. Wang, Numerical simulation on phase change thermal storage/release in a plate-fin unit, *Applied Thermal Engineering*, 31 (2011) 3871–3884.

[7] M. Benbrika, M. Benbelhout and M. Teggar, Amélioration de l'efficacité thermique d'un chauffe-eau solaire par l'utilisation de matériaux à changement de phase (MCP), *International Journal of Scientific Research & Engineering Technology (IJSET)*, Proc. 3e Conférence Internationale des Énergies Renouvelables (CIER-2015), 2015.

[8] B. J. Kaaks, M. Rohde, J.-L. Kloosterman and D. Lathouwers, An energy-conservative DG-FEM approach for solid–liquid phase change, *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, 84 (5) (2023) 487–513.

[9] Notus CFD, *Notus CFD: Computational Fluid Dynamics software*, Software, Available at: `https://notus-cfd.org/`.

[10] V. R. Voller and C. Prakash, A fixed grid numerical modelling methodology for convection–diffusion mushy region phase change problems, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 30 (8) (1987) 1709–1719.

[11] S. P. Jesumathy, M. Udayakumar and S. Suresh, Heat transfer characteristics in latent heat storage system using paraffin wax, *Journal of Mechanical Science and Technology*, 26 (3) (2012) 959–965.

Acknowledgements

The authors gratefully acknowledge the financial support for the doctoral study of Judith Lukau M'Nyampara provided by the University of Bordeaux. The authors would like to thank the Region Nouvelle Aquitaine related to Project PSGAR-session 2 Energie CERENA 38891920-38899520. Finally, the authors would like to thank the Carnot ISIFoR institute for its support and funding.

Validation d'une méthode inverse pour estimer les propriétés thermiques d'une cellule de batterie cylindrique

Validation of an Inverse Method for Estimating the Thermal Properties of a Cylindrical Battery Cell

Houda ABOULFALAH[1,2*], Natacha DARMET[1], Benjamin REMY[1], Anas EL MAAKOUL[2], Reda RABEH[2], Nicolas BLET[1]

[1] Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France
[2] Université Internationale de Rabat, Pôle Energie, LERMA, 11100 Sala Al Jadida, Morocco
* Auteur correspondant (houda.aboulfalah@univ-lorraine.fr)

Résumé - Une méthode de caractérisation thermique inverse de type fil chaud est développée pour estimer les propriétés thermiques de cellules lithium-ion cylindriques. Un fil résistif inséré dans la cavité centrale, associé à des mesures de températures interne et externe sont utilisés expérimentalement. Les mesures sont couplées à un modèle quadripolaire unidimensionnel afin d'identifier à la fois la conductivité thermique radiale et la capacité thermique. L'article présente une première étude de validation de la méthode sur des matériaux de référence (polyéthylène haute densité, polychlorure de vinyle et téflon), par comparaison à des mesures par plan chaud et par calorimétrie différentielle à balayage. Les résultats d'identifications paramétriques, réalisées sur des échantillons de deux diamètres différents, mettent en avant la performance de la méthode sur de tels matériaux, sous réserve de quelques précautions expérimentales et d'estimation.

Abstract – An inverse hot-wire-based method has been developed to estimate the thermal properties of cylindrical lithium-ion cells. A resistive wire inserted into the central cavity, combined with internal and external temperature measurements, is used experimentally. The measurements are coupled with a one-dimensional quadrupole model to identify both radial thermal conductivity and thermal capacity. The article presents an initial validation study of the method on reference materials (high-density polyethylene, polyvinyl chloride, and Teflon), compared with measurements using hot plate and differential scanning calorimetry. The results of parametric identifications, carried out on samples of two different diameters, highlight the performance of the method on such materials, subject to a few experimental and estimation precautions.

Nomenclature

Acronymes
DSC Calorimétrie différentielle à balayage
LFP Lithium Fer Phosphate
PEHD Polyéthylène haute densité
PTFE Téflon
PVC Polychlorure de vinyle

Symbole latins
c_p Capacité thermique massique, J/kg/K
C_w Capacité thermique du fil chaud, J/K
h Coefficient de transfert thermique convectif, W/m²/K
I_0, I_1 Fonctions modifiées de Bessel de première espèce (ordres 0 et 1)
K_0, K_1 Fonctions modifiées de Bessel de seconde espèce (ordres 0 et 1)
p Variable de Laplace p
R_c Résistance thermique de contact, K/W
r_e Rayon externe du cylindre, m
r_i, Rayon interne du cylindre, m
S Surface latérale du cylindre, m²
t_f Temps final (s)

Symboles grecs
λ Conductivité thermique, W/m/K
ρ Masse volumique, kg/m³
ϕ_w Flux de chaleur imposé, W

1. Introduction

La chaleur produite dans les systèmes de stockage à batteries lithium-ion lors des phases de charge et de décharge peut entraîner une distribution thermique non uniforme au sein des cellules et des modules. Cette non-uniformité favorise le vieillissement prématuré, la dégradation des performances et l'apparition de risques en matière de sécurité. Il est donc indispensable de pouvoir caractériser et prédire avec précision le comportement thermique des batteries lithium-ion soumises à différentes conditions de fonctionnement.

La conception en spirale des cellules Li-ion cylindriques, illustrée à la Figure 1, pose des défis particuliers pour les mesures de conductivité thermique, car elles se caractérisent par un comportement anisotrope (radiale et axiale). Une pré-étude numérique [1] a cependant montré que les phénomènes radiaux pouvaient être modélisés par un modèle homogène avec une conductivité radiale équivalente. Les effets dus à la géométrie spirale (lignes de flux non radiales) sont principalement localisés très proches du centre de la cellule, et peuvent être ainsi représentés par une simple résistance (ou impédance) de contact.



Figure 1 : Cellules de batterie LFP 18650 : vue extérieure et coupe transversale

L'anisotropie de la conductivité thermique a été étudiée par de nombreux auteurs, à l'aide de différents dispositifs expérimentaux et hypothèses de modélisation, avec une grande disparité dans les valeurs estimées. Drake et al. [2] ont déterminé les propriétés thermiques de cellules de batterie lithium-ion fer phosphate (LFP) dans des conditions d'essai adiabatiques (chambre sous vide), en utilisant un flux thermique constant, appliqué sur une face circulaire pour l'estimation de la conductivité axiale, ou sur la surface latérale extérieure pour l'évaluation de la conductivité radiale. Une régression linéaire sur les mesures de températures externes en régime stabilisé permet d'estimer les propriétés à partir de modèles analytiques 1D. Les auteurs évaluent des conductivités thermiques axiales entre 30 et 32 W/m/K, et des conductivités radiales entre 0,15 et 0,20 W/m/K. Ils estiment également des capacités thermiques entre 1600 et 1720 J/kg/K. Ahmed et al. [3] montre que la prise en compte de la variabilité transitoire du flux appliqué peut améliorer l'estimation de la conductivité thermique radiale. Par l'adaptation d'un modèle analytique transitoire, ils estiment une valeur de 0,39 W/m/K pour des cellules LFP. Enfin, Koller et al. [4] ont adopté une caractérisation thermique couche par couche sur une cellule LFP, mesurant individuellement les propriétés thermiques de la cathode et de l'anode, et en estimant celles du séparateur (en raison de son épaisseur extrêmement faible). Cette approche permet de comprendre en détail la contribution de chaque matériau interne, mais nécessite des hypothèses supplémentaires et implique des précisions moindres.

Ces études soulignent la forte dépendance des propriétés thermiques mesurées à l'égard de la procédure expérimentale, des hypothèses de modélisation sous-jacentes et du niveau de résolution spatiale. Cela motive le besoin d'outils fiables et validés expérimentalement, capables de prédire avec précision le comportement thermique au niveau des cellules de batteries Li-ion, pour envisager correctement une conception thermique et un fonctionnement plus sûr des modules de batteries.

2. Dispositif expérimental et modèle paramétrique

Pour évaluer les propriétés thermiques des cellules Li-ion cylindriques, une procédure expérimentale inspirée de la méthode du fil chaud [5] est en cours d'adaptation sur des cellules LFP 18650 et 26650 (correspondant aux dimensions des cellules : $D = 18$ ou 26 mm, $H = 65$ mm). L'approche consiste à retirer les deux extrémités de la cellule afin d'éliminer les effets de bord axiaux et d'accéder à la cavité centrale de l'enroulement, dans laquelle un fil chauffant résistif peut être inséré. La découpe de la cellule nécessitant des précautions de sécurité strictes en raison des risques chimiques et thermiques, le protocole expérimental final est encore en cours de réalisation. Cependant, la méthode de caractérisation est testée de manière préliminaire sur divers matériaux de référence, dont les propriétés thermiques sont proches de celles des cellules de batterie ciblées *a priori :* le polyéthylène haute densité (PEHD), le polychlorure de vinyle (PVC) et le téflon (PTFE). Pour chaque matériau, des échantillons cylindriques de géométrie identique à celle des cellules 18650 et 26650 ont été fabriqués (Figure 2). L'objectif de la caractérisation est alors d'évaluer la conductivité thermique radiale (de façon usuelle pour ce type de méthode), mais également la capacité thermique. En effet, compte tenu des contraintes de sécurité, il ne sera pas envisageable d'effectuer des mesures par calorimétrie « standard » sur les vraies cellules.

2.1. Description du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental (Figure 2) consiste à insérer un fil chauffant résistif en nickel-chrome ($D = 0{,}5$ mm), alimenté par une source de courant continu, placé au centre de l'échantillon cylindrique. Un thermocouple de type N ($D = 0{,}5$ mm) est introduit en contact direct avec le fil chauffant afin de mesurer l'augmentation de la température interne. Un mince revêtement est néanmoins appliqué entre les deux afin d'empêcher toute interférence électrique sur la mesure de température. Une pâte thermique est enfin ajoutée afin de minimiser la résistance de contact interne entre la source et le matériau. Un second thermocouple identique est fixé sur la surface externe par l'intermédiaire d'un adhésif en aluminium, afin de mesurer une température moyenne circonférentielle. Les deux mesures de température sont placées à mi-hauteur de l'échantillon, afin d'éviter les effets de bords bidimensionnels. Un multimètre est utilisé pour mesurer la tension aux bornes de la portion du fil en contact avec le cylindre, afin d'estimer le flux thermique linéique appliqué à l'échantillon.

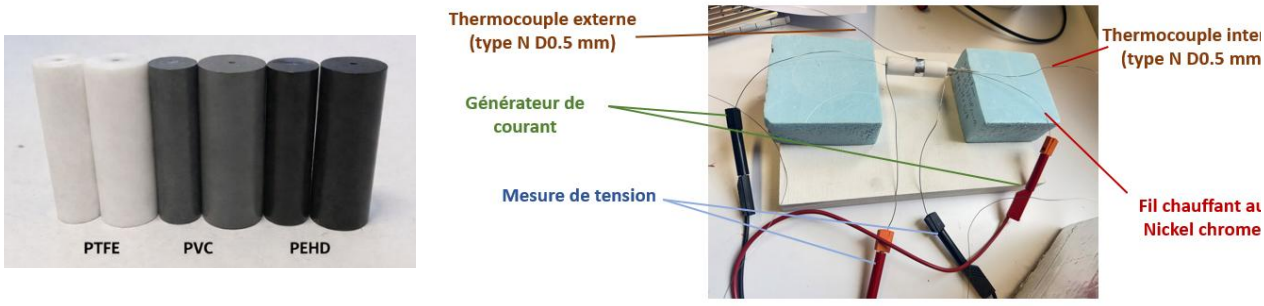


Figure 2 : Échantillons de référence testés (à gauche) et dispositif expérimental par fil chaud avec thermocouples internes et externes (à droite)

Le test en régime transitoire consiste simplement en l'application d'un créneau de flux thermique. Des vérifications préliminaires sont effectuées afin de s'assurer que l'échantillon se trouve bien à l'équilibre thermique (température uniforme) en début de test, afin d'être au plus près de la modélisation inverse utilisée. La Figure 3 permet d'apprécier les réponses des températures interne et externe à cette sollicitation, pour l'échantillon 18650 en PTFE.

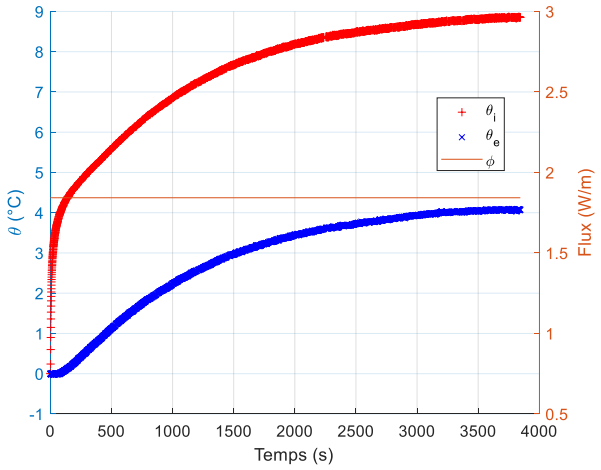


Figure 3 : Thermogramme expérimental pour un essai sur l'échantillon PTFE 18650

2.2. Modélisation quadripolaire pour l'estimation des paramètres

Un modèle quadripolaire radial unidimensionnel en régime dynamique entre la température interne et la température externe est utilisé (Eq. (1)) pour estimer les paramètres thermiques de l'expérience : la capacité thermique C_w du fil chaud (hypothèse de corps mince), la résistance thermique de contact R_c entre le fil et l'échantillon, la capacité thermique massique c_p (ou plus directement le produit ρc_p) et la conductivité thermique radiale λ du matériau, ainsi que le coefficient de transfert thermique convectif externe h.

$$\begin{pmatrix} \bar{\theta}_i \\ \bar{\phi}_w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ C_w p & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & R_c \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1/hS \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{\theta}_e \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

avec $\theta(t) = T(t) - T_{init}$ la variation de température par rapport à l'état initial (supposé uniforme), ϕ_w le flux de chauffe, S la surface d'échange externe, et p la variable de Laplace. La notation $\bar{\theta}$ désigne la transformée de Laplace de θ.

Les coefficients du quadripôle thermique du matériau sont donnés par [6] :

$$\begin{aligned} A &= a_2[I_0(a_1)K_1(a_2) + I_1(a_2)K_0(a_1)] \\ B &= [I_0(a_2)K_0(a_1) - I_0(a_1)K_0(a_2)]/(2\pi\lambda) \\ C &= 2\pi\lambda a_1 a_2[I_1(a_2)K_1(a_1) - I_1(a_1)K_1(a_2)] \\ D &= a_1[I_0(a_2)K_1(a_1) + I_1(a_1)K_0(a_2)] \end{aligned} \quad (2)$$

avec $a_1 = r_i\sqrt{\frac{\rho c_p}{\lambda}p}$ et $a_2 = r_e\sqrt{\frac{\rho c_p}{\lambda}p}$

Différentes configurations de modélisation (impédance et/ou transmittance), utilisant la température interne, la température externe ou les deux, ont été étudiées (à partir d'une analyse de sensibilité détaillée) afin d'identifier la stratégie d'estimation la plus sensible et précise à l'estimation des deux propriétés du matériau. Le modèle le plus adapté semble alors être une identification des paramètres par le biais du modèle d'impédance thermique interne $\bar{Z}_i$:

$$\bar{\theta}_i = \bar{Z}_i \bar{\phi}_w \quad (3)$$

Avec un échelon de puissance de chauffe d'amplitude Q_w, la réponse en température interne peut alors s'exprimer (en développant le modèle (1)) par :

$$\bar{\theta}_i = \frac{A + CR_c + (B + DR_c)hS}{C + DhS + (A + CR_c + (B + DR_c)hS)C_w p} \frac{Q_w}{p} \quad (4)$$

La transformée de Laplace inverse est alors évaluée numériquement par algorithme de De Hoog [7]. L'identification paramétrique par méthodes inverses, entre le modèle et les mesures internes de température, est effectuée par minimisation des moindres carrés par régression de Levenberg-Marquardt non-linéaire [8].

2.3. Mesures de référence indépendantes

Pour établir des valeurs de capacités thermiques de référence, des mesures par calorimétrie différentielle à balayage (DSC) sont effectuées sur chacun des matériaux. Elles sont réalisées à 20°C pour le PVC et le PEHD. Pour le PTFE, la mesure est effectuée à 40°C, pour éviter la zone de transition de phase solide-solide qu'il subit entre 20°C et 35°C [9]. La valeur de la capacité thermique volumique obtenue par DSC a une précision d'environ ±5 %. En outre, une mesure de masse (précision 0,03%) permet d'évaluer la masse volumique. L'ensemble complet des propriétés mesurées est résumé dans le Tableau 1.

Matériau	**T (°C)**	$\boldsymbol{\rho}$ **(kg/m³)**	$\boldsymbol{c_p}$ **(J/kg/K)**	$\boldsymbol{(\rho c_p)_{ref}}$ **(J/m³/K)**
PEHD	20	968	1810	$1{,}75 \times 10^6$
PVC	20	1418	928	$1{,}32 \times 10^6$
PTFE	40	2170	990	$2{,}15 \times 10^6$

Tableau 1 : Résultats de la calorimétrie différentielle à balayage et de mesures de masse

Des mesures par plan chaud en régime permanent [5] (mesures par résistance thermique) fournissent des valeurs de référence pour la conductivité thermique, aux mêmes températures. Cette méthode permet d'obtenir pour ce type de polymères à faible conductivité thermique une précision de l'ordre de ± 5 %. Les résultats sont présentés dans le Tableau 2.

Matériau	**T (°C)**	$\boldsymbol{\lambda_{ref}}$ **(W/m/K)**
PEHD	20	0,35
PVC	20	0,21
PTFE	40	0,23

Tableau 2 : Conductivités thermiques mesurées à l'aide de la méthode du plan chaud permanent

3. Résultats de l'estimation de la conductivité thermique radiale et de la capacité thermique par fil chaud

3.1. Résultats de l'estimation paramétrique sur la géométrie 18650

De premiers essais ont été effectués sur la géométrie 18650, de plus faible diamètre, sur chacun des trois matériaux testés. Pour estimer la répétabilité du protocole expérimental, trois tests ont été réalisés pour une configuration donnée. Cela permet d'estimer des valeurs moyennes de paramètres identifiés, et une incertitude type sur la valeur estimée due à la mesure.

Afin d'appréhender la meilleure méthodologie à adopter permettant une estimation la plus précise possible de la conductivité radiale et du produit ρc_p, une première optimisation est

réalisée sur la durée complète de l'expérience, afin d'identifier l'évolution des couplages possibles entre paramètres. Les sensibilités réduites de la température aux paramètres ($\beta.\partial\theta_i/\partial\beta$) sont alors évaluées en fonction du temps pour chacun des 5 paramètres à identifier (Figure 4 – exemple pour le PTFE 18650). On observe que les sensibilités aux paramètres du fil et du contact thermique (C_w et R_c) se situent aux tout premiers instants. Ensuite, la sensibilité à la conductivité thermique λ est forte aux instants courts et décorrélée de celles aux autres paramètres. S'ensuit une sensibilité au produit ρc_p suffisamment significative et décorrélée de celle de la conductivité entre 300 s et 1500 s. Entre temps (à partir de 500 s), la sensibilité au coefficient d'échange externe prend de l'ampleur et semble en outre complètement corrélé à celle de ρc_p à partir de 1500 s. En tendant vers le régime permanent, la corrélation entre R_c, λ et h devient irrémédiable.

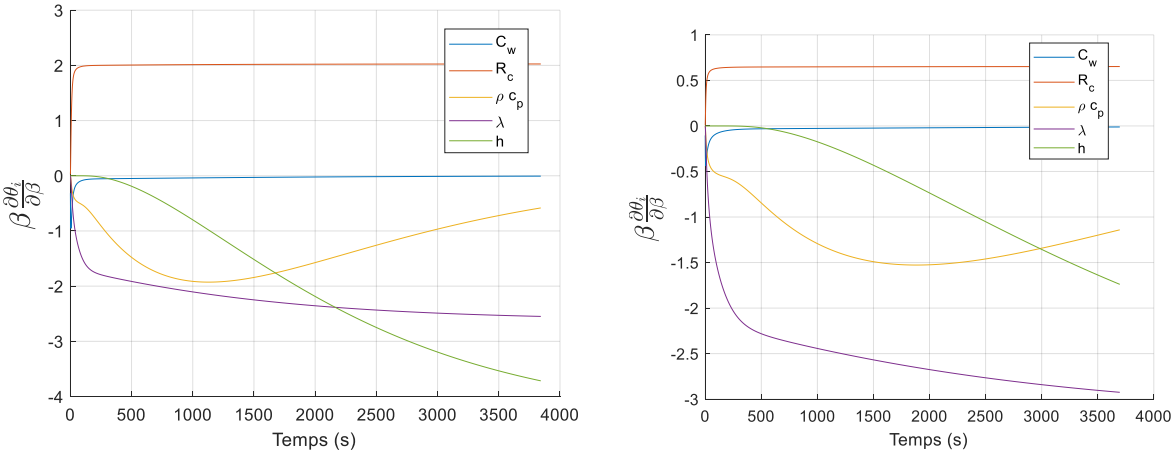


Figure 4 : Sensibilités aux paramètres de la température interne en fonction du temps pour les échantillons en PTFE 18650 (à gauche) et 26650 (à droite)

Par cette première analyse, il semble donc intéressant d'effectuer une étude quantitative de l'impact du temps final de thermogramme sur les valeurs des paramètres obtenues par méthode inverse. Pour cela, pour chaque matériau, le calcul d'optimisation est effectué pour des temps finaux t_f compris entre 300 s et 1800 s. Pour l'ensemble des matériaux, les résultats paraissent les plus probants pour des valeurs de t_f situées entre 500 s et 800 s. Les valeurs estimées de λ et ρc_p, ainsi que l'erreur relative vis-à-vis des mesures de référence par DSC et fil chaud sont donc résumées pour ces valeurs de t_f dans les Tableaux 3 à 5.

D'après ces résultats, on constate que pour les différents temps de fin de thermogrammes t_f choisis astucieusement, la précision de l'estimation sur ρc_p des trois matériaux est meilleure que celle sur la conductivité, qui est déjà relativement bonne. Alors qu'il apparait une sous-estimation pour les valeurs de conductivités pour le PVC et PTFE, celle du PEHD parait surestimée, par rapport aux valeurs de référence. Les écarts relatifs restent cependant globalement très faibles, inférieurs à 15%. Pour l'estimation du produit ρc_p, la méthode apparait légèrement moins bonne pour le PEHD, que pour les deux autres matériaux, même si les écarts relatifs sont minimes (inférieurs à 7%).

Ainsi, pour ce type de matériaux avec la géométrie 18650, la méthode par fil chaud, avec identification d'impédance interne, semble efficace afin d'estimer les deux propriétés thermiques voulues (conductivité radiale et capacité thermique), sous peu qu'on réduit le thermogramme au régime purement transitoire et avant que la sensibilité à la convection externe ne soit trop élevée.

t_f (s)	λ (W/m/K)	$\Delta\lambda/\lambda_{ref}$	ρc_p (J/m³/K)	$\Delta(\rho c_p)/(\rho c_p)_{ref}$
500	0,380±5%	+8,5%	$1{,}86\times10^6$±11%	+6,3%
600	0,382±4%	+9,1%	$1{,}84\times10^6$±9%	+5,1%
700	0,385±3%	+10,0%	$1{,}81\times10^6$±6%	+3,6%
800	0,389±3%	+11,2%	$1{,}78\times10^6$±6%	+1,9%

Tableau 3 : Valeurs des propriétés thermiques estimées pour le PEHD, pour différents temps finaux de thermogramme, et erreurs relatives aux valeurs de référence (fil chaud et DSC)

t_f (s)	λ (W/m/K)	$\Delta\lambda/\lambda_{ref}$	ρc_p (J/m³/K)	$\Delta(\rho c_p)/(\rho c_p)_{ref}$
500	0,181±6%	-13,7%	$1{,}36\times10^6$±4%	+2,9%
600	0,181±6%	-13,8%	$1{,}36\times10^6$±3%	+2,9%
700	0,183±5%	-12,8%	$1{,}33\times10^6$±2%	+1,1%
800	0,185±6%	-12,1%	$1{,}32\times10^6$±3%	+0,0%

Tableau 4 : Valeurs des propriétés thermiques estimées pour le PVC, pour différents temps finaux de thermogramme, et erreurs relatives aux valeurs de référence (fil chaud et DSC)

t_f (s)	λ (W/m/K)	$\Delta\lambda/\lambda_{ref}$	ρc_p (J/m³/K)	$\Delta(\rho c_p)/(\rho c_p)_{ref}$
500	0,206±2%	-10,5%	$2{,}18\times10^6$±13%	+1,3%
600	0,206±1%	-10,6%	$2{,}18\times10^6$±10%	+1,4%
700	0,207±1%	-10,1%	$2{,}14\times10^6$±9%	-0,4%
800	0,208±3%	-9,7%	$2{,}11\times10^6$±8%	-1,8%

Tableau 5 : Valeurs des propriétés thermiques estimées pour le PTFE, pour différents temps finaux de thermogramme, et erreurs relatives aux valeurs de référence (fil chaud et DSC)

3.2. Résultats de l'estimation paramétrique sur la géométrie 26650

Les mêmes essais et approches ont été effectués sur les échantillons 26650. Les sensibilités aux paramètres (Figure 4) évoluent de manière similaire à celles pour la géométrie 18650, avec des variations retardées pour λ, ρc_p et h, du fait du diamètre plus grand. En outre, on observe une sensibilité plus forte à la conductivité vis-à-vis de celle de ρc_p, par rapport au cas de plus petit diamètre, où les sensibilités étaient globalement du même ordre de grandeur.

Ces différences ont un impact direct sur la précision de l'estimation de ces deux propriétés. En adaptant les temps finaux t_f (entre 800 s et 1100 s) pour l'identification paramétrique, l'écart relatif par rapport aux valeurs de référence pour le PEHD est de l'ordre de 17% sur λ et de 12% sur ρc_p ; pour le PVC, de 19% sur λ et de 23% sur ρc_p, et pour le PTFE de 4% sur λ et de 17% sur ρc_p. Ainsi, l'ensemble des estimations apparaissent moins performantes (excepté sur la conductivité thermique du PTFE) par rapport aux essais sur les échantillons de plus petits diamètres.

La méthode proposée semble donc être intéressante dans le cas où les sensibilités aux propriétés du matériau (conductivité et capacité thermique) sont du même ordre de grandeur. D'autres essais sur des échantillons en polystyrène (conductivité d'un ordre de grandeur plus faible – 0,03 W/m/K - et donc sensibilité bien plus grande à λ) ont pu confirmer cette observation.

4. Conclusion

La méthode expérimentale par fil chaud, couplée au modèle quadripolaire radial unidimensionnel d'impédance thermique interne, permet d'identifier de manière fiable la conductivité thermique et la capacité thermique volumique des matériaux étudiés, notamment pour la géométrie de plus petit diamètre (18650). La méthode reste cependant limitée au cas où les sensibilités des deux propriétés sont du même ordre de grandeur. Ainsi, une dégradation de l'estimation a été constatée pour les échantillons de plus grand diamètre (26650), même si celle-ci reste correcte (avec des écarts relatifs inférieurs à 25%).

Comme relaté dans cet article, d'autres modèles ont été testés pour améliorer l'identification paramétrique, notamment en se servant de la mesure externe (via impédance ou transmittance), sans réel impact. Le fait est que les sensibilités de la température de paroi externe à λ et ρc_p sont directement corrélées et que celle au coefficient d'échange h est plus rapidement impactante.

Les prochains travaux seront les essais sur cellules réelles lithium-ion, en mode passif (par sécurité lors de l'ouverture), et les estimations associées des propriétés thermiques équivalentes (conductivité radiale et capacité thermique), via la méthode présentée dans cet article. Cette méthodologie sera confrontée à d'autres approches basées sur des cycles de charge et décharge (en mode actif), nécessitant toutefois de bien modéliser la chaleur interne générée par la cellule. En outre, une méthodologie spécifique sera développée pour l'estimation de la conductivité axiale des cellules.

Références

[1] H. Aboulfalah, B. Remy, N.Blet, A. El Maakoul, R. Rabeh, Etude de la conduction thermique spirale dans les cellules lithium-ion cylindriques, *Work in Progress - Congrès de la SFT* (Chambéry 2025)
[2] S.J. Drake, D.A. Wetz, J.K. Ostanek, S.P. Miller, J.M. Heinzel, et A. Jain, Measurement of anisotropic thermophysical properties of cylindrical Li-ion cells, *J. Power Sources*, 252 (2014) 298-304
[3] M.B. Ahmed, S. Shaik, et A. Jain, Measurement of radial thermal conductivity of a cylinder using a time-varying heat flux method, *Int. J. Therm. Sci.*, 129 (2018) 301-308.
[4] M. Koller, J. Unterkofler, G. Glanz, D. Lager, A. Bergmann, et H. Popp, Radial Thermal Conductivity Measurements of Cylindrical Lithium-Ion Batteries—An Uncertainty Study of the Pipe Method, *Batteries*, 8-2 (2022) 16
[5] Y. Jannot and A. Degiovanni, *Thermal properties measurement of materials*, ISTE and John Wiley & Sons (2018).
[6] D. Maillet, S. André, J. Batsale, A. Degiovanni and C. Moyne, *Thermal quadrupoles: solving the heat equation through integral transforms*, John Wiley & Sons Ltd (2000).
[7] F.R. De Hoog, J.H.Knight, et A.N.Stokes, An improved method for numerical inversion of Laplace transforms, *SIAM J. Sc. Stat. Comp.*, 3-3 (1982) 357-366.
[8] N.R. Draper et H. Smith, *Applied Regression Analysis*, John Wiley & Sons (1981)
[9] J. Blumm, A. Lindemann, M. Meyer and C. Strasser, Characterization of PTFE Using Advanced Thermal Analysis Techniques, *Int. J. of Thermophysics*, 31 (2010) 1919–1927.

Remerciements

Ce travail bénéficie du soutien financier de l'appel à projets collaboratifs entre l'Université de Lorraine (France) et l'Université Internationale de Rabat (Maroc).

Modélisation hydro-thermique d'un système géothermique : l'échangeur air-sol et le sol environnant

Wael ZEITOUN[1], Jian LIN[2*], Vincent MAGNENET[2], Monica SIROUX[3]

[1]Lebanese American University, Chouran Beirut : 1102 2801, Lebanon
[2] Laboratoire ICUBE, IUT Robert Schuman, 72, Route du Rhin, 67400, Illkirch-Graffenstaden
[3] Laboratoire ICUBE, INSA Strasbourg, 24 Bd. de la Victoire, 67000 Strasbourg
[*](auteur correspondant : jlin@unistra.fr)

Résumé - Pour les systèmes géothermiques de surface, le transfert d'humidité de sol autour de l'échangeur a un impact important sur le transfert thermique du système. Cependant, dans la littérature, très peu d'études ont été menées sur la modélisation du transfert thermique et hydrique du sol autour des systèmes géothermiques. Notre étude se concentre sur le développement et la mise en œuvre d'une simulation numérique couplée hydro-thermique pour les échangeurs air-sol (Earth-Air Heat Exchangers, EAHE), en utilisant l'environnement éléments finis MOOSE (Multiphysics Object-Oriented Simulation Environment). Elle passe en revue divers modèles existants pour les systèmes géothermiques peu profonds, en soulignant leur focalisation sur le transfert de chaleur ou sur les transferts couplés de chaleur et d'humidité. La simulation couplée développée dans ce travail intègre des formulations mathématiques détaillées et prend en compte les propriétés du sol et de l'air, les conditions aux limites ainsi que les conditions initiales, afin de représenter fidèlement des scénarios réels. Un effort significatif a été consacré au développement et à la validation de l'algorithme de simulation, qui a montré une bonne concordance avec les données expérimentales, confirmant ainsi la fiabilité du modèle pour prédire le comportement des EAHE.

Nomenclature

C_p	capacité thermique volumique, $\mathrm{J \cdot m^{-3} \cdot} K^{-1}$	q	flux énergétique, $\mathrm{J \cdot} m^{-2}$
D	diamètre de conduit, m	s	abscisse curviligne, m
D_θ	diffusivité d'humidité du sol, $\mathrm{m^2 \cdot s^{-1}}$	S	section du conduit, $\mathrm{m^2}$
e	densité d'énergie, $\mathrm{J \cdot m^{-3}}$	v	vitesse du fluide, $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$
F	coefficient de perte de charge	z	profondeur du sol, m
H	charge du fluide, m	*Symboles grecs :*	
h	coefficient de convection, $\mathrm{W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}}$	λ	conductivité thermique, $\mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$
J	perte de charge, m	θ	teneur en eau volumique, $\mathrm{m^3 \cdot m^{-3}}$
K	conductivité hydraulique du sol non saturé, $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$	ρ	masse volumique, $\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$
k_{sin}	perte de charge singulière répartie linéique,	*Indices et exposants :*	
T	température, K	AB	entre point A et point B
L	longueur, m	$wall$	paroi du conduit
Q	énergie, J		

1. Introduction

La performance des échangeurs air-sol (EAHE) est étroitement liée aux fluctuations de l'environnement environnant. Plusieurs facteurs jouent un rôle crucial, notamment la température et l'humidité de l'air ambiant, les niveaux d'humidité autour du conduit, ainsi que les pro-

priétés thermophysiques du sol et du conduit. La distribution de l'humidité dans le sol est influencée par divers mécanismes de transfert de l'humidité dans les milieux poreux. Par exemple, lors d'événements pluvieux, l'eau s'infiltre dans le sol, guidée par les propriétés hydrauliques déterminées par la composition et le type de sol. Ce mouvement de l'eau affecte les propriétés thermophysiques du sol, influençant ainsi le transfert de chaleur entre le conduit et le sol. Pour ces raisons, le transfert d'humidité dans le sol autour de l'EAHE doit être soigneusement modélisé afin d'obtenir une représentation précise de la performance des EAHE dans les simulations numériques.

Les approches de modélisation numérique ont progressivement augmenté en complexité pour mieux représenter le comportement des EAHE. TITTELEIN ET AL. [1] ont proposé un modèle numérique basé sur la discrétisation de l'EAHE en sections perpendiculaires au conduit et la résolution du problème de conduction à l'aide de la méthode des facteurs de réponse, permettant de réduire le temps de calcul. Cependant, le transfert couplé de chaleur et d'humidité ainsi que les propriétés variables de l'air n'ont pas été pris en compte. CUNY ET AL. [2] ont développé un modèle bidimensionnel par éléments finis évaluant l'influence des revêtements de sol et de la teneur en humidité sur la performance thermique des EAHE, validé expérimentalement. Toutefois, les propriétés de l'air ont été supposées constantes et le transfert d'humidité du sol n'a pas été modélisé dynamiquement. À la place, les événements pluvieux ont été reproduits expérimentalement pour générer des profils d'humidité du sol, qui ont ensuite été imposés dans les simulations, une méthode nécessitant des données étendues sur l'humidité du sol pour chaque événement. TAURINES ET AL. [3] ont introduit un modèle tridimensionnel par volumes finis dépendant du temps, couplé aux transferts de chaleur, de vapeur et de liquide dans le sol à l'aide d'une formulation basée sur la charge matricielle. Cependant, ce modèle a été développé pour une configuration spécifique et ne tenait pas compte des propriétés variables de l'air à l'intérieur de l'échangeur. GAN [4] a développé un modèle numérique tridimensionnel général intégrant le transfert transitoire de chaleur et d'humidité avec des propriétés de sol variables dans le temps et l'espace, ainsi que les interactions entre l'atmosphère, le sol et l'échangeur de chaleur. Ce modèle a été appliqué pour simuler le fonctionnement des EAHE pour le chauffage, le refroidissement et la ventilation. Néanmoins, les propriétés de l'air ont été supposées constantes le long du conduit. GAN [4] a également démontré que la négligence des interactions dynamiques entre l'échangeur et son environnement conduit à une surestimation substantielle de la performance thermique (jusqu'à 463 % pour un échangeur terre-liquide et plus de 100 % pour un EAHE), soulignant l'importance de prendre en compte les variations transitoires de l'humidité du sol induites par la pluie et l'infiltration, ainsi que les effets de l'écoulement d'air, tels que les pertes de charge associées aux longues longueurs de conduit, aux géométries complexes et aux composants mécaniques.

En s'appuyant sur les limites identifiées dans la littérature sur la modélisation des EAHE et le transfert d'humidité du sol, cette étude se concentre sur le développement d'un cadre de modélisation entièrement couplé intégrant le transfert de chaleur transitoire, le transfert d'humidité dans les sols non saturés et l'écoulement d'air au sein des systèmes EAHE.

2. Principe de modélisation de l'échangeur air-sol (EAHE)

2.1. Modélisation du transfert thermique du sol

L'équation aux dérivées partielles utilisée pour résoudre le champ de température dans le sol est dérivée du principe de conservation de la chaleur et de la loi de Fourier pour la conduction thermique dans les solides. Cette équation s'écrit :

$$C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) \tag{1}$$

où :
— C_p est la capacité thermique volumique (en $\mathrm{J \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}}$), définie comme $C_p = \rho c_p$, avec ρ la densité du sol et c_p sa capacité thermique massique,
— λ est la conductivité thermique (en $\mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$) du sol.

Dans cette étude, ces deux propriétés (C_p et λ) sont considérées comme variables dans le domaine de résolution, car elles dépendent de la teneur en eau du sol.

2.2. Modélisation du transfert hydrique du sol

Le modèle de transfert d'humidité est basé sur le modèle de transfert d'humidité de PHILIP ET DE VRIES [5]. Ce modèle repose sur l'équation aux dérivées partielles suivante :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \nabla \cdot (D_\theta \nabla \theta) + \frac{\partial K}{\partial z} \tag{2}$$

Cette équation dépend de deux propriétés du sol :
— la conductivité hydraulique non saturée K,
— la diffusivité isotherme de l'humidité D_θ.

Ces deux propriétés ont été discutées, et leurs méthodes d'estimation ont été expliquées dans [6]. K et D_θ dépendent de la teneur en eau volumétrique θ, et sont donc considérées comme variables dans le domaine de résolution.

2.3. Modélisation de l'air dans l'échangeur

La résolution des équations de Navier-Stokes en trois dimensions peut être coûteuse en termes de calcul. Il est généralement préférable de simplifier ces équations en un système unidimensionnel lorsque les conditions le permettent. Un régime permanent d'un écoulement turbulent (nombre de Reynolds Re > 27000) est considéré dans le modèle de l'air.

2.3.1. Équation de conservation de la masse

L'équation de conservation de la masse en régime permanent est donnée par :

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = \nabla \rho \cdot \mathbf{v} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \tag{3}$$

En remplaçant par la vitesse moyenne du fluide (U) sur la section transversale du tube et en discrétisant l'écoulement unidimensionnel, on obtient la formule suivante :

$$\rho_i U_i - \rho_{i-1} U_{i-1} = 0 \tag{4}$$

2.3.2. Conservation de la quantité de mouvement

On réécrit le théorème de Bernoulli généralisé sous forme linéique en faisant tendre un point A vers un point B et en divisant par la longueur L. On note H la charge moyenne en temps sur une section S :

$$\frac{\partial H}{\partial L} + \lim_{L \to 0} \left(-\frac{H_e}{L} + \frac{J_{AB}}{L} \right) = 0. \tag{5}$$

Le terme $d_e = \lim_{L\to 0} H_e/L$ correspond à une densité linéique de charge gagnée par le fluide à cause d'une éventuelle machine apportant de l'énergie au fluide (ventilateur). Le dernier terme correspond à la version linéique de la perte de charge. On obtient donc :

$$\frac{\partial H}{\partial L} - d_e + \frac{F}{D}\frac{v^2}{2g} + k_{sin}\frac{v^2}{2g} = 0. \tag{6}$$

k_{sin} correspondant à la perte de charge singulière répartie sur la longueur de la singularité.

2.3.3. Conservation de l'énergie

La puissance noble perdue par le fluide et convertie en chaleur à cause de la viscosité vaut :

$$\Delta Q_{AB} = \rho g v S J_{AB}, \qquad [\Delta Q_{AB}] = \text{J.s}^{-1}. \tag{7}$$

D'autre part, l'équation de conservation de l'énergie en régime stationnaire s'écrit :

$$\nabla e \cdot \boldsymbol{v} + \nabla \cdot \boldsymbol{q} = \sigma \tag{8}$$

avec $\boldsymbol{q}$ le flux de chaleur par conduction et σ le terme source compté positivement si le fluide gagne de la chaleur. On supposera ici que :

$$\mathrm{d}e = \rho c_p \,\mathrm{d}T, \qquad [e] = \text{J.m}^{-3} \tag{9}$$

avec c_p la capacité thermique massique de l'air, supposée constante. En détaillant le bilan d'énergie pour un tronçon $\mathrm{d}\ell$ de puits, on obtient :

$$Sv\frac{\partial e}{\partial s} + S\frac{\partial q}{\partial s} = \sigma = \lim_{L\to 0}\left(\frac{\Delta Q_{AB}}{L}\right) + \pi D h_{wall}(T_{wall} - T). \tag{10}$$

Le premier terme du membre de droite correspond à la chaleur gagnée par le fluide à cause des pertes de charges, et le dernier terme correspond à l'énergie gagnée grâce à l'échange convectif avec la paroi du mur. On a finalement :

$$-Sv\frac{\partial e}{\partial s} - S\frac{\partial q}{\partial s} + S\rho g v\left[\frac{F}{D}\frac{v^2}{2g} + k_{sin}\frac{v^2}{2g}\right] + \pi D h_{wall}(T_{wall} - T) = 0, \tag{11}$$

Le coefficient de convection h_{wall} sera calculé à l'aide d'une corrélation expérimentale (Mac Adams ou Dittus-Boettler) valable pour le cas des conduites circulaires en convection forcée :

$$h_{wall} = \frac{\lambda Nu}{D}, \qquad Nu = ARe^n Pr^m, \qquad Re = \frac{\rho v D}{\mu}, \qquad Pr = \frac{c_p \mu}{\lambda} \tag{12}$$

avec $A = 0.023$, $n = 0.8$, $m = 0.4$.

2.4. Algorithme général de modélisation

L'algorithme représenté dans Fig. 1 décrit le processus complet de simulation des échangeurs air-sol (EAHE) dans le code élément finis MOOSE (Multiphysics Object-Oriented Simulation Environment), intégrant plusieurs étapes de calcul pour garantir la précision et la cohérence. Le processus commence par une phase d'initialisation, où les fichiers d'entrée et le maillage sont lus, définissant ainsi le domaine de calcul. Le sol est initialisé avec les conditions initiales respectives. Le modèle d'écoulement d'air est initialisé pour assurer la cohérence du maillage entre le domaine 3D du sol et le domaine 1D de l'écoulement d'air, identifier les nœuds du sol à utiliser pour la température de paroi et calculer l'abscisse curviligne le long du conduit.

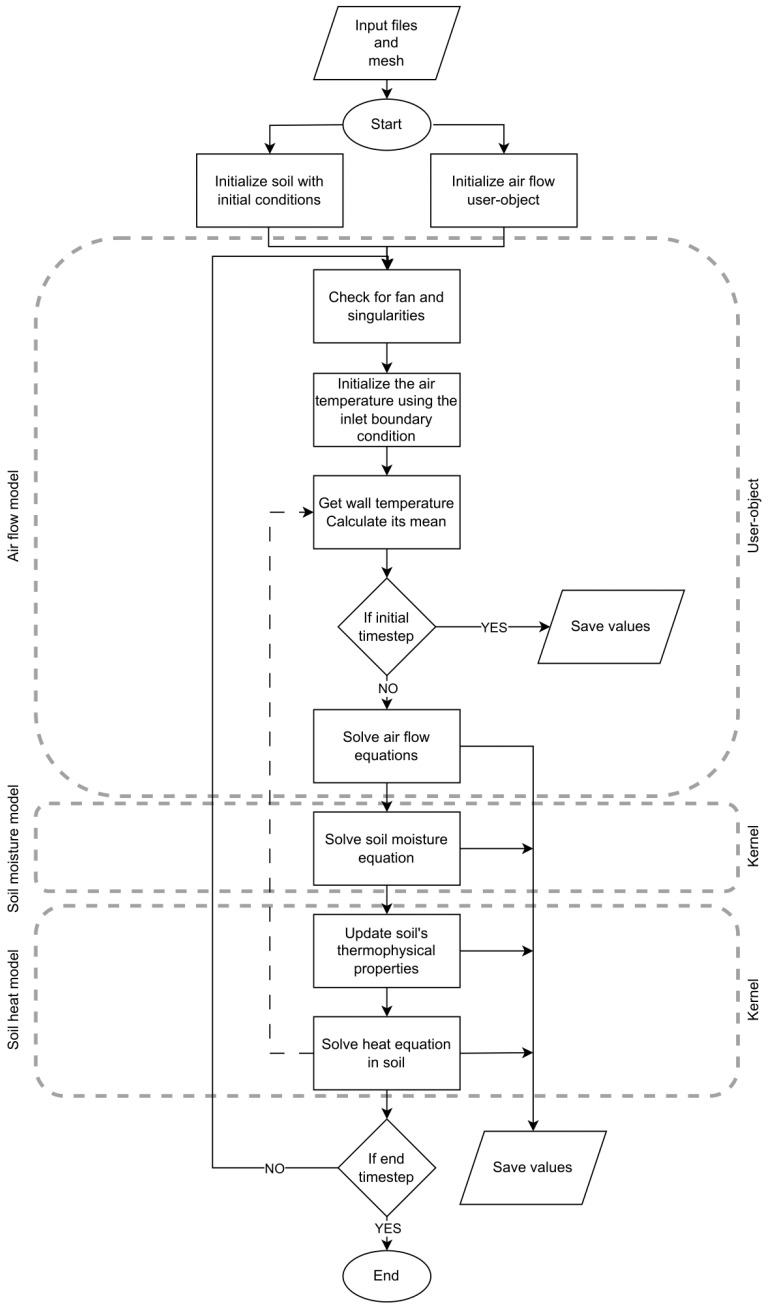


Figure 1 : Algorithme de simulation des échangeurs air-sol (EAHE).

3. Géométrie et maillage du modèle EAHE

3.1. Géométrie de la simulation

La géométrie du système réel comporte certaines spécifications techniques qui n'ont pas été intégrées dans la géométrie de simulation. En effet, les parties d'entrée et de sortie du conduit enterré, qui sont verticales et pénètrent dans le sol jusqu'à la profondeur du conduit, n'ont pas été modélisées. Cette omission est justifiée par le fait que les échanges thermiques dans ces sections sont considérés comme négligeables, la température du sol près de la surface étant proche de celle de l'air ambiant. L'épaisseur du conduit n'a pas été prise en compte dans la géométrie, car son effet est implicitement intégré dans la modélisation des échanges thermiques entre l'air et le sol.

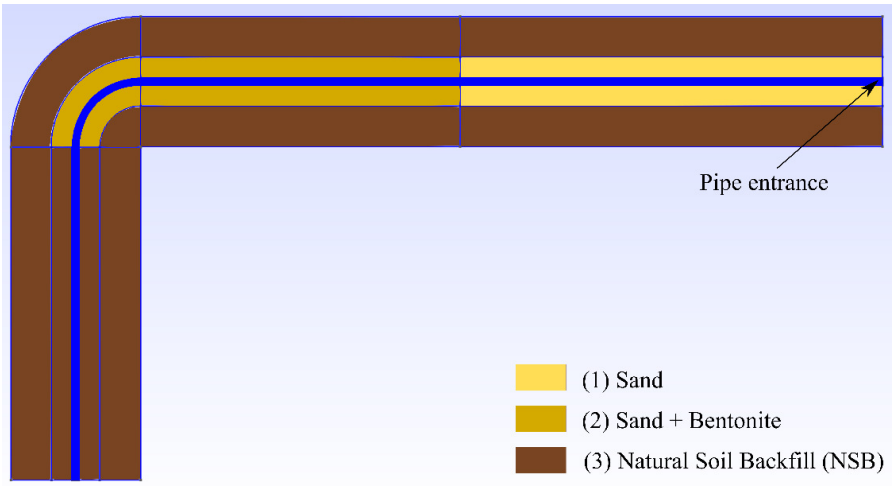
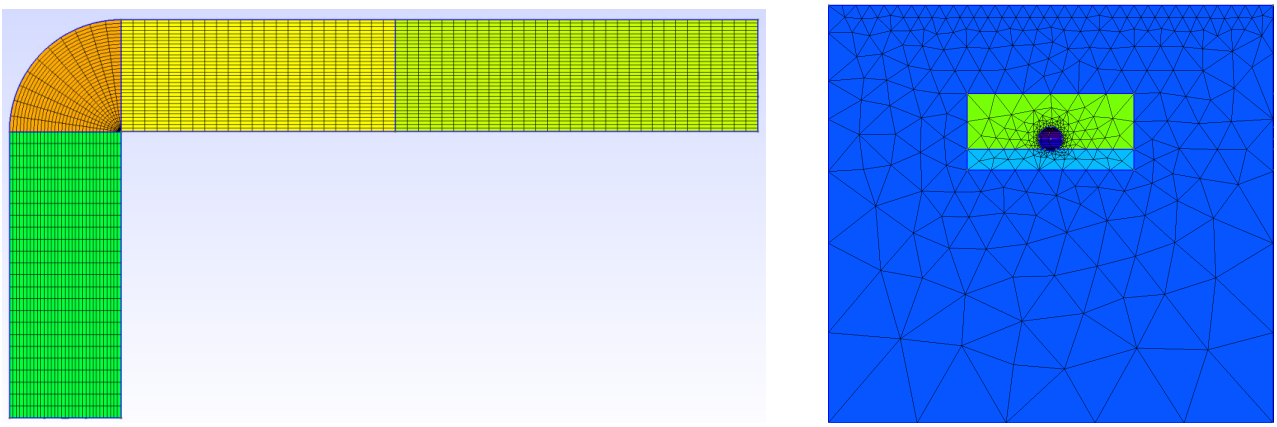


Figure 2 : Vue de dessus de la géométrie de simulation de l'échangeur air-sol (EAHE)

Outre ces simplifications, les trois sections de l'échangeur air-sol (EAHE) expérimental avec différents types de sol d'enrobage ont été modélisées dans la géométrie de simulation selon les dimensions réelles du système : les sections (1) et (2) mesurent chacune 10,4 m et la section (3) mesure 8,2 m. Fig.2 montre la vue de dessus de la géométrie de l'EAHE.

3.2. Maillage du modèle EAHE



(a) Vue de dessus (b) Coupe transversale

Figure 3 : Maillage du modèle de l'échangeur air-sol (EAHE)

Après une analyse de maillages avec 3 différentes tailles de mailles (nombre d'éléments = 71200, 95200 et 120000), comme la différence maximale entre les résultats est inférieur à 1 %, le maillage avec le nombre d'éléments = 71200 a été retenu pour la simulation. Fig. 3 montre le maillage en 3D du modèle EAHE.

4. Validation du modèle EAHE avec données expérimentales

La simulation a été réalisée sur une période d'une semaine, du 12 au 18 janvier 2015. Plusieurs types de données ont été obtenus à partir de cette simulation de l'échangeur air-sol (EAHE), incluant les variables liées à l'écoulement d'air (vitesse, pression et température) ainsi

que les variables liées au domaine du sol (teneur en eau et température). En plus de ces variables, la variation des propriétés du sol a également été enregistrée et peut être consultée. En raison des contraintes de longueur de l'article, seules l'évolution de la température de l'air et l'humidité du sol seront présentées.

4.1. Température de l'air

La Fig.4 ci-dessous montre la variation de la température d'entrée en fonction du temps ainsi que la comparaison entre les températures de sortie simulées et mesurées à la sortie du conduit. Il est à noter qu'à la sortie du conduit, un capteur de température d'air (A2) est présent en plus de celui situé au milieu de la troisième section de l'EAHE. Comme attendu d'après la section précédente, le graphique montre un très bon accord entre les données mesurées et simulées. La différence entre les deux augmente légèrement vers la fin du conduit. Malgré cela, la différence n'excède pas 1,5 °C dans le pire des cas, et l'erreur quadratique moyenne (RMSE) indique un bon accord entre les données.

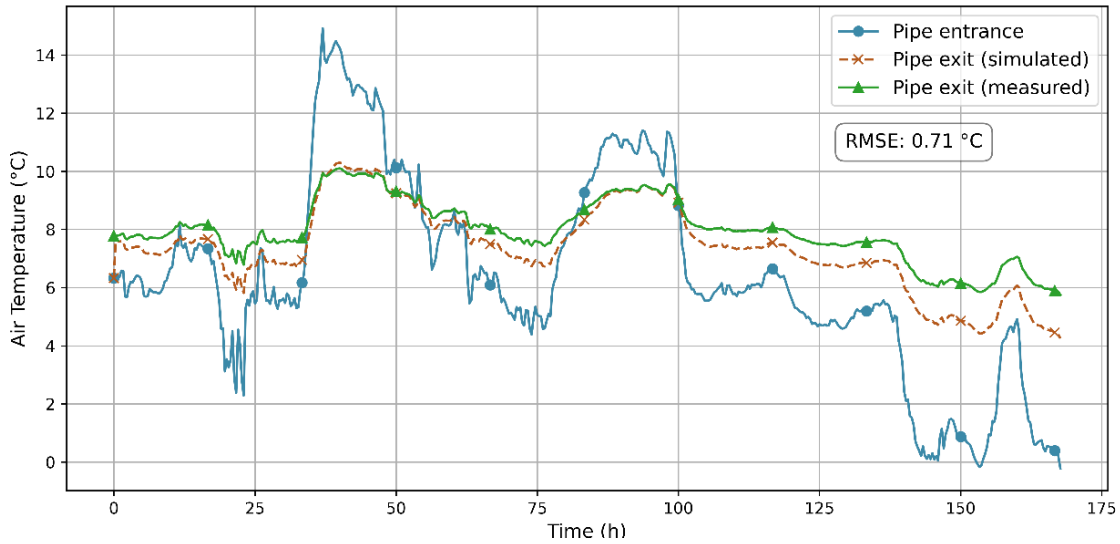


Figure 4 : Comparaison des températures mesurées et simulées à l'entrée et à la sortie de l'EAHE

4.2. Humidité du sol

Pendant la période étudiée, deux capteurs d'humidité étaient encore fonctionnels, mais le capteur de la section en sable-bentonite a cessé de fonctionner. Il est déjà établi que la teneur en eau volumétrique reste presque constante tout au long de l'année dans cette section. Les données enregistrées par les deux autres capteurs ont été comparées aux résultats de simulation de la teneur en eau volumétrique, et les courbes sont présentées dans Fig.5 ci-dessous. Comme le montre cette figure, il existe une différence entre les deux courbes dans la première section : la simulation montre une augmentation progressive, tandis que les données mesurées présentent une hausse brutale. Finalement, les deux courbes deviennent très proches. Dans la dernière section, la comparaison est meilleure, bien qu'il soit encore visible que l'augmentation simulée est plus lente que celle des valeurs mesurées par les capteurs. Cette augmentation burtale de l'humidité de sol dans la première section peut être liée à la présence d'une mince couche de gravats (environ 20 cm) au dessus de la couche d'enrobage de l'échangeur, qui n'est pas prise

en compte dans la modélisation numérique.

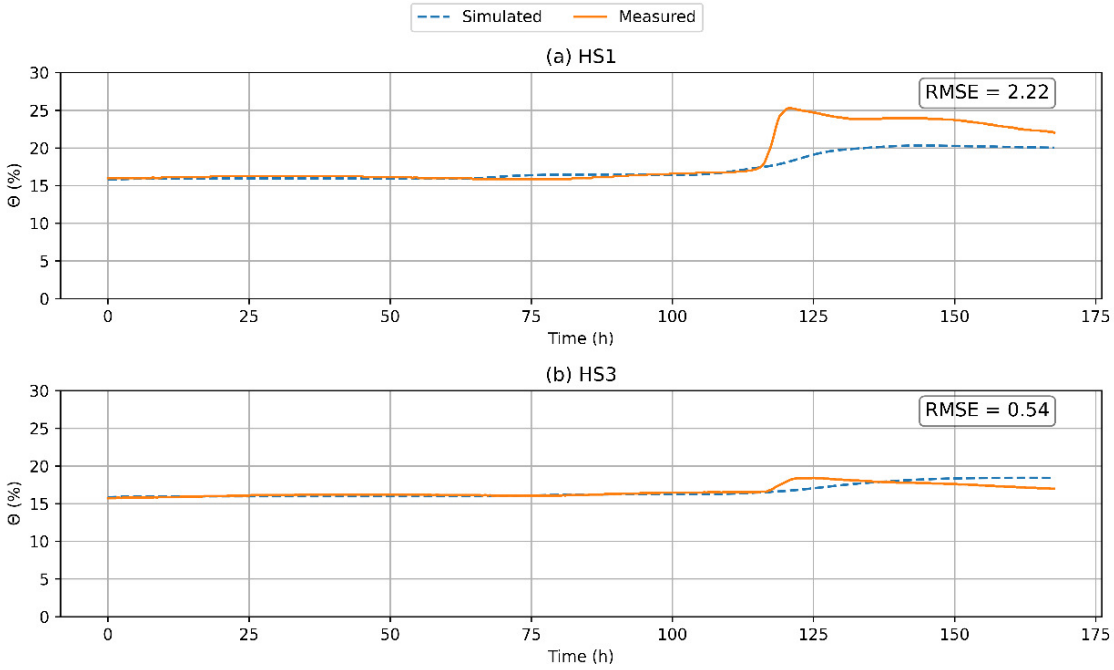


Figure 5 : Comparaison des variations de la teneur en eau volumétrique entre les valeurs simulées et mesurées dans les sections 1 (a) et 3 (b).

5. Conclusion

Ce travail présente une nouvelle approche de simulation couplée des EAHE, développée pour surmonter des limitations des modèles existants dans la littérature. Ce modèle innovant intègre :

— Un couplage complet entre les transferts transitoires de chaleur et d'humidité dans les sols non saturés.

— Une représentation tridimensionnelle des géométries complexes des conduits et de leur environnement.

— La prise en compte des variations spatio-temporelles des propriétés thermophysiques du sol et de l'air.

Références

[1] P. Tittelein, A. Achard, E. Wurtz, Modelling earth-to-air heat exchanger behaviour with the convolutive response factors method, *Applied Energy*, vol.86 (2009), 1683-1691.

[2] M. Cuny, J. Lin, M. Siroux, V. Magnenet, C. Fond, Influence of coating soil types on the energy of earth-air heat exchanger, *Energy and Buildings*, vol. 158 (2018), 1000-1012.

[3] K. Taurines, S. Giroux-Julien, M. Farid, C. Ménézo, Numerical modelling of a building integrated earth-to-air heat exchanger, *Applied Energy*, Vol. 296(2021), 117030.

[4] G. Gan, Dynamic thermal simulation of horizontal ground heat exchangers for renewable heating and ventilation of buildings, *Renewable Energy*, Vol. 103 (2017), 361-371.

[5] J. R. Philip, D. A. De Vries, Moisture movement in porous materials under temperature gradients, Transactions, *American Geophysical Union*, Vol. 38 (1957), 222.

[6] W. Zeitoun, J. Lin, V. Le Houerou, M. Siroux, Study of hydro-thermal transfer in shallow geothermal system : experimental determination of isothermal moisture diffusivity of soils, *European Geothermal Congress 2025*, Zurich (Switzerland), 6-10 october 2025.

Modélisation macroscopique du comportement thermique d'un module de batterie de véhicules électriques.

Mohamed SOKORE[1*], Natacha DARMET[1], Benjamin REMY[1], Nicolas BLET[1]

[1]Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, Nancy F-54000, France
[*](auteur correspondant : mohamed.sokore@univ-lorraine.fr)

Résumé – L'objectif de cette étude est d'analyser, à travers une approche numérique de modélisation macroscopique, le comportement thermique dynamique en régimes normal et dégradé d'un module de batterie électrique. Pour prédire ce comportement, et dans un souci d'inter-validation des résultats, un modèle 1D nodal (Matlab) et un modèle 2D par éléments finis (Comsol MultiPhysics), utilisant des cas de génération de chaleur dissipée lors d'une charge rapide, ont été développés. Des études sur les différents paramètres du module (géométrie, propriétés thermiques des matériaux, conditions aux limites) sont présentées pour analyser les phénomènes prépondérants. Le modèle 1D offre un outil rapide de prédimensionnement tandis que le modèle 2D permet de prendre en compte des effets thermiques dissymétriques.

Mots-clés : Modules de batterie, Modélisation nodale, Modélisation éléments finis, Analyse thermique.

Nomenclature

A	section, m^2
C	capacité thermique totale, J/K
c_p	capacité thermique massique, J/kg/K
e	épaisseur de la couche, m
H	hauteur de la couche, m
h_{conv}	coefficient d'échange convectif, W/m^2/K
q	densité volumique de chaleur, W/m^3
Q	source de chaleur interne, W
R_{th}	résistance thermique, K/W
S	surface d'échange, m^2
T	température, K
T_R	température de refroidissement, K

Symboles grecs

ρ	masse volumique, kg/m^3
λ	conductivité thermique, W/m/K

Indices et exposants

i	couche considérée
j	couche adjacente
ax	axial ou suivant l'épaisseur de la couche
$long$	suivant la hauteur de la couche
$conv$	convection
$cond$	conduction

1. Introduction

Les batteries lithium-ion sont largement utilisées dans les véhicules électriques et systèmes de stockage d'énergie en raison de leur compatibilité environnementale, de leur haute densité de stockage énergétique, de leur excellente performance de cycle et de l'absence d'effet de mémoire [1]. Malgré ces avantages, la gestion thermique des batteries lithium-ion peut être encore améliorée lors des conditions extrêmes et abusives (températures élevées ou basses, chocs, vibrations, ou défauts de fabrication), qui impliquent la dégradation des composants actifs de la batterie et par la suite l'emballement thermique [2–4]. Actuellement, un des défis majeurs dans la production de batteries haute performance est le développement de stratégies efficaces permettant d'éviter ou de limiter la propagation de l'emballement thermique afin de prolonger leur durée de vie et garantir leur sécurité.

L'ambition du projet MATICS (MATériaux Innovants pour Cellules de batterie Sécurisée), réunissant un consortium d'acteurs complémentaires français (Saint-Gobain Recherche, Enersens, Verkor, Lemta) est ainsi de concevoir de nouveaux designs de modules de batteries électriques à cellules lithium-ion de type de format pouch intégrant des matériaux innovants inter-cellules permettant de freiner, voire d'éviter, la propagation d'un éventuel emballement thermique au sein du module.

Les travaux présentés dans ce papier concernent les premiers développements d'un modèle thermique macroscopique du module développé dans le cadre du projet MATICS, afin d'appréhender le comportement thermique en régime dynamique du système. Ainsi, une comparaison entre un modèle 1D nodal et une modélisation plus fine 2D par éléments finis est présentée et diverses études paramétriques (matériau, refroidissement, …) sont analysées.

2. Modèles numériques

2.1. Géométrie de travail, conditions limites et hypothèses

La Figure 1 présente la géométrie simplifiée 2D étudiée du module de batteries, suivant l'épaisseur des éléments. Elle intègre les parois externes, englobant les cellules lithium-ion de type pouch, séparées par des matériaux inter-cellules (pads) permettant une tenue mécanique globale lors du fonctionnement dynamique du module et de constituer des barrières thermiques entre cellules.

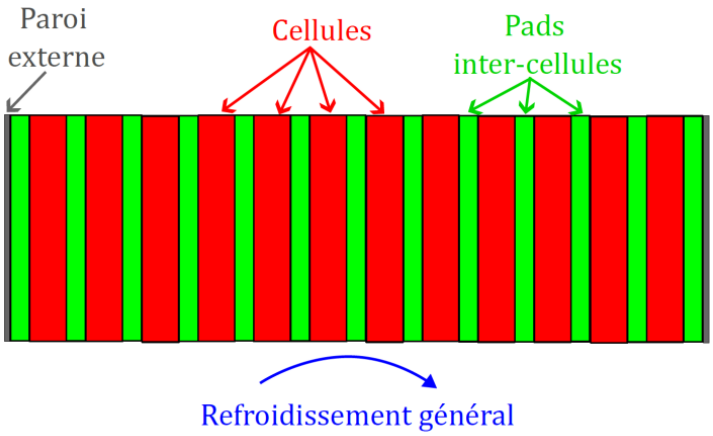


Figure 1 : Représentation schématique d'une géométrie simplifiée d'un module de batterie

Les propriétés des matériaux des parois externes et des pads sont isotropes, tandis que la conception interne spécifique d'une cellule implique une conductivité anisotrope. Alors que des propriétés thermiques constantes des cellules sont fournies par Verkor, des mesures spécifiques ont été réalisées pour les matériaux inter-cellules par Saint-Gobain Recherche et par le Lemta. Au Lemta, des mesures par plan chaud permettent d'évaluer l'évolution de la conductivité thermique en fonction de la température, alors que des mesures par calorimétrie différentielle donnent la thermodépendance de la capacité thermique [5]. Par souci de confidentialité, les dimensions et propriétés thermo-physiques réelles des composants ne sont pas communiquées. Seules des résistances thermiques et capacités thermiques équivalentes sont fournies dans le Tableau 1.

Initialement, l'ensemble du module est considéré à une température de source froide de 25 °C. La mise en charge du module est représentée par une densité volumique uniforme dans chaque cellule. Le refroidissement est modélisé par un coefficient de convection sur toute l'épaisseur en partie basse de module. Toutes les autres parois sont supposées adiabatiques.

L'hypothèse de contact parfait (résistance de contact négligée) est supposée entre les différentes couches constituant le module (compression lors de la mise en pack).

		Capacité thermique linéique $\rho.c_p.e$	Résistance thermique e/λ
		J.m^2/K	K.m^2/W
Cellule		$3{,}38.10^4$	axiale : $1{,}4.10^{-2}$ longitudinale : $3{,}2.10^{-3}$
Pad	Mat 1	$1{,}24.10^3$	$1{,}5.10^{-1}$
	Mat 2	$1{,}04.10^3$	$3{,}3.10^{-1}$
	Tricouche	$1{,}16.10^3$	$2{,}2.10^{-1}$
Paroi externe		$2{,}61.10^3$	$1{,}6.10^{-5}$

Tableau 1 : Propriétés thermo-physiques constantes des cellules, pads et parois externes.

2.2. Equations et méthodes de résolution

L'équation de la chaleur (1) est résolue pour prédire la distribution spatio-temporelle de la température au sein du module. Cette EDP prend en compte l'ensemble des termes sources et le transfert thermique par conduction à travers les composants du module.

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla.(\lambda \nabla T) + q \tag{1}$$

où ρ et c_p sont, respectivement, la masse volumique et la capacité thermique massique, T est la température, λ est la conductivité thermique, et q est la somme des termes sources volumiques.

Dans le cas des cellules de batterie, q dépend de manière générale de la température et de l'état de charge et se divise en deux sources de chaleur principales [6, 7] : la chaleur entropique de la réaction électrochimique et les pertes électriques dues à la résistance interne des composants de la cellule. Pour résoudre l'équation (1), deux méthodes de résolution sont utilisées : la méthode nodale macroscopique et la méthode des éléments finis.

2.2.1. Méthode nodale 1D (circuit électrique équivalent)

La méthode nodale repose sur l'analogie formelle entre les phénomènes thermiques et électriques. Dans cette méthode, chaque couche (parois externes, cellules et pads) est représentée par une seule température (supposée uniforme dans le volume correspondant). Les échanges de chaleur en régime dynamique peuvent alors être facilement représentés par un schéma électrique équivalent (Figure 2) par résistances et capacités thermiques, avec sources de puissances pour les charges thermiques générées par les cellules.

Dès lors, la modélisation s'appuie simplement sur un système d'équations différentielles, par bilan sur chaque couche de température T_i, de la forme :

$$C_i \frac{dT_i}{dt} = \sum_j \frac{T_j - T_i}{R_{th,ij}} + Q_i \tag{2}$$

avec $C_i = \rho_i c_{p,i} V_i$ capacité thermique totale, $R_{th,ij}$ résistances thermiques, $Q_i = q_i V_i$ source de chaleur interne. Les indices *j* représentent les couches adjacentes à la couche *i*.

Une résistance thermique de conduction axiale prend en compte les demi-épaisseurs des deux couches adjacentes :

$$R_{th,cond-ax,ij} = \frac{e_i/2}{\lambda_{ax,i}A} + \frac{e_j/2}{\lambda_{ax,j}A} \quad (3)$$

avec A la section (supposée identique pour chaque couche) du système. e_i et e_j correspondent aux épaisseurs des deux couches adjacentes.

Les résistances thermiques longitudinales incluent à la fois la résistance de convection et la conduction sur la demi hauteur :

$$R_{th,conv} = \frac{H_i/2}{\lambda_{long,i}S_i} + \frac{1}{h_{conv}S_i} \quad (4)$$

avec H_i la hauteur de la couche considérée et S_i la surface d'échange.

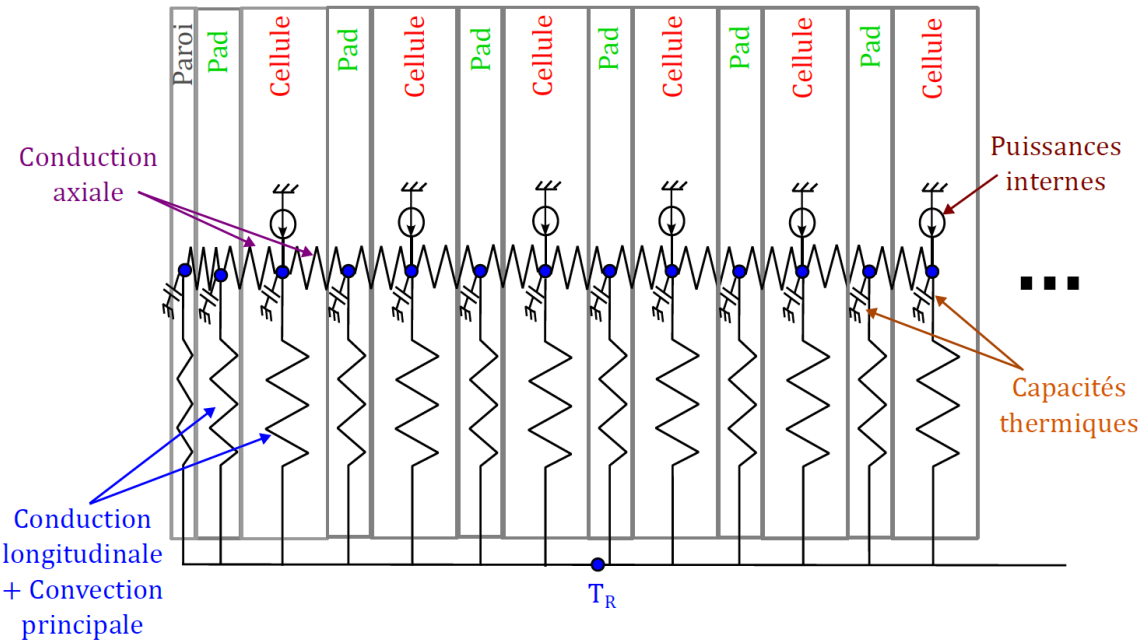


Figure 2 : Schéma électrique équivalent de la modélisation 1D/1,5D du module de batterie

2.2.2. Méthode des éléments finis 2D

Pour comparaison, l'équation locale (1) est résolue en 2D, sur la géométrie de la Figure 1, sous le logiciel Comsol MultiPhysics par éléments finis, avec maillage spatial et gestion de la discrétisation temporelle adaptés à la bonne convergence des simulations.

3. Résultats et discussions

3.1. Comparaison des modèles numériques en régimes normal et dégradé

Une première simulation en régime normal avec une dynamique de charge rapide identique dans chaque cellule a été réalisée afin de comparer le niveau et l'évolution des températures au sein du module, issus des deux modélisations. Le matériau utilisé pour les pads inter-cellules correspond ici au Mat1 du Tableau 1.

De manière qualitative (Figure 3), les résultats sous Comsol montrent une uniformisation suivant l'épaisseur assez rapide du champ de température au sein du module. Un plus fort gradient thermique suivant la hauteur est par contre simulé en 2D, du fait du refroidissement unilatéral en partie basse. Un refroidissement plus prononcé au niveau des parois externes est

également simulé du fait d'une plus grande conductivité thermique de la paroi, et un pad adjacent isolant cette paroi du reste du module.

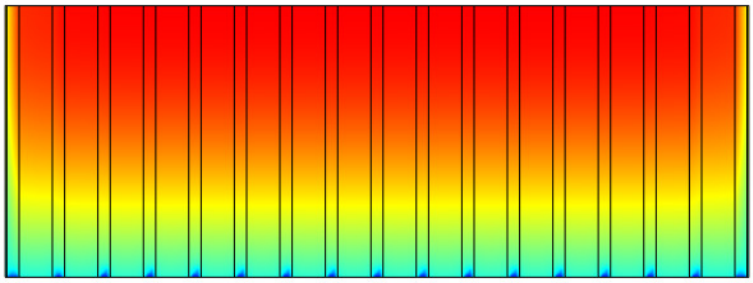
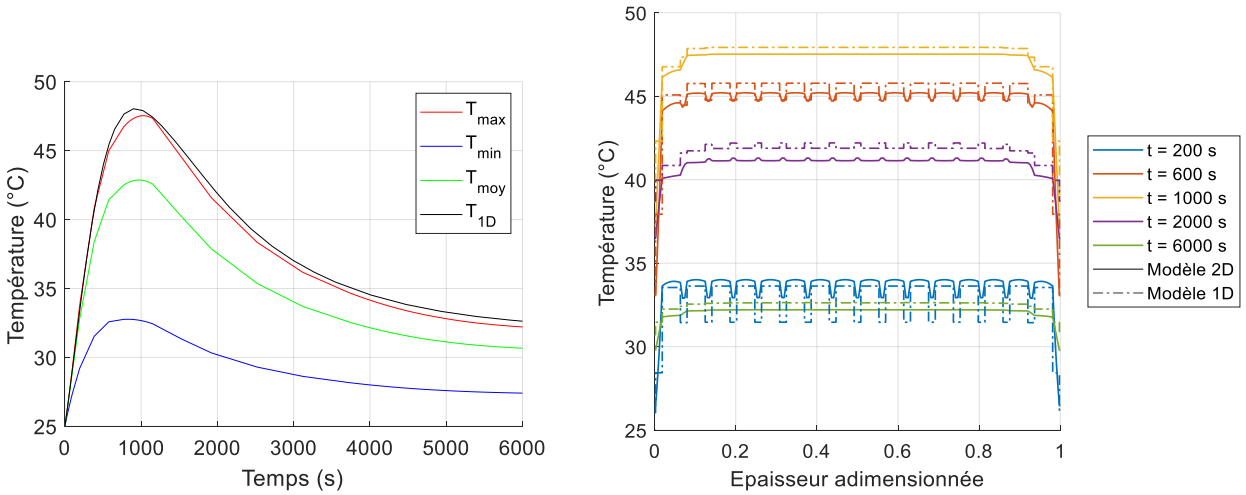


Figure 3 : Vue du champ thermique 2D à un instant donné.

La Figure 4.a représente alors l'évolution temporelle des températures maximale, minimale et moyenne au sein d'une cellule, calculées par le modèle 2D, et celle de la température correspondant pour le modèle nodal 1D. On peut apprécier plus quantitativement les gradients thermiques suivant la hauteur d'une cellule. On constate en outre, du fait des hypothèses fortes de la méthode nodale, que cette représentation 1D permet de représenter a priori convenablement l'évolution temporelle de la température maximale d'une cellule.

De ce constat, on compare sur la Figure 4.b les profils de température suivant l'épaisseur du module, pour différents temps, pour le modèle 1D et pour les températures maximales calculées par le modèle 2D, situées en partie haute de module. Les profils correspondent globalement bien entre les deux modèles, même si le modèle 1D surestime les gradients thermiques entre les cellules et les pads aux premiers instants de la charge.

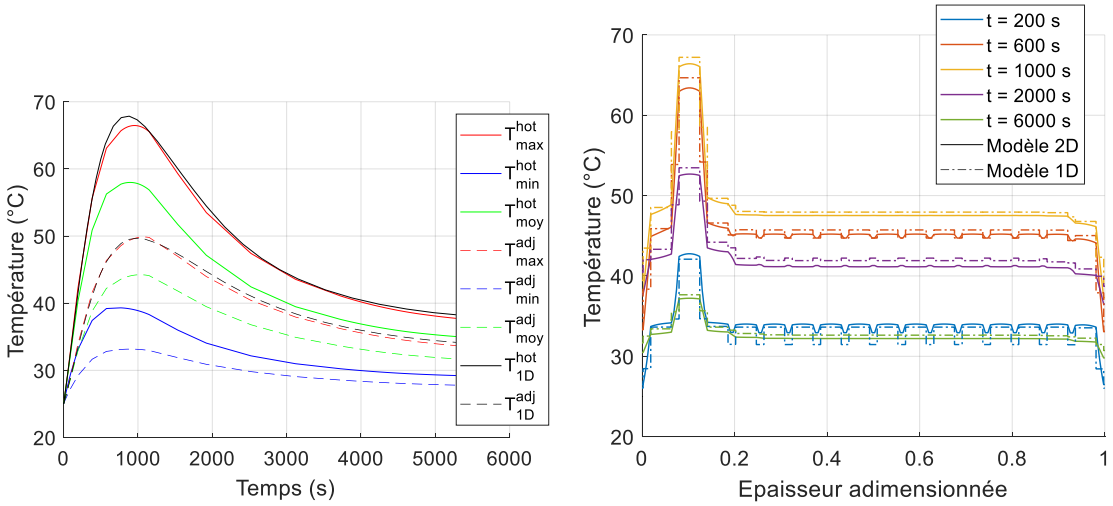


(a) (b)

Figure 4 : Comparaison des modèles 1D et 2D dans le cas d'un régime dynamique normal : (a) Evolution temporelle des températures. (b) Profils axiaux des températures pour différents temps

Pour commencer à apprécier le comportement potentiel du module lors d'un régime thermique dégradé d'une cellule, une seconde simulation est effectuée en considérant la même dynamique de charge rapide pour les cellules, sauf une subissant une charge doublée. Les mêmes types de graphes que le cas précédemment sont présentées sur la Figure 5. Là encore, les résultats du modèle 1D correspondent très bien aux températures maximales calculées sur l'ensemble du module par le modèle 2D. D'après le profil axial, on constate que les pads isolants jouent très bien leur rôle dans ce cas. Alors que les températures de la cellule sursollicitée (« hot ») augmente grandement par rapport au cas précédent, la plupart des autres

cellules gardent leur niveau de températures du régime normal. Seules les cellules adjacentes (« adj ») voient leurs températures croître mais de façon minime.



(a) (b)

Figure 5 : Comparaison des modèles 1D et 2D dans le cas d'un régime dynamique dégradé : (a) Evolution temporelle des températures. (b) Profils axiaux des températures pour différents temps

Il est à noter qu'à partir des mesures effectuées par plan chaud et calorimétrie, la thermodépendance des conductivités et capacités thermiques des matériaux inter-cellules a pu être implémentée dans ces modèles. Compte tenu de la faible variation de ces propriétés sur la plage de températures des simulations ($\Delta\lambda/\lambda < 12$ % et $\Delta c_p/c_p < 15$ %), son impact reste très minime sur les champs de températures calculés.

3.2. Effets du matériau inter-cellules

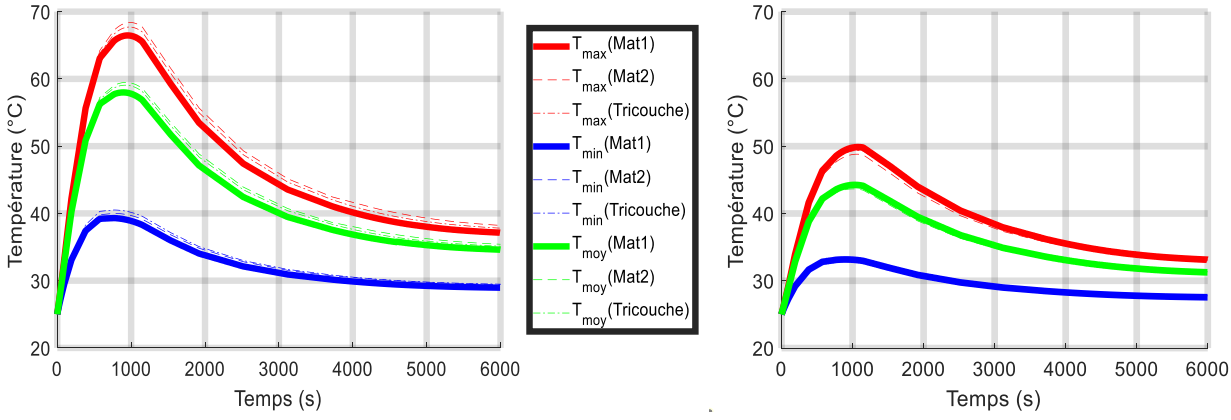
Dans le cadre du projet MATICS, diverses solutions sont développées pour offrir le meilleur compromis pour les pads inter-cellules en termes d'efficacité de barrière thermique et de tenue mécanique. On se propose donc ici de comparer les résultats numériques 2D pour trois configurations de pads, à épaisseur totale identique : Mat1 seul, Mat2 seul et un assemblage tricouche Mat1-Mat2-Mat1.

Dans le cas du régime normal, le champ spatio-temporel de températures est peu impacté par le changement de matériau. Un léger effet lors du mode dégradé est néanmoins visible sur la Figure 6. On observe en effet que moins le matériau est diffusif, plus les températures de la cellule en sursollicitation augmentent : de 2°C sur les températures maximales, de 1,2°C sur les températures minimales, pour 1,5°C sur les températures moyennes. A l'inverse, les cellules adjacentes voient leurs températures maximales plus faibles, de l'ordre de 1°C. Ainsi, le matériau joue d'autant plus son travail de barrière thermique en « confinant » thermiquement la cellule en surchauffe. L'impact sur les températures minimales de cellule est moins prononcé, car celles-ci sont directement liées à la performance du système de refroidissement.

3.3. Refroidissement du module

Pour terminer, une dernière étude sur l'efficacité du système de refroidissement est présentée. Les Figures 7 et 8 comparent ainsi l'effet de l'ajout d'une résistance thermique de contact entre le refroidissement et le bas du module (équivalent à une diminution du coefficient d'échange h_{conv}), dans le cas de simulations avec l'utilisation du matériau Mat1. L'impact de cette modification de refroidissement est immédiat sur le niveau de températures des cellules.

Pour des résistances thermiques faibles (R_c = 10^{-3} K.m²/W), le pic de température maximale varie par exemple de 47,5°C à 49°C en régime normal, et de 66,5°C à 68,7°C en régime dégradé. Un effet sur le gradient thermique global, entre le haut et le bas de la cellule, est également visible, avec une diminution de la différence $T_{max} - T_{min}$ de 0,3°C (en moyenne temporelle sur la charge en régime normal), du fait de températures minimales plus élevées. Une trop grande résistance de contact potentielle (R_c = 10^{-2} K.m²/W) change considérablement la réponse inertielle du système, par le biais d'une augmentation du temps caractéristique. L'effet des matériaux inter-cellules reste cependant efficace en régime dégradé (Figure 8) malgré la modification de niveau de températures : la cellule adjacente subit ainsi des valeurs de températures bien moindres que la cellule sursollicitée, quelle que soit la valeur de R_c.



(a) (b)

Figure 6 : Comparaison des évolutions temporelles des températures des cellules en régime dégradé pour les trois matériaux testés : (a) Cellule sursollicitée (b) Cellule adjacente

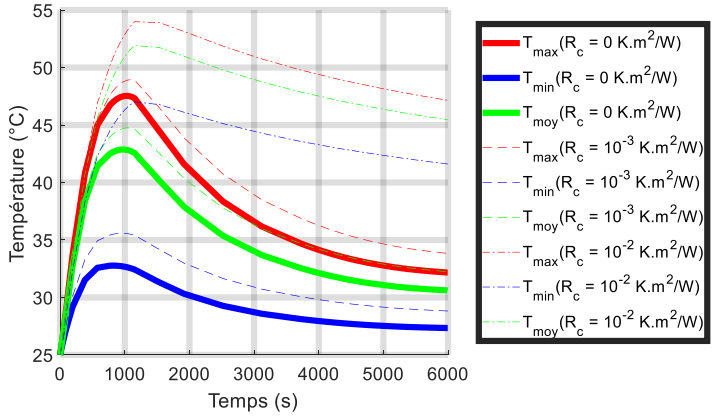


Figure 7 : Comparaison des évolutions temporelles des températures des cellules lors d une modification du refroidissement du module, en régime dynamique normal

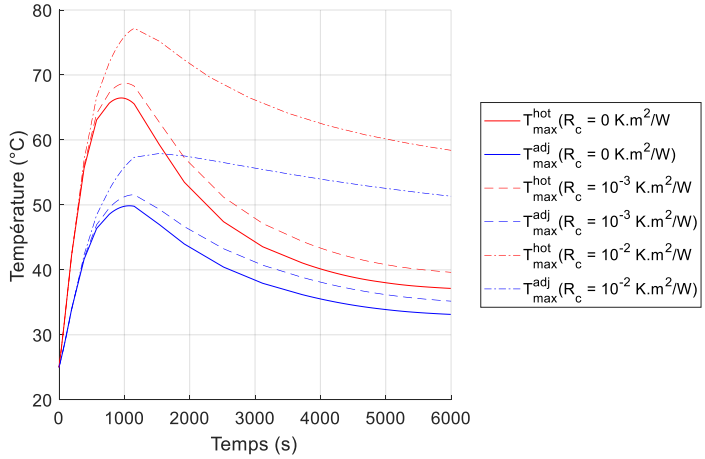


Figure 8 : Comparaison des évolutions temporelles des températures maximales des cellules lors d'une modification du refroidissement du module, en régime dynamique dégradé

4. Conclusion

Le comportement thermique dynamique d'un module de batterie de véhicules électriques est analysé en régimes normal et dégradé à travers une série d'études paramétriques effectuées par le biais de deux modèles numériques de modélisation macroscopique : un modèle 1D nodal et un modèle 2D par éléments finis.

Alors que le modèle 2D permet de simuler correctement les gradients thermiques, notamment suivant la hauteur du module (refroidi uniquement en partie basse), le modèle 1D permet d'évaluer correctement les températures maximales du système quel que soit le régime dynamique de fonctionnement. Cette approche 1D peut permettre ainsi aux partenaires industriels d'avoir un outil rapide de prédimensionnement fournissant les limites hautes de niveau de températures. Les simulations 2D présentées permettent en outre de mettre en avant l'efficacité thermique des matériaux inter-cellules développés dans le cadre du projet MATICS, en confinant la cellule sursollicitée et en protégeant les cellules adjacentes. La performance du système de refroidissement des cellules de batterie apparait également essentielle pour prédire un comportement dynamique correct du système complet.

Ce travail de modélisation sera enrichi par la prise en compte des phénomènes mécaniques internes (lié à la dilatation thermique des cellules pouch) et de leur couplage avec les phénomènes thermiques. En outre, une représentation réaliste d'un emballement thermique sera également effectuée à partir de tests expérimentaux dédiés pour conclure sur la performance et l'efficacité des matériaux développés, que ce soit en termes de barrières thermiques ou en termes de tenue mécanique du module lors de dynamiques normale ou dégradée.

Références

[1] Chai Z, Liu Z, Xue Q, *et al.,* Efficient coupled mechanical-electrical-thermal modeling and safety assessment of lithium-ion battery under mechanical abuse, *J. of Energy Storage*, 114 (2025) 115917.

[2] Shan C, Guanghui G, Fangfang L, Study on the performance of LiMn2O4 using spent Zn–Mn batteries as manganese source. *J Solid State Electrochem.* 18 (2014) 1495–1502.

[3] Julien CM, Mauger A, Zaghib K, Groult H, Comparative Issues of Cathode Materials for Li-Ion Batteries, *Inorganics 2*, (2014) 132–154.

[4] Zhao C, Kang W, Zhao S, Shen Q, Hydrazine–hydrothermal synthesis of pure-phase O-LiMnO2 for lithium-ion battery application, *Micro & Nano Letters,* 6 (2011) 820–822.

[5] Jannot Y, Degiovanni A, *Thermal properties measurement of materials,* ISTE WILEY (2018)

[6] Bernardi D, Pawlikowski E, Newman J, A General Energy Balance for Battery Systems, *J. Electrochem. Soc.* 132:5 (1985).

[7] Thomas KE, Newman J, Thermal Modeling of Porous Insertion Electrodes, *J. Electrochem. Soc.*, 150 (2003) A176.

Remerciements

Le projet MATICS est financé par l'Etat, via BpiFrance, dans le cadre de France 2030.

Les mesures de propriétés thermiques réalisées au LEMTA ont été menées au sein de la plateforme expérimentale Métro'NRJ, labellisée INFRA+.

Étude numérique des transferts thermiques dans les lits fluidisés : un nouveau fluide caloporteur pour les centrales solaires à concentration

Numerical study of heat transfer in fluidized bed: a new heat transfer fluid for Concentrated Solar Power

Alexandre LABAT[1,2], Samuel MER[1,2], Françoise BATAILLE[1,2], Adrien TOUTANT[1,2]

[1]Laboratoire PROMES-CNRS (UPR 8521), Perpignan, France
[2]Université de Perpignan Via Domitia (UPVD), Perpignan, France

Résumé - Afin d'améliorer l'efficacité solaire des centrales à tour de prochaines générations, la température cible en sortie de récepteur doit atteindre $800\,^{\circ}\mathrm{C}$. Les fluides caloporteurs actuels (huiles synthétiques ou sels fondus) ne permettent pas d'atteindre ces niveaux de température. Le laboratoire PROMES travaille depuis une dizaine d'années sur un concept de récepteur à lit fluidisé circulant dense, dans lequel un lit fluidisé d'air et de particules d'olivine fait office de fluide caloporteur. L'étude numérique de ces lits fluidisés chauffés a pour objectif de comprendre le comportement microscopique du système et, en particulier, les mécanismes de transfert thermique entre les parois, l'air de fluidisation et les particules. Les résultats montrent que les transferts thermiques sont principalement localisés à proximité des parois et qu'ils sont contrôlés par le temps de résidence des particules près des surfaces.

Résumé - In order to improve the efficiency of next-generation solar tower power plants, the target outlet temperature of the receiver must reach $800\,^{\circ}\mathrm{C}$. Current heat transfer fluids (synthetic oils or molten salts) do not allow such temperature levels. The PROMES laboratory has been working for about ten years on a concept of dense circulating fluidized-bed receiver, in which a fluidized bed of air and olivine particles acts as the heat transfer fluid. The numerical study of these heated fluidized beds aims to understand the microscopic behavior of the system and, in particular, the heat transfer mechanisms between the walls, the fluidizing air and the particles. The results show that the heat transfer is mainly localized near the walls and is controlled by the residence time of particles close to the surfaces.

Nomenclature

$\boldsymbol{u}$	velocity field, $\mathrm{m/s}$
T	temperature field, K
$\boldsymbol{g}$	gravity field, $\mathrm{m/s^2}$
ρ	density, $\mathrm{kg/m^3}$
μ	dynamic viscosities, $\mathrm{Pa\,s}$
λ	thermal conductivity, $\mathrm{W/(m\,K)}$
c_p	Thermal capacity, $\mathrm{J/(kg\,K)}$
p	pressure, Pa
α_p	particles fraction field
ε	emissivity
J	radiosity, $\mathrm{W/m^2}$
σ	Stefan–Boltzmann law, $\mathrm{W/(m^2\,K^4)}$
F	view factor
S_p	particle surface, $\mathrm{m^2}$
V_p	particle volume, $\mathrm{m^3}$
Φ, $\dot{Q}$	heat flux, W
$_\mathrm{p}$, $_\mathrm{f}$	particle and fluid subscripts
Δx	mesh element size, m
d_p	particle diameter, m
m_p	particle mass, kg

1. Introduction

Gas-solid fluidized beds have long been used as efficient heat exchangers due to their ability to transport heat with a nearly uniform temperature distribution [17]. The intense mixing of particles induced by fluidization enhances wall-to-bed heat transfer coefficients, which are significantly higher than those obtained with single-phase gas flows [17, 19].

Recent studies have highlighted the potential of dense particle suspensions and fluidized beds as heat transfer fluids in Concentrated solar power (CSP) systems [10, 9]. Their ability to operate at high temperatures opens perspectives for advanced thermodynamic cycles, including supercritical steam and supercritical carbon dioxide power cycles and is what's motivate this work. High-temperature fluidized beds are therefore considered as a viable alternative to conventional heat transfer fluids for both heat transport and thermal energy storage in solar tower technologies [11].

Heat transfer between a fluidized bed and confining walls is governed by the formation of thin thermal boundary layers. Compared to single-phase flows, these boundary layers are significantly thinner due to particle–fluid interactions and locally increased interstitial velocities near the wall [17, 16, 22, 24]. These thin boundary layers prevent the fluid to act as an insulating layer, thus increasing the overall heat transfer coefficient [8]. Experimental studies indicate that the effective thickness of the wall boundary layer is of the same order of length then particle diameter [7, 24]. Furthermore, the residence times of particle near the wall determine how fast particles can drain heat of the walls. Recent studies decompose the wall-to-bed heat transfer coefficient into particle convection, fluid convection, and radiation contributions [11]. At low temperatures, particle convection dominates, while fluid convection and radiation become increasingly important at higher temperatures.

The wall-to-bed heat transfer coefficient depends strongly on the fluidization regime and operating conditions. It has been reported that heat transfer is lower near the bed inlet, where particle mixing is poorer, and increases toward the top of the bed [17]. Furthermore, when the fluidization regime is turbulent, the wall-to-bed heat exchange is maximized [13, 14]. This effect can be explained by noting two competing phenomena: on one hand circulation promotes intense particle mixing, preventing the development of stable temperature profiles near the wall and thus mechanically increasing the local temperature gradient and heat transfer coefficient. On the other hand, the formation and upward propagation of start-up bubbles reduce the local solid concentration near the wall, decreasing the effective heat transfer [19]. Increasing pressure also enhances heat transfer by inducing a more homogeneous fluidization [17].

Beyond the heat transfer maximization goal, the strong heterogeneity of solid volume fraction near confining walls, combined with the high temperatures encountered in CSP receivers, leads to spatially non-uniform temperature gradients. This non-uniformity induce thermomechanical stresses in receiver walls, reducing the life span of CSP receiver [6]. Thus, characterizing heat transfer near the walls of fluidized-bed solar receivers supports the development of CSP infrastructures that are both thermally efficient and resistant to long-term thermal stresses.

Experimental studies of fluidized bed in CSP receiver give only partial access to heat transfer mechanism. Indeed, the particle size ($70\,\mu\mathrm{m}$) is too small to be able to fully capture heat transfer at the particle size with current measuring tools. For this reason, detailed experiments on fluidized bed hydrodynamic – like the one reported by Aguilar-Corona, Zenit, and Masbernat [1] and Alméras et al. [2] – use particles of a few millimeters in diameter. Furthermore, for the specific case of CSP applications, most materials capable of withstanding the thermal constraints

imposed by the concentrated solar flux on the receiver are opaque and therefore do not allow optical access to the two-phase flow inside the receiver. For these reasons, the present study aims to analyze the heat transfer mechanisms using a numerical simulation approach, allowing more precise insights into particle behavior in fluidized-bed-based heat transfer.

2. Numerical method

The numerical method presented here has been implemented in the version `1.9.6` of `TrioCFD` , an open source high performance computing code developed by the CEA.

2.1. Two-phase flow solver

The particulate phase is composed of rigid, non-deformable particles. To align with previous experimental and numeric studies, all particles are assumed to be perfectly spherical and monodisperse, *i.e.* they share the same diameter. To reduce the computational cost, the carrier fluid is considered incompressible, and its thermophysical properties are assumed to be constant. Each particle is assumed to have a homogeneous internal temperature, which is justified by the high thermal conductivity of the solid phase and the relatively small particle size. Furthermore, thermal expansion of the particles is neglected. Particle–particle collisions are modelled using a soft-sphere approach [15]. Due to the high rigidity of the particles, deformations during collisions are neglected.

Direct numerical simulations are performed using a one-fluid formulation of the Navier–Stokes and energy equations. In this framework, both fluid and particle phases are described on a single computational domain discretized with an Eulerian mesh. The local hydrodynamic properties (in a mesh cell), such as viscosity and density, vary depending on a phase indicator function – indicating the proportion of each phase in this cell. A significant viscosity ratio between fluid and particles is imposed (usually taken as $\mu_\mathrm{p} = 10^4 \mu_\mathrm{f}$) to enforce particle rigidity and prevent deformation.

One-fluid formulation of both Navier-Stokes and energy is as follows

- Conservation equation:
$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{u} = 0 \tag{1}$$
- Momentum equations:
$$\frac{\partial \rho \boldsymbol{u}}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho \boldsymbol{u} \otimes \boldsymbol{u}) = -\boldsymbol{\nabla} \boldsymbol{p} + \boldsymbol{\nabla} \cdot \left[\mu \left(\boldsymbol{\nabla} \boldsymbol{u} + (\boldsymbol{\nabla} \boldsymbol{u})^{\mathsf{T}} \right) \right] + \rho \boldsymbol{g} + \boldsymbol{F}_{\boldsymbol{c}}^{\boldsymbol{E}} \tag{2}$$
with $\boldsymbol{F}_{\boldsymbol{c}}^{\boldsymbol{E}}$ the force term induced by collisions between particles and between particles and walls.
- Energy equation:
$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_\mathrm{f} c_p T) + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho_\mathrm{f} c_p \boldsymbol{u} T) = \boldsymbol{\nabla} \cdot (\lambda_\mathrm{f} \boldsymbol{\nabla} \boldsymbol{T}) \tag{3}$$

Fluid density and viscosity [18, 20], are locally evaluated using the solid fraction field α_p

$$\rho = \alpha_\mathrm{p} \rho_\mathrm{p} + (1 - \alpha_\mathrm{p}) \rho_\mathrm{f} \tag{4}$$

$$\mu = \frac{\mu_\mathrm{f} \mu_\mathrm{p}}{(1 - \alpha_\mathrm{p}) \mu_\mathrm{p} + \alpha_\mathrm{p} \mu_\mathrm{f}} \tag{5}$$

The particle surfaces are represented using a moving, triangle-based surface mesh, referred to as *Lagrangian* in the following. This mesh evolves in time to track particle motion and is used to reconstruct the phase distribution at each time step, following a front-tracking methodology [21]. This approach enables an accurate description of fluid–particle interfaces while preserving sharp phase boundaries over time. Coupling between the Eulerian and Lagrangian mesh is assure by the $\boldsymbol{F}_{\boldsymbol{c}}^{\boldsymbol{E}}$ force term in Navier-Stokes equations 2 and the velocity field: The force term allows the Lagrangian mesh to influence fluid motion during a collision and the velocity field is used in an interpolation to estimate the movement of the particles over time.

2.2. Heat transfer calculation

The Biot number of particles in a fluidized bed can be expressed as $\mathrm{Bi} = \mathrm{Nu}\,\lambda_\mathrm{f}/\lambda_\mathrm{p}$. For typical gas–solid systems, the ratio between fluid and particle thermal conductivities is small. Furthermore, Nusselt correlations at minimum fluidization and in turbulent regime indicate that the Nusselt stays close to 2 [24, 5, 23, 17]. As a result, the $\mathrm{Bi} \ll 1$ indicating that particles can be modeled as isothermal bodies, simplifying the calculation procedure.

At the particles surface, the temperature boundary condition is imposed using a ghost-fluid approach [12]. The energy equation is solved over the entire domain considering the fluid thermo-physical properties. However, the native approach implemented in `TrioCFD` does not allow the particles' temperature to evolve over time. To do so, we evaluate the heat flux received by each particle, thanks their local Eulerian temperature field, to compute the particle temperature evolution via the following energy balance

$$T_\mathrm{p}{}^{t+\Delta t} = T_\mathrm{p}{}^{t} + \frac{\dot{Q}_\mathrm{p}}{m_\mathrm{p} c_{p_\mathrm{p}}}\Delta t,\ \dot{Q}_\mathrm{p} = \Phi_\mathrm{p} = \Phi_\mathrm{p}{}^{\text{conductive}}. \tag{6}$$

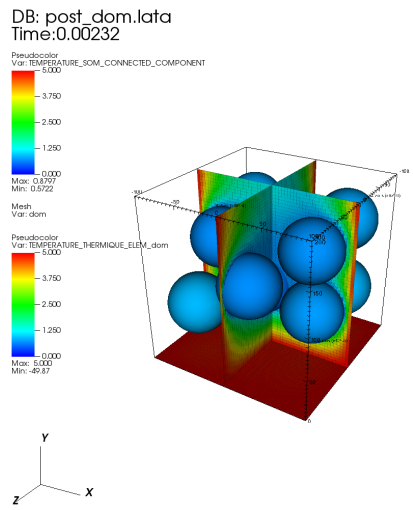
To compute the conductive heat flux, a preliminary study has shown that instead of interpolating the temperature gradient around a particle on the Lagrangian mesh [4, 3], one should instead integrate the temperature laplacian over all cells belonging to a given particle, which can be expressed as

$$\Phi_\mathrm{p}{}^{\text{conductive}} = \iiint_{V_\mathrm{p}} \lambda_\mathrm{f} \nabla^2 T \,\mathrm{d}V \tag{7}$$

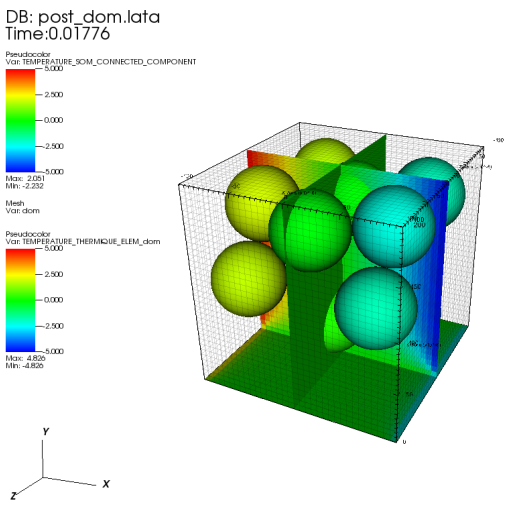
where V_p covers all solid and mixed fluid-solid eulerian cells. To determine which Eulerian cells belong to a given particle, we compute solid cells connected components, assuming that closely spaced particles are always separated by at least one layer of mixed fluid-solid cells. These mixed cells are then assigned to a specific particle by tracing the path from their initial position toward the neighboring cells with the highest solid fraction.

Preliminary simulations showed that, while the method described above accurately predicts conductive and convective heat fluxes for a stationary, single-particle case, discrepancies arise in multi-particle non-stationary cases. To ensure energy conservation, the conductive heat flux can be corrected using the total heat flux entering the particles $\sum_i \Phi_i$, the total heat flux at the walls, and the unsteady energy term associated with temperature fluctuations in the fluid phase, whose magnitude is assumed to be linearly correlated with the conductive heat flux.

$$\Phi_\mathrm{p}{}^{\text{corrected}} = \frac{\Phi_\mathrm{p}}{\sum_i \Phi_i}\left(\Phi_{\text{walls}} - \sum_f m_\mathrm{f} c_{p_\mathrm{f}} \frac{\partial T}{\partial t}\right) \tag{8}$$



(a) Temperature convergence of particles initially at $0\,^{\circ}\mathrm{C}$ with walls temperature at $5\,^{\circ}\mathrm{C}$.



(b) Temperature convergence of particles initially at $0\,^{\circ}\mathrm{C}$ with walls temperatures at $\pm 5\,^{\circ}\mathrm{C}$ *gradient*.

Figure 1 : *Heated fluidized bed preliminary simulation. The particles temperature converge to the local mean temperature of the fluid.*

which guarantees that $\sum \Phi_{\mathrm{p}}{}^{\mathrm{corrected}} = \Phi_{\mathrm{walls}} - \sum_{\mathrm{f}} m_{\mathrm{f}} c_{p\mathrm{f}} \frac{\partial T}{\partial t}$. Figure 1 shows thermal behavior of particles in non-uniform heated fluidized bed.

3. Results

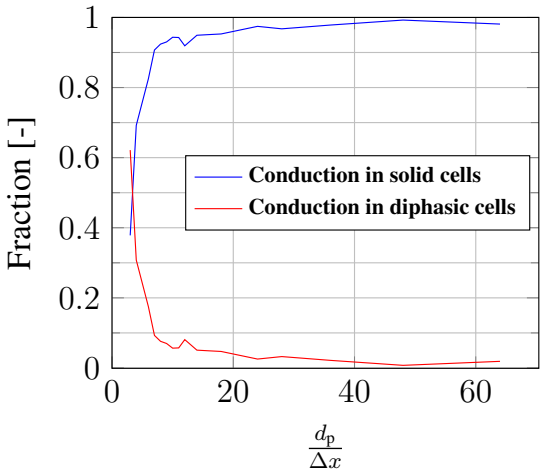
3.1. Single particle case study

Simulations have been conducted to evaluate the validity of heat transfer computation from the fluid to the particles at different resolution. Comparing the computed heat transfer without applying the correction given by equation 8 to the wall heat transfer allows the accuracy of the method to be assessed. From Figure 2b, the resulting error is estimated to be below $0.1\,\%$ for any resolution.

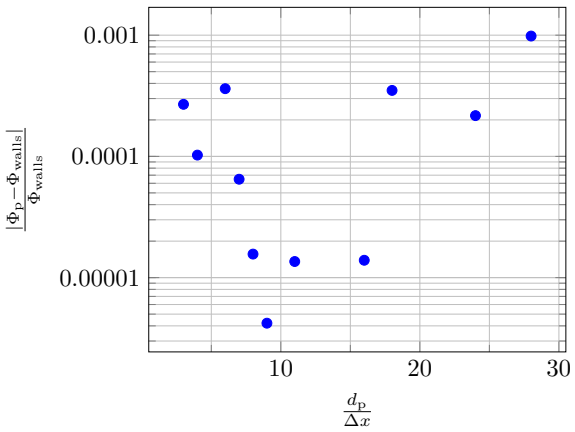
3.2. Multi-particles case study

Following this single-particle validation of the methodology, four different configurations of gas–particle fluidized-bed are investigated. Their properties are summarized in Table 1. These configurations are adapted from the work of Butaye (see Chapter 5 of [4]) to be representative of gas–particle flows in solar receivers. To this end, the particle properties are set to those of olivine [14]. The fluidizing gas stream is defined using the properties of air at $20\,^{\circ}\mathrm{C}$.

The particles have a radius of $d_{\mathrm{p}} = 70\,\mu\mathrm{m}$. The thermal configuration is defined to impose a thermal disequilibrium around a reference temperature T_{ref} Within this framework, the particles are initially at T_{ref}, as is the incoming fluidizing gas. A symmetric thermal disequilibrium is imposed on two of the four side walls, with one wall set to $T_{\mathrm{ref}} + 10\,^{\circ}\mathrm{C}$ and the opposite wall set to $T_{\mathrm{ref}} - 10\,^{\circ}\mathrm{C}$. The two remaining walls, as well as the outlet temperature, are maintained at T_{ref}.



(a) Heat flux decomposition on a single particle for different mesh resolution. Fraction evaluated as $\%_{X_i} = \frac{|X_i|}{\sum |X_j|}$.



(b) Error heat flux computed at the boundaries of the domain and heat flux at from the fluid to the particle. In this stationary case the particle heat flux should equal the wall heat flux.

Figure 2 : *Evaluation of heat transfer in a single particle stationary configuration for different mesh resolution* $\frac{d_p}{\Delta x}$. *The fluid is air at ambient temperature and solid is olivine.* $d_p = 70\,\mu\text{m}$.

Table 1 : *Fluidized-beds properties*

	Inlet velocity [mm/s]	Number of particles	Size
1	13	2134	$(0.84 \times 1.89 \times 0.84)\,\text{mm}^3$
2	26	2134	$(0.84 \times 1.89 \times 0.84)\,\text{mm}^3$
3	52	2134	$(0.84 \times 4.62 \times 0.84)\,\text{mm}^3$
4	52	4268	$(0.84 \times 7.56 \times 0.84)\,\text{mm}^3$
5	52	17072	$(1.68 \times 7.56 \times 1.68)\,\text{mm}^3$

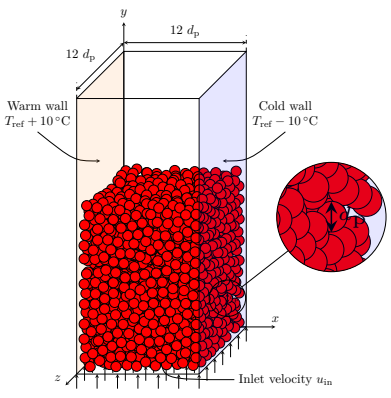


Figure 3 : *Configuration of the fluidized-bed simulations.*

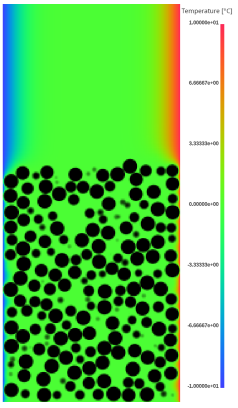


Figure 4 : *Temperature field near the start of the simulation.*

The five configurations differ in inlet gas velocity in order to investigate the effect of changes in the fluidization regime on heat transfer. The fifth case double the base dimensions in order to

limit unwanted boundary effects. The height of the simulation domain is adjusted accordingly to accommodate the increase in bed expansion with increasing fluidization velocity. Simulations are currently under process.

4. Conclusion

A numerical method has been developed to study heat transfer in a heated fluidized bed under air–olivine conditions. A method for evaluating heat transfer from the temperature field was implemented and demonstrated sufficient accuracy in predicting particle temperature evolution over time. Simulations involving larger numbers of particles are currently underway to further investigate heat transfer in fluidized bed.

References

[1] A. Aguilar-Corona, R. Zenit, and O. Masbernat. "Collisions in a Liquid Fluidized Bed". In: *International Journal of Multiphase Flow* 37.7 (Sept. 1, 2011), pp. 695–705. ISSN: 0301-9322.

[2] E. Alméras, O. Masbernat, F. Risso, and R. O. Fox. "Fluctuations in Inertial Dense Homogeneous Suspensions". In: *Physical Review Fluids* 4.10 (Oct. 16, 2019), p. 102301. ISSN: 2469-990X.

[3] E. Butaye, R. Quintana, S. Mer, F. Bataille, and A. Toutant. "Investigation of Heat Transfers with Particle-Resolved Simulations: From Stokes Flow to Fluidized Bed". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 241 (May 15, 2025), p. 126687. ISSN: 0017-9310.

[4] E. Butaye. "Modélisation et Simulations Résolues d'écoulement Fluide-Particules : Du Régime de Stokes Aux Lits Fluidisés Anisothermes". These de doctorat. Perpignan, Dec. 9, 2024.

[5] *Chemical Engineering Volume 1*. Oct. 19, 1999. ISBN: 978-0-08-050101-7.

[6] Y. Deng, A. Le Gal, E. Guillot, G. Flamant, and J. Baeyens. "Particle Conveyance in a Particle-driven CSP Loop: Design, Operation, Attrition and Erosion". In: *E3S Web of Conferences* 643 (Aug. 29, 2025).

[7] F. Di Natale, A. Lancia, and R. Nigro. "A Single Particle Model for Surface-to-Bed Heat Transfer in Fluidized Beds". In: *Powder Technology* 187.1 (Oct. 8, 2008), pp. 68–78. ISSN: 0032-5910.

[8] G. Flamant, N. Fatah, and Y. Flitris. "Wall-to-Bed Heat Transfer in Gas—Solid Fluidized Beds: Prediction of Heat Transfer Regimes". In: *Powder Technology* 69.3 (Mar. 1, 1992), pp. 223–230. ISSN: 0032-5910.

[9] G. Flamant et al. "A New Heat Transfer Fluid for Concentrating Solar Systems: Particle Flow in Tubes". In: *Energy Procedia* 49 (2014), pp. 617–626. ISSN: 18766102.

[10] G. Flamant et al. "Dense Suspension of Solid Particles as a New Heat Transfer Fluid for Concentrated Solar Thermal Plants: On-Sun Proof of Concept". In: *Chemical Engineering Science* vol. 102 (Oct. 2013), pp. 567–576.

[11] G. Flamant et al. "Opportunities and Challenges in Using Particle Circulation Loops for Concentrated Solar Power Applications". In: *Progress in Energy and Combustion Science* 94 (Jan. 1, 2023), p. 101056. ISSN: 0360-1285.

[12] M. Grosso, G. Bois, and A. Toutant. “Thermal Boundary Layer Modelling for Heat Flux Prediction of Bubbles at Saturation: *A Priori* Analysis Based on Fully-Resolved Simulations”. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 222 (May 1, 2024), p. 124980. ISSN: 0017-9310.

[13] R. Gueguen et al. “Gas-Solid Flow in a Fluidized-Particle Tubular Solar Receiver: Off-Sun Experimental Flow Regimes Characterization”. In: *Energies* 14.21 (21 Jan. 2021), p. 7392. ISSN: 1996-1073.

[14] R. Gueguen et al. “Heat Transfer in a Fluidized Bed Tubular Solar Receiver. On-sun Experimental Investigation”. In: *Solar Energy* 265 (Nov. 15, 2023), p. 112118. ISSN: 0038-092X.

[15] M. S. Hamidi, A. Toutant, S. Mer, and F. Bataille. “Assessment of a Coupled VOF-Front-Tracking/DEM Method for Simulating Fluid–Particles Flows”. In: *International Journal of Multiphase Flow* 165 (Aug. 1, 2023), p. 104467. ISSN: 0301-9322.

[16] A. R. Khan and A. Elkamel. “Mathematical Model for Heat Transfer Mechanism for Particulate System”. In: *Applied Mathematics and Computation* 129.2 (July 10, 2002), pp. 295–316. ISSN: 0096-3003.

[17] “Butterworth–Heinemann Series in Chemical Engineering”. In: *Fluidization Engineering (Second Edition)*. Ed. by D. Kunii and O. Levenspiel. Boston: Butterworth-Heinemann, Jan. 1, 1991, p. ii. ISBN: 978-0-08-050664-7.

[18] J. Magnaudet, H. Bruhier, S. Mer, and T. Bonometti. “Rational Constitutive Law for the Viscous Stress Tensor in Incompressible Two-Phase Flows: Derivation and Tests against a Three-Dimensional Benchmark Experiment”. In: *Physical Review Fluids* 10.7 (July 18, 2025), p. 074001.

[19] M. Syamlal and D. Gidaspow. “Hydrodynamics of Fluidization: Prediction of Wall to Bed Heat Transfer Coefficients”. In: *AIChE Journal* 31.1 (1985), pp. 127–135. ISSN: 1547-5905.

[20] A. Toutant. “Viscous Stress Modeling for One-Fluid Approach in Newtonian Two-Phase Flows”. In: *Physics of Fluids* 37.2 (Feb. 1, 2025). ISSN: 1070-6631.

[21] S. O. Unverdi and G. Tryggvason. “A Front-Tracking Method for Viscous, Incompressible, Multi-Fluid Flows”. In: *Journal of Computational Physics* 100.1 (May 1, 1992), pp. 25–37. ISSN: 0021-9991.

[22] X. S. Wang and M. J. Rhodes. “Determination of Particle Residence Time at the Walls of Gas Fluidized Beds by Discrete Element Method Simulation”. In: *Chemical Engineering Science* 58.2 (Jan. 1, 2003), pp. 387–395. ISSN: 0009-2509.

[23] J. G. Yates and P. Lettieri. *Fluidized-Bed Reactors: Processes and Operating Conditions*. Vol. 26. Particle Technology Series. Cham: Springer International Publishing, 2016. ISBN: 978-3-319-39591-3 978-3-319-39593-7.

[24] H. Zhang, J. Degrève, J. Baeyens, and R. Dewil. “Wall-to-Bed Heat Transfer at Minimum Gas-Solid Fluidization”. In: *Journal of Powder Technology* 2014 (Sept. 17, 2014).

Acknowledgements The authors acknowledge GENCI and the TGCC for access to the computational resources used in this study (allocation A0182B11441 – $14 \times 10^6\ \mathrm{h_{CPU}}$**) and the CEA for usage of TRUST/TrioCFD software.**

Une approche Monte Carlo pour l'analyse de sensibilité d'un système de pompe à chaleur automobile au R1234yf

A Monte Carlo Approach for Sensitivity Analysis of an Automotive R1234yf Heat Pump System

Chrisle JOSEPH CHARLS[2*], Benjamin REMY[1], Abdelhamid KHEIRI[1], Jean-Michel FIARD[2], Thierry BOILEAU[1]

[1]Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France
[2]Renault Group, Ampere S.A.S, 78280 Guyancourt, France
[*](Corresponding author: chrisle.joseph-charls@ampere.cars)

Résumé
Cette étude analyse les incertitudes de mesure liées aux paramètres d'entrée d'un modèle de système de pompe à chaleur pour véhicule électrique. Un modèle thermique unidimensionnel, développé sous AMESIM et dont les composants ont été préalablement corrélés à des données expérimentales, sert de base à l'évaluation. Des variations contrôlées sont appliquées à des paramètres tels que la masse de fluide frigorigène, les paramètres de contrôle et la vitesse de l'air. Leurs effets sur le COP et la consommation d'énergie, en régime permanent, sont quantifiés pour un système fonctionnant au R1234yf. Les comportements du modèle avec régulation PID sont comparés. Les résultats visent à démontrer l'utilité de la méthode de Monte Carlo pour optimiser le dimensionnement et les stratégies de contrôle, afin d'assurer des performances robustes dans les véhicules électriques.

Abstract -
This study analyzes the uncertainties in measurements linked to the input parameters of an automotive heat pump system model. A 1D thermal model developed in AMESIM with components formerly correlated with experimental data, serves as the basis of the evaluation. Controlled variations are applied to parameters such as refrigerant mass, subcooling target and air speed. Their effects on COP and power consumption, in steady-state cabin heating mode, are qualitatively summarized for an R1234yf system. Model behaviors with PID regulation are compared. The results aim to demonstrate the utility of the Monte Carlo method to optimize sizing and control strategies for robust performance in electric vehicles.

Abbreviations

COP Coefficient of Performance
EV Electric Vehicle
EXV Expansion Valve
PID Proportional Integral Derivative control

1. Introduction

Automotive heat pump systems are a rising trend in the EV market owing to the increased efficiency of the system translating into EV autonomy gains. This is especially because thermal energy used for cabin comfort can significantly affect the total energy consumption of EVs and hence directly influence the range of the vehicle [1]. Heat pumps used in EVs fall under the

category of variable temperature lift, subcritical vapor compression refrigerant systems. This is necessary owing to the different ambient temperatures at which an EV is required to operate while serving a range of cabin and battery temperatures. At very low ambient temperatures, present EV heat pumps struggle to maintain their advantage and require supplementary PTC heaters to meet the heating demands of the vehicle.[2]

In EVs, heat pumps are principally designed to serve two major thermal loads: the battery and the cabin while interacting with the ambient [3]. Therefore, these systems need to run in multiple operating modes and can have multiple heat-rejecting and heat-absorbing exchangers in action throughout the driving period of the vehicle in order to meet the varying thermal demands in the car. This causes the system to have more than one feedback control loop operating upon different components in the heat pump system simultaneously depending on the operating mode [4][5]. This in turn increases the difficulty of deciphering the influence of each individual sizing and operating parameter on the overall performance parameters of the heat pump system model. Besides this, depending on the refrigerant used the control loop calibration parameters would vary depending on the difference in the required operating pressures. This is especially true for R1234yf, the widely used industrial drop-in substitute to the former R134a automotive heat-pumps in Europe [6][7][8].

At the lowest level, the refrigerant line of an automobile heat pump system alone has a minimum of two control loops for a simple heat pump configuration of a single condenser and single evaporator. The compressor speed is usually controlled to attain a target condenser air exit temperature whereas the expansion valve or the metering device is controlled to maintain a specific degree of refrigerant subcooling/superheating at the condenser or evaporator respectively. Since the heat pump systems in automobiles generally include the use of an accumulator in between the evaporator exit and the compressor inlet, the expansion device is generally controlled for a certain degree of subcooling of the refrigerant at the exit of the condenser. In addition, further control loops are implemented in the system for the control of air flow rate over the condenser and the evaporator.

The thermal system in EVs is essentially a system of systems which can be further subdivided into the heat pump system (refrigerant loops), the coolant circuits and the air circuits. What seems necessary while creating the digital twin or simulating such a complex system of systems is the need to identify the right set of input parameters that affect the desired output parameters of an isolated but coupled nonlinear subsystem. While thermophysical approaches are the classical way of identifying white-box (pure-physics) model parameters in order of sensitivity for heat pump systems; the method is heavily dependent on experimental tests or on the physical equations identified which are specific to the type of heat pump technology and the refrigerant used [9]. Besides, the sensitivity study of a heat pump system fully driven by multiple PID control loops is scarce in literature. This requires more intensive computational power and consumes more time both simulating and experimentally while sweeping all the minimum required operating points [10]. The objective of this work is to consider the use of the Monte Carlo method to help shortlist the input parameters that influence the desired outputs of an industrial grey-box heat pump subsystem especially when isolated from a larger model.

Although Monte-Carlo methods are well known in energy systems, HVAC design and building performance modeling, it is very rarely applied to an automotive thermal management context with active control loops. One other physics relevant study in the EV automotive sector is that on the impact of heat pumps and EV on the disruption of low voltage feeders although this is considerably distant from the present study's scope [11]. The intention of this study is to explore the utility of Monte Carlo method in helping understand the sensitivity of isolated

physical subsystems in complex automotive thermal systems. The complexity of the system is evident in its nature of being a highly non-linear coupled system; at a model level, it requires a clear distinction of correlation parameters, passive parameters (i.e., geometrical data & controller gain values), and active parameters such as air mass flowrates.

2. Objective

The objective of this work is to vary the input parameters of an R1234yf automotive heat pump system model in cabin heating mode to simulate uncertainty in input and control measurements to understand the propagation of error and the corresponding variations in the key performance indicators of the model. The study would also help verify the utility of the Monte-Carlo method in the global sensitivity analysis of non-linear controlled systems like that of heat pump models with multiple control loops.

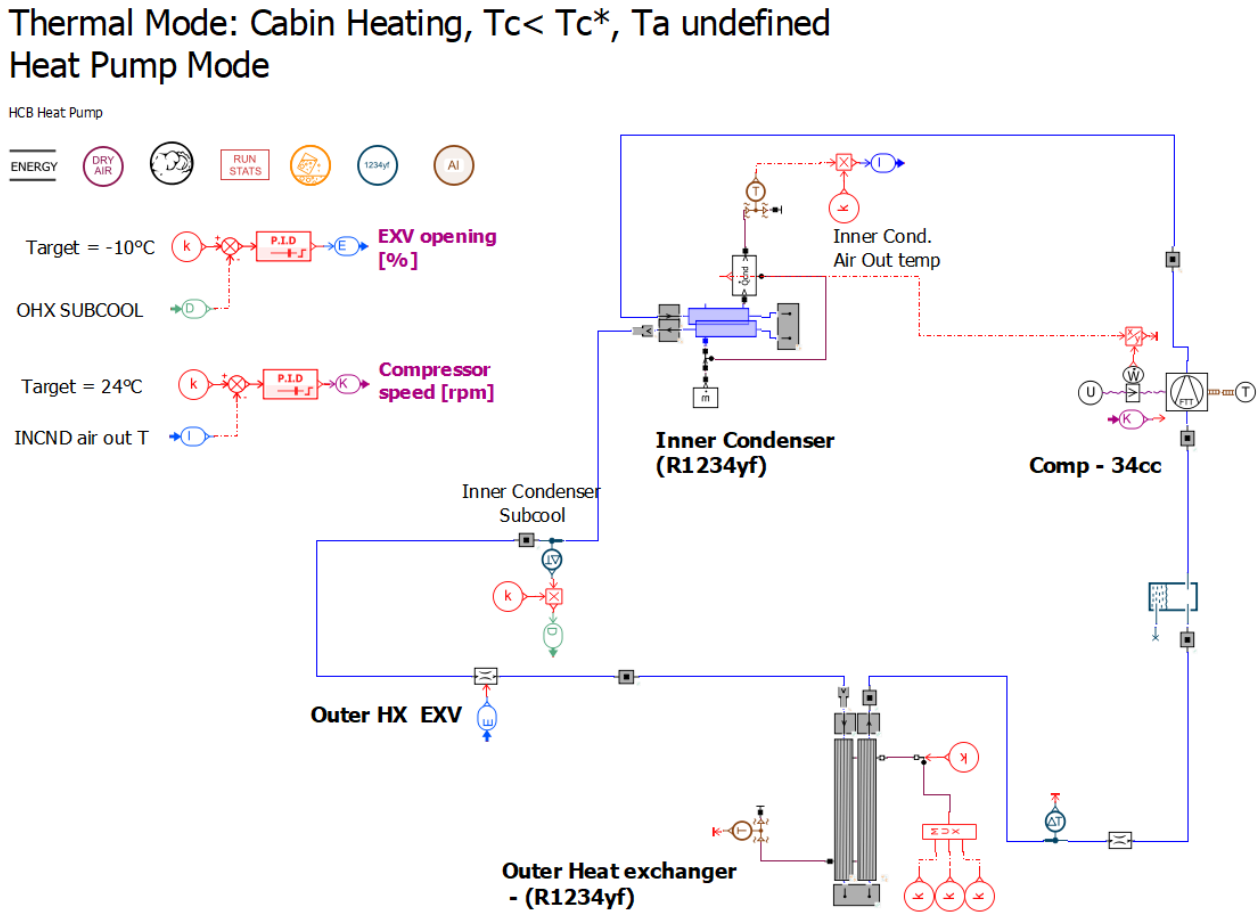


Figure 1: Schematic Diagram of the 1D Heat Pump Model in AMESIM

3. Methodology

The important foundation for the validity of the application of Monte Carlo method is that the component grey-box or black-box models used for the simulated the heat pump subsystem are well correlated with their experimental results. Besides this, it is necessary that all the significant components of the actual subsystem are well integrated into the model.

In order to carry out this study, a grey-box heat pump subsystem model representing the cabin heating mode of a commercially marketed EV was taken. The circuit was developed as a

1D model in Simcenter AMESIM software for the purpose of simulations. The individual components in the circuit, namely the outer heat exchanger (functioning as an evaporator in this thermal mode), inner condenser, compressor and expansion valve were previously identified grey-box models and tuned to ensure correlation with their experimental data. The compressor model was a finite-time-thermodynamic model correlated for an electrically driven scroll-type compressor of 34 cm^3 capacity. Pressure drop along the low-pressure gas line between the outer heat exchanger and the accumulator was modelled as an orifice pressure drop. Apart from this, the refrigerant tubing between the components were not modelled since their pressure drop is considered minimal and thus simplify the model. The simulation was run for an ambient temperature of -20 degree Celsius. This temperature also served as the initialization temperature of the circuit components and the refrigerant. The mean operating point was selected based on a validated running point in the vehicle. In order to assess the steady state performance of the heat pump, the air flow into the cabin condenser was continuously maintained at -8 degree Celsius at its inlet and the mass flow & relative humidity were maintained constant. Similarly, the air speed and relative humidity at the entry of the front-end module of the outer heat exchanger was also held constant while the ambient air temperature was set to be the temperature of the air entering the evaporator.

Input Parameter	*Unit*	*Mean Value*	*Standard Deviation*	*Results Series Number*
Ambient Temperature	°C	-20	2	8
Refrigerant Mass	Kg	0.5	0.05	3
Target Subcool	°C	-10	1	1
Target Condenser Air Outlet Temperature (TCAOT)	°C	24	2.4	2
Sensor Bias	%	100	10	6 (TCAOT),7(Subcool)
Cabin Air Mass Flow Rate	Kg/h	380	38	4
Evaporator Air Velocity	m/s	2	0.2	5

Table 1: *Input Parameter Distribution for Monte Carlo Analysis*

Each simulation was run for 2000 seconds in order to ensure that the system had arrived at its steady state. In order to implement the Monte Carlo uncertainty analysis, for each run, the model's selected input parameters were varied one at a time with a Gaussian distribution standard deviation of 10% of the mean value of the operating point (refer Table 1). 100 Latin hypercube sampled points were generated and simulated for using the same seed number for each input parameter studied. The overall key performance indicators for EV heat pump model are the heat rejected by the condenser and the COP of the system. COP in this system is defined as the heat power rejected by the condenser divided by the power consumed by the compressor in the system. The power consumed by the controllers and the EXV for varying the metering area is neglected in this calculation as they are considered negligible. Apart from this, other indicators are also studied such as the compressor discharge temperature and the mass flow rate in the system. Together, these serve also as a set of comparison parameters to compare other heat pump systems running on different refrigerants or of different geometric dimensions.

4. Results & Discussion

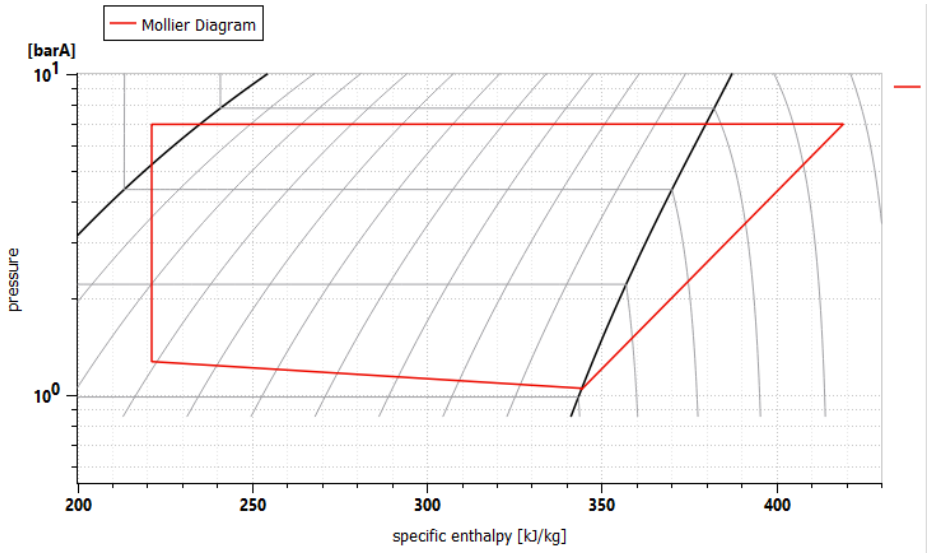


Figure 2: Steady State Mollier Diagram of the System at -20°C Ambient temperature

A pressure-enthalpy trace (Figure 2) of the system at its steady state was plotted to ensure to confirm the steady state nature of the mean operating point selected for the study. The control implemented on the system expansion valve ensures that the system attains a minimum subcooling before exiting the condenser, hence reducing the risk of flash gas formation during the expansion stage. There is also a negligible pressure drop induced by the presence of the accumulator in the system between the evaporator exit and the compressor inlet.

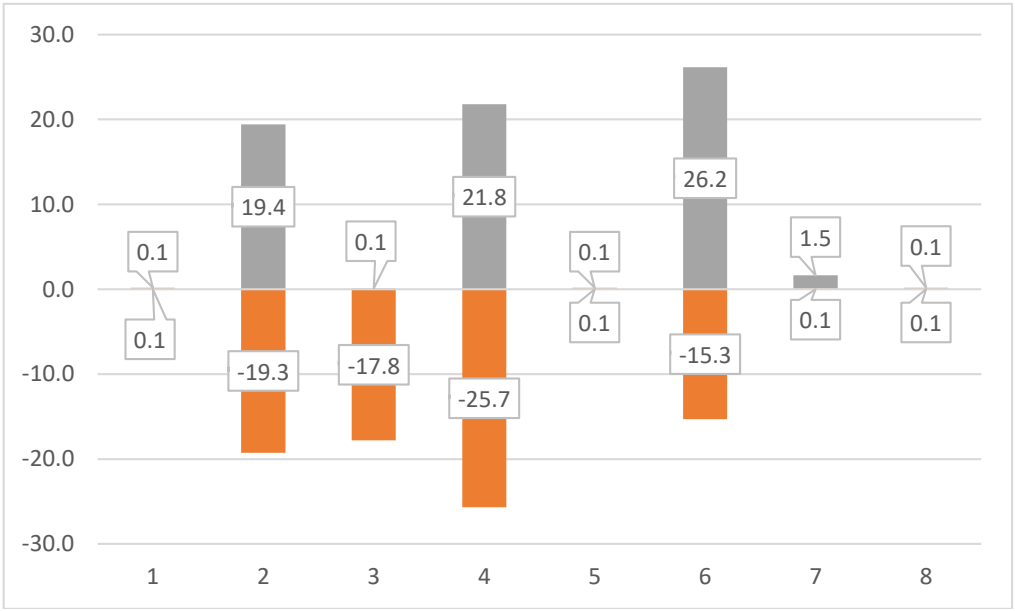


Figure 3: Sensitivity Study – Parameter Variations vs. Heat Rejected by Condenser (% change)

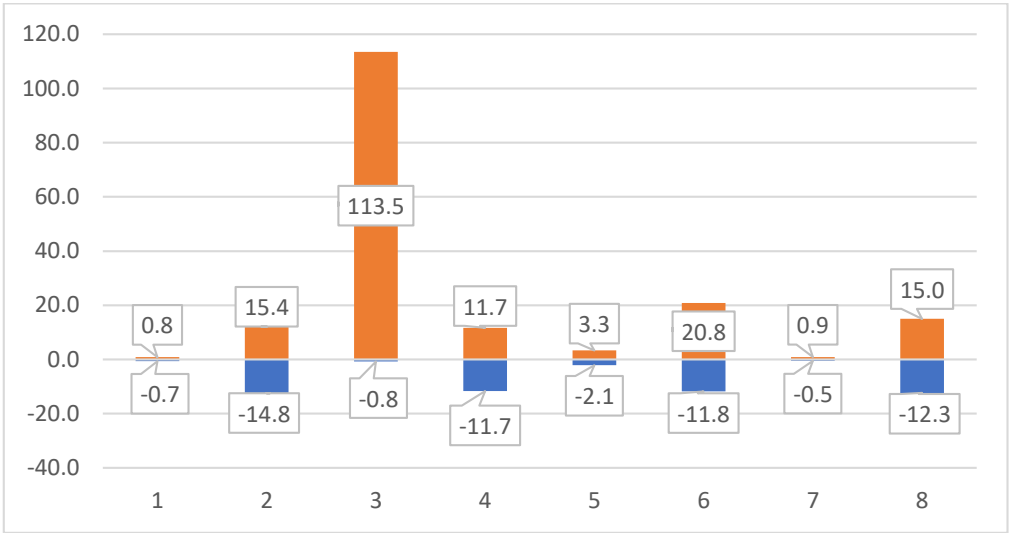


Figure 4: Sensitivity Study - Parameter Variations vs. Compressor Discharge Temperature (% change)

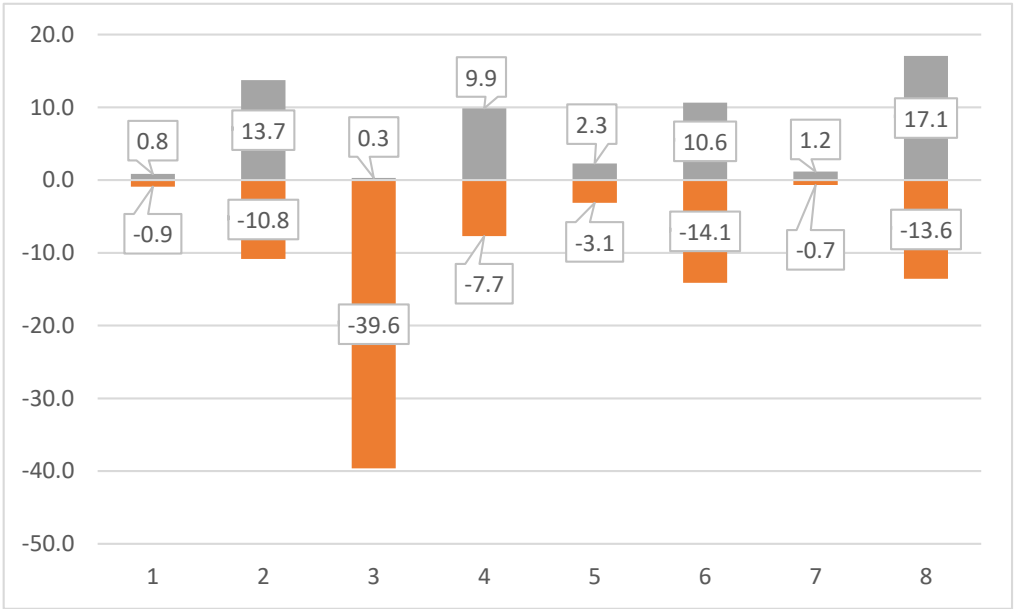


Figure 5: Sensitivity Study - Parameter Variations vs. System COP (% change)

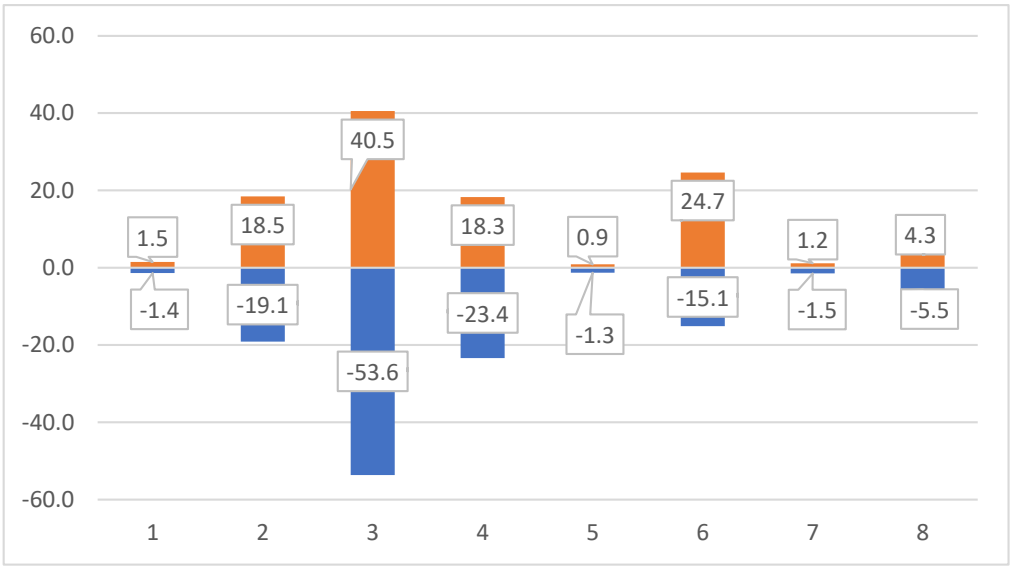


Figure 6: Sensitivity Study - Parameter Variations vs. System Mass flow rate (% change)

At the steady state operating point corresponding to the mean value of the active parameters, the COP was observed to be 2.18 and the discharge temperature of the compressor was 63.85°C. It ensured a constant refrigerant mass flow of 61.72 kg/hr through the circuit and delivered a steady heating power of 3.39 kW at the condenser air side. Of the studied parameters the refrigerant mass charge in the system seems to influence the system outputs significantly when the system is undercharged. But for a value of refrigerant charge beyond the necessary charge, the system COP and heat rejected by the condenser remained the same.

The parameters with the highest variation on the system performance indicators (Figures 3-6) were the cabin condenser air mass flow rate, the ambient temperature and the condenser air outlet temperature control target and its sensor bias value. This indicates that errors in the measurement of these parameters are of higher importance and hence require a lower uncertainty range during the experimental tests.

5. Conclusion

Based on the simulation study done, the Monte Carlo method is verified as an appropriate method for determining the sensitivity of parameters in the automotive heat pump model outputs. Besides this, extending the study for simultaneous multiple input variables variations at a time can potentially help obtain system operating points outside of the defined control loop trajectories that could be optimized for higher system performance indicator values. This could thus help in the fine tuning of the system controls and also in obtaining the Sobol indices for black-box based models of industrial heat-pump subsystems. Similar to conclusions from other studies [12], a potential limitation of the presented approach on local sensitivity could be the dependency of the study to be centered on a previously identified steady state operating point of the subsystem which in the case of EV heat pumps would change significantly for a different mode of operation. Hence the sensitivity results obtained would be specific to the operating mode of the heat pump in cabin heating application.

Applying this method to the geometric parameters of the subsystem would help in the design and optimal the sizing of the subsystem components, provided the component models used in the subsystem are well correlated for geometric variations. During the generation of the sampling points, it is important to additionally impose constraints to eliminate physically impossible operating points of the system.

The method is also useful in correlation studies of grey-box models of the heat pump system in highlighting the propagation effect of constant errors due to uncertainties in measurement of active input parameters upon the output parameters around the given steady state operating point.

References

[1] Kambly, K., & Bradley, T. H. (2015). Geographical and temporal differences in electric vehicle range due to cabin conditioning energy consumption. Journal of Power Sources, 275, 468–475. https://doi.org/10.1016/j.jpowsour.2014.10.142

[2] Xue, B., Zhou, Y., Chen, P., Meng, X., & Zhang, J. (2025). Study on Performance of Integrated Thermal Management Strategy for Hybrid Electric Vehicles Under Low-Temperature Conditions. *Processes*, *13*(3), 651. https://doi.org/10.3390/pr13030651

[3] Zhang, N., Lu, Y., Hajabdollahi Ouderji, Z., & Yu, Z. (2023). Review of heat pump integrated energy systems for future zero-emission vehicles. Energy, 273, 127101. https://doi.org/10.1016/j.energy.2023.127101

[4] Franco, S. S., Henríquez, J. R., Ochoa, A. A. V., da Costa, J. A. P., & Ferraz, K. A. (2022). Thermal analysis and development of PID control for electronic expansion device of vapor compression refrigeration systems. Applied Thermal Engineering, 206, 118130. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2022.118130

[5] Qin, Z., Wang, X., Zhang, H., Liu, F., Zhang, F., & Han, H. (2024). Research on heat pump air conditioner compressor speed control strategy based on whale algorithm. Case Studies in Thermal Engineering, 53, 103939. https://doi.org/10.1016/j.csite.2023.103939

[6] Wang, H., Zhang, S., Li, H., & Guo, X. (2022). Theoretical analysis and experimental research on R1234yf as alternative to R134a in a heat pump system. Environmental Progress & Sustainable Energy, 41(3), e14041. https://doi.org/10.1002/ep.14041

[7] Liu, Y., Li, W., Shi, J., & Chen, J. (2020). Review and potential analysis of R1234yf heat pump technology. Journal of Refrigeration, 41(1). https://doi.org/10.3969/j.issn.0253-4339.2020.01.010

[8] Aral, M. C., Suhermanto, M., & Hosoz, M. (2021). Performance evaluation of an automotive air conditioning and heat pump system using R1234yf and R134a. Science and Technology for the Built Environment, 27(1), 44–60. https://doi.org/10.1080/23744731.2020.1776067

[9] Zou, H., Huang, G., Shao, S., Zhang, X., Tian, C., & Zhang, X. (2017). Experimental study on heating performance of an R1234yf heat pump system for electric cars. *Energy Procedia*, 142, 1015–1021. https://doi.org/10.1016/j.egypro.2017.12.348

[10] Liu, H., & Cai, J. (2021). A gray-box dynamic modeling method for variable speed direct expansion systems. In Proceedings of the 18th International Refrigeration and Air-Conditioning Conference at Purdue University. Purdue e-Pubs. https://docs.lib.purdue.edu/iracc/2250/

[11] Li, Y., & Crossley, P. A. (2014). Monte Carlo study on impact of electric vehicles and heat pumps on LV feeder voltages. IET Conference Proceedings, 12th International Conference on Developments in Power System Protection (DPSP 2014), 2014, 12.13. https://doi.org/10.1049/cp.2014.0095

[12] Zio, E., & Pedroni, N. (2012). Monte Carlo simulation-based sensitivity analysis of the model of a thermal–hydraulic passive system. Reliability Engineering & System Safety, 107, 90–106. https://doi.org/10.1016/j.ress.2011.08.006

Acknowledgements

We would like to thank the RNTBCI team of Renault Group in India and the Ampere team of Renault Group in France who helped us with identification of the components for the model.

Une approche pseudo-analytique basée sur la formulation *improved lumped* pour la reconstruction transitoire du flux thermique en écoulement dispersé sous conditions de type APRP.

A pseudo-analytical improved lumped approach for transient heat flux reconstruction in dispersed flow under LOCA-like conditions.

João SILVA FILHO[1], **Juan LUNA VALENCIA**[2], **Arthur OLIVEIRA**[3], **Tony GLANTZ**[2], **Alexandre LABERGUE**[1], **Michel GRADECK**[1*]

[1] Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France
[2] Autorité de Sûreté Nucléaire et de Radioprotection (ASNR), PSN-RES/SEMIA/LEMC, F-13115, Saint Paul-Lez-Durance, France
[3] GOTAS/LETeF, Department of Mechanical Engineering, São Carlos School of Engineering, University of São Paulo, São Carlos, Brazil
*(Corresponding author: joao.silva-filho@univ-lorraine.fr)

Résumé - Ce travail présente une méthode pseudo-analytique pour l'estimation du flux thermique transitoire à la paroi interne d'un tube chaud soumis à un renoyage, dans des conditions de type APRP. L'approche combine une formulation *improved lumped* avec la résolution de l'équation de la chaleur à variation axiale, en conservant partiellement les effets des gradients radiaux, avec un faible coût de calcul. Le modèle a été évalué avec des données d'écoulements dispersés obtenues dans l'installation COLIBRI. Les profils de flux thermique prédits sont cohérents avec ceux obtenus par une méthode conventionnelle, avec des écarts résiduels principalement liés à l'estimation des valeurs pics. Bien que limitée aux conditions d'écoulements dispersés, cette étude constitue une étape importante vers la reconstruction du flux thermique dans des expériences de renoyage.

Abstract - This work presents a pseudo-analytical method for estimating the transient inner wall heat flux of a hot tube subjected to a reflooding scenario under LOCA-like conditions. The approach combines an improved lumped formulation with the solution of the axially varying heat conduction equation, while partially retaining radial gradient effects and maintaining a low computational cost. The model was evaluated using dispersed flow data obtained from the COLIBRI facility. The predicted heat flux profiles are consistent with those obtained using a conventional method, with remaining discrepancies mainly associated with peak values. Although limited to dispersed flow conditions, this study represents an important step toward heat flux reconstruction in reflooding experiments.

Nomenclature

A	finite difference coefficient, $1/\mathrm{m}^2$
B	finite difference coefficient, $1/\mathrm{m}^2$
C_1	average temperature coefficient, $\mathrm{K/W}$
C_2	geometric coefficient, $1/\mathrm{m}^2$
C_3	improved lumped constant, $(-)$
C_4	improved lumped constant, $\mathrm{m}^2\,\mathrm{K/W}$
E_d	total dissipated energy, J
F	source term in the averaged energy equation, $\mathrm{K/m}^2$
h_c	convective-radiative heat transfer coefficient, $\mathrm{W/(m}^2\,\mathrm{K)}$
k	thermal conductivity, $\mathrm{W/(m\,K)}$
q''	heat flux, $\mathrm{W/m}^2$
Q	volumetric heat generation rate, $\mathrm{W/m}^3$
r	radial coordinate, m
t	time, s
T	temperature, K
z	axial coordinate, m
Δt	time step, s
Δz	axial spatial step, m
Greek symbols	
α	thermal diffusivity, m^2/s
ρ	density, $\mathrm{kg/m}^3$
θ	temperature difference between outer wall and ambient medium, K
Subscripts and superscripts	
av	radial average
e	outer surface
i	inner surface
m	measured value
max	maximum axial position
n	time step index
w	wall
∞	ambient condition

1. Introduction

Flow boiling phenomena are crucial in nuclear safety research, as several postulated accidents in water-cooled reactors are directly related to the coolant capability in the reactor core. One important example is the loss-of-coolant accident (LOCA) in Pressurized Water Reactors (PWRs), which results from breaches in the primary circuit that lead to rapid vessel depressurization. This process causes a significant rise in cladding temperature, which may ultimately result in core melting. To mitigate this scenario, Emergency Core Cooling Systems (ECCS) are designed to inject borated water into the reactor vessel, removing residual decay heat and restoring the core cooling capability.

This period, most commonly known as the reflooding phase, is characterized by four distinct vertical regions [1]: i) single-phase liquid water; ii) a quenching front, characterized by intense boiling; iii) a vapor core with entrained droplets; and iv) single-phase steam. The coexistence of multiple heat transfer and hydrodynamic regimes poses significant challenges to the overall understanding of the phenomenon. In addition, each regime presents its own modeling difficulties, such as thermal and hydrodynamic non-equilibrium between liquid and vapor phases in dispersed flows [2, 3]. Therefore, many aspects of flow boiling during LOCA remain insufficiently understood and require further investigation.

Among the relevant parameters for understanding flow boiling, those associated with thermal measurements play a crucial role, especially from a nuclear safety perspective. Traditional approaches for estimating the heat flux at the inner surface of heated channels rely on external temperature measurements and lumped assumptions for modeling heat conduction through the wall. Peña Carrillo [4, 5] and Luna Valencia [6, 7], for instance, investigated dispersed flows in cylindrical geometries under the assumption of negligible radial temperature gradients based on the Biot number criterion ($\mathrm{Bi} << 0.1$). Although valid under film boiling conditions, the lumped assumption fails to accurately predict the thermal behavior along the full length of flow boiling near LOCA conditions. In the quenching region, high heat transfer coefficients are expected ($\mathrm{Bi} >> 1$), requiring alternative techniques for heat flux estimation.

This paper introduces a reduced-order solution to a transient two-dimensional heat conduction problem as an alternative method for estimating boundary heat flux. The approach combines the improved lumped formulation proposed by Cotta and Mikhaĭlov [8] with a finite difference method. The proposed solution seeks to retain the low computational cost typical of lumped models while preserving information about temperature gradients expected under flow boiling conditions close to LOCA scenarios. Experimental data obtained in the COLIBRI facility were employed for heat flux estimation through the proposed method, and the resulting profiles were then compared with those obtained using the method of Peña Carrillo [4] and Luna Valencia [6]. This represents an important step toward assessing the applicability of the method to future reflooding experiments.

2. Methodology

2.1. Heat conduction problem

Figure 1 presents the physical problem addressed in this work. The test section employed in COLIBRI consists of a 100 mm-long hollow cylinder made of Inconel 625, with internal and external diameters of 11.78 mm and 12.92 mm, respectively. The geometry was designed to represent subchannel flow in a fuel assembly and is based on hydraulic diameter equivalence. Convective and radiative heat losses occur at the external surface and are evaluated using the measured external surface temperature, $T_m(z,t)$. Because the temperature field obtained from the infrared camera is limited to a narrow angular region (i.e., pixels near the centerline), only the heat flux along an axial line is estimated; therefore, an axisymmetric assumption is adopted. At the inner surface, the internal flow is represented by a heat flux profile, $q''_w(z,t)$. Volumetric heat generation, Q, is included to mimic the decay heat expected in fuel rods. Finally, axial temperature gradients at both ends are neglected. This assumption is justified since the analysis is restricted to the central section (60 mm) of the tube, excluding pixels near the boundaries.

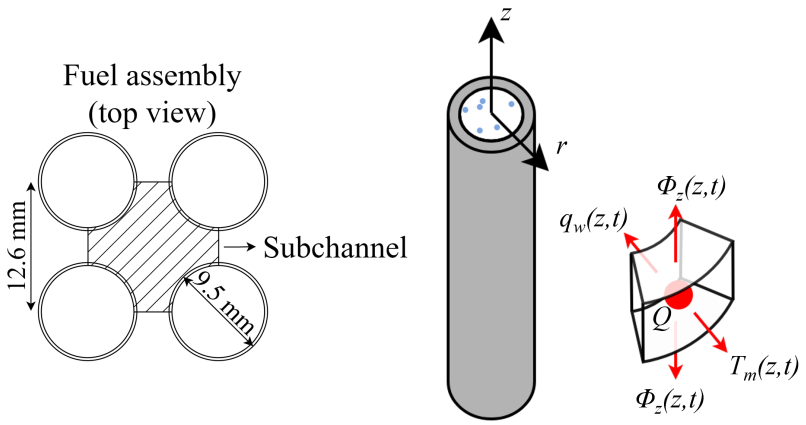


Figure 1 : *Schematic drawing of the subchannel geometry (left) and the heat conduction problem (right)*

Assuming constant thermophysical properties, the governing heat conduction equation is given by:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial T}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}+\frac{Q}{k}=\frac{1}{\alpha}\frac{\partial T}{\partial t} \tag{1}$$

where $T(r, z, t)$ is the transient temperature field, k is the thermal conductivity, and α is the thermal diffusivity. According to the imposed physical conditions, the following boundary conditions are applied:

$$\left.\frac{\partial T}{\partial r}\right|_{r=r_i} = \frac{q''_w}{k} \tag{2}$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial r}\right|_{r=r_e} = \frac{h_c(T_\infty - T_m)}{k} = -\frac{h_c\theta_m}{k} \tag{3}$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{z=0} = \left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{z=z_{max}} = 0 \tag{4}$$

where h_c is the convective-radiative heat transfer coefficient and T_∞ is the surrounding fluid temperature. The initial condition is taken as $T_{initial} = T_m(1)$.

To apply the improved lumped formulation proposed by Cotta and Mikhaĭlov [8], the average radial temperature of the hollow cylinder is first defined as:

$$T_{av} = \frac{2}{(r_e^2 - r_i^2)} \int_{r_i}^{r_e} rT dr \tag{5}$$

This approach integrates one spatial dimension, similar to the classical lumped capacitance model. However, unlike the conventional approach, the improved lumped formulation preserves partial information about temperature gradients in the integrated direction, making it more suitable for high Biot number problems. Applying the operator $\int_{r_i}^{r_e} r\,dr$ to Equation (1) and using Equation (5) leads to the following formulation:

$$C_1 q_w + C_2\theta_m + \frac{\partial^2 T_{av}}{\partial z^2} + \frac{Q}{k} = \frac{1}{\alpha}\frac{\partial T_{av}}{\partial t} \tag{6}$$

where C_1 and C_2 are constants:

$$C_1 = \frac{-2r_i}{(r_e^2 - r_i^2)k} \tag{7}$$

$$C_2 = \frac{-2r_e h_c}{(r_e^2 - r_i^2)k} \tag{8}$$

Equation (6) relates both boundary conditions to the average radial temperature without additional approximations. A second relation between these quantities can be obtained using Hermite integral approximations, as presented by Mennig et al. [9]. The $H_{1,1}$ formulation (corrected trapezoidal rule) is written as:

$$H_{1,1} : \int_0^h y(x)dx \approx \frac{h}{2}[y(0) + y(h)] + \frac{h^2}{12}[y'(0) - y'(h)] \tag{9}$$

Applying this formulation to approximate both the average temperature and the heat flux profiles yields:

$$T_{av} \approx \frac{1}{(r_e + r_i)}(r_e T_m + r_i T_{(r_i)}) + \frac{(r_e - r_i)}{6(r_e + r_i)}\left[T_{(r_i)} - T_m + \frac{(q_w r_i + h_c \theta_m r_e)}{k}\right] \tag{10}$$

$$T_m - T_{(r_i)} = \int_{r_i}^{r_e} \frac{\partial T}{\partial r} dr \approx \frac{(r_e - r_i)}{2k}(q_w - h_c \theta_m) - \frac{(r_e - r_i)^2}{12k}\left(\frac{q_w}{r_i} + \frac{h_c \theta_m}{r_e}\right) \tag{11}$$

where $T_{(r_i)}$ is the inner wall temperature. Combining Equations (10) and (11), a new expression relating the average temperature and the boundary conditions is obtained:

$$T_{av} = T_m + C_3 \theta_m + C_4 q_w \tag{12}$$

where C_3 and C_4 are constants:

$$C_3 = \frac{(r_e - r_i)(19 r_e^2 + 38 r_e r_i - 5 r_i^2) h_c}{72 r_e (r_e + r_i) k} \tag{13}$$

$$C_4 = \frac{(r_e - r_i)(r_e^2 - 2 r_e r_i - 23 r_i^2)}{72 r_i (r_e + r_i) k} \tag{14}$$

Combining Equations (6) and (12) yields an expression involving only the boundary conditions. However, the resulting relation is a non-homogeneous partial differential equation, first order in time and second order in space, with some mathematical complexity. To overcome this problem, a numerical solution based on the finite difference method was adopted. Initially, both equations were merged to obtain a single equation governing the average temperature:

$$\frac{\partial^2 T_{av}}{\partial z^2} - \frac{1}{\alpha}\frac{\partial T_{av}}{\partial t} + \frac{C_1}{C_4} T_{av} = \frac{C_1}{C_4} T_m + \left(\frac{C_1 C_3}{C_4} - C_2\right)\theta_m - \frac{Q}{k} = F \tag{15}$$

where $F(z,t)$ is a function of the internal heat generation Q and the measured temperature T_m. The spatial derivative is approximated explicitly using a three-point central difference scheme, while the temporal derivative is discretized using a first-order backward scheme. This leads to the following matrix form:

$$\boldsymbol{T}_{av}^{n} = \boldsymbol{M}^{-1}\left(\boldsymbol{F} - \frac{\boldsymbol{T}_{av}^{n-1}}{\alpha \Delta t}\right) \tag{16}$$

where:

$$\boldsymbol{M} = \begin{bmatrix} 1 & -2 & 1 & \cdots & 0 \\ A & B & A & \cdots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & A & B & A \\ 0 & \cdots & 1 & -2 & 1 \end{bmatrix} \tag{17}$$

$$A = \frac{1}{\Delta z^2} \tag{18}$$

$$B = \frac{C_1}{C_4} - \frac{2}{\Delta z^2} - \frac{1}{\alpha \Delta t} \tag{19}$$

The boundary conditions were derived from Equation 4 and are given by:

$$\left.\frac{\partial^2 T_{av}}{\partial z^2}\right|_{z=0} = \left.\frac{\partial^2 T_{av}}{\partial z^2}\right|_{z=z_{max}} = 0 \tag{20}$$

The initial average temperature was estimated by assuming a negligible initial heat flux, yielding $T^1_{av} = T_m(1) + C_3\theta_m(1)$. Finally, the heat flux profile was obtained from Equation 12.

2.2. Experimental data from COLIBRI

As mentioned in the Introduction, the COLIBRI facility was designed to characterize dispersed flows under LOCA-like conditions [4, 6]. The experiments involved the simultaneous injection of vapor and droplets into the heated tube. An infrared camera was used to measure the external surface temperature of the tube, which was subsequently used to estimate the inner surface heat flux. In this methodology, a lumped parameter assumption was adopted, enabling direct estimation of the heat flux. Four experiments conducted by Luna Valencia [6] were used for model validation (Table 1). Using the same experimental conditions as input, the proposed model estimated the heat flux profiles from the measured temperatures. These results were then compared with the heat flux obtained using the conventional approach.

	$\dot{m}_v$	$\dot{m}_d$	Q
	kg/h	kg/h	kW/m^3
Experiment 1	4	8	0
Experiment 2	1.6	7.3	0
Experiment 3	3.1	8	0
Experiment 4	3.9	5.1	0

Table 1 : *Experimental input conditions: vapor mass flow rate, droplet mass flow rate, and internal heat generation rate*

2.3. Model verification

The agreement between the improved lumped formulation and the method used in COLIBRI was evaluated using two normalized statistical error metrics: the Normalized Root Mean Square Error (NRMSE) and the Normalized Mean Absolute Error (NMAE). The NRMSE is based on squared deviations and is more sensitive to large discrepancies, highlighting peak estimation errors. The NMAE, based on absolute differences, represents the average magnitude of the errors without overemphasizing outliers. Both metrics were normalized by the mean experimental heat flux, yielding dimensionless values. Another metric considered was the total dissipated energy at the inner surface:

$$E_d = \int_0^{t_{max}} \int_0^{z_{max}} q_w(z,t) dz dt \tag{21}$$

Although important for the heat transfer balance, the dissipated energy is directly dependent on the selected integration time and therefore does not constitute a statistical basis for com-

parison between the two methods. Consequently, the resulting values were used exclusively for comparative purposes. The integration was performed over the total rewetting time of the tube (20 s). For the experimental data, only averaged heat flux values at 5 mm axial intervals were available, requiring spatial discretization of the integral. Finally, it should be noted that the present comparison is based solely on experimental data, and therefore agreement between both models does not necessarily imply their physical correctness, as similar results may arise from compensating errors. To address this limitation, a complementary verification based on synthetic data is currently ongoing, allowing for a more controlled assessment of each model's predictive capability.

3. Results and discussion

Figure 2 compares the average heat flux predicted by the improved lumped formulation with that obtained using the original COLIBRI method. The heat flux was averaged over 5 mm axial segments, resulting in 20 axial points. Profiles at different time instants are presented, enabling a visual comparison of curve shapes and peak locations. Predictions in the central region show good agreement with the experimental data, with only minor discrepancies in peak values. However, significant discrepancies are observed near both axial ends, as expected: although these regions were assumed to be adiabatic, substantial heat flux gradients may develop at the boundaries during rewetting.

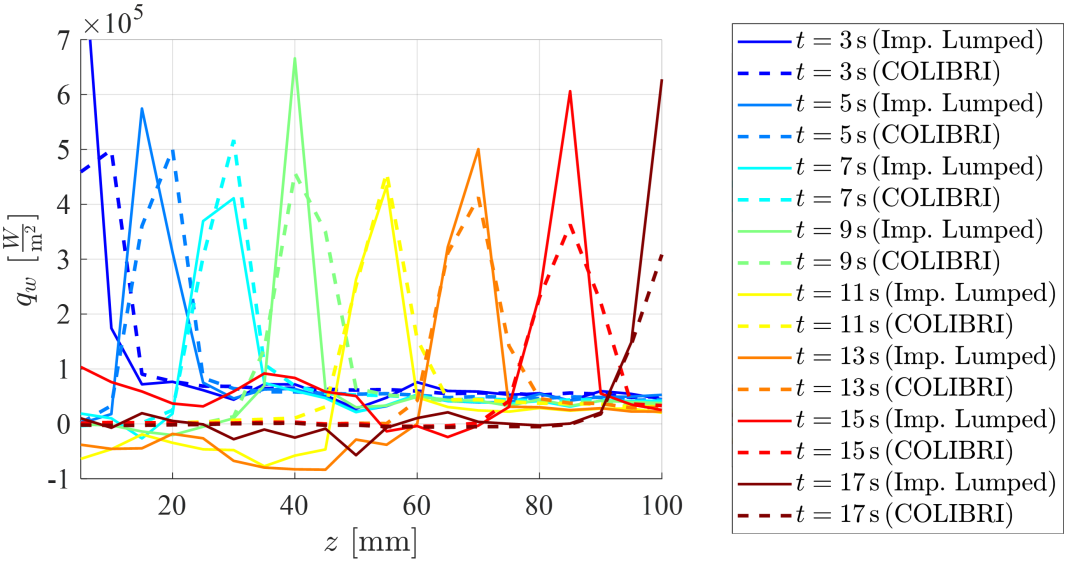


Figure 2 : *Comparison of the average heat flux predicted by the improved lumped formulation and by the original COLIBRI method (Experiment 3)*

Table 2 summarizes the differences between methods in terms of dissipated energy, RMSE, and MAE. The dissipated energy differences were below 20% in all cases. RMSE values reached up to 45%, reflecting discrepancies mainly associated with peak heat flux estimation. In contrast, MAE values were lower, with a maximum of 25%, indicating that the overall heat flux profile is better predicted than the peak values.

4. Conclusion

This work presents a pseudo-analytical approach for estimating the inner wall heat flux under transient flow boiling conditions representative of LOCA scenarios. The method combines

	E_d	e_{RMSE}	e_{MAE}
	%	%	%
Experiment 1	19.39	44.70	23.99
Experiment 2	16.79	38.55	21.69
Experiment 3	6.18	13.46	9.27
Experiment 4	6.28	13.86	11.19

Table 2 : *Error values concerning the dissipated energy, RMSE, and MAE*

an improved lumped formulation with a finite difference solution of the axially varying heat conduction problem, allowing partial preservation of radial temperature gradient effects while maintaining a low computational cost. The proposed model was validated against experimental data from the COLIBRI facility under dispersed flow conditions. The results show good agreement in terms of total dissipated energy, with differences below 20%. Although larger discrepancies are observed in peak heat flux predictions — up to 45% – the overall heat flux distribution along the tube remains reasonably accurate, with discrepancies up to 25%. These findings indicate that the improved lumped formulation provides a physically consistent approach for heat flux estimation. While the comparison is limited to dispersed flow conditions and does not fully validate the method for reflooding experiments, it represents an important step toward the development of a tool capable of reconstructing heat flux in LOCA-like reflooding scenarios.

References

[1] F. D'Auria, *Thermal-hydraulics of water cooled nuclear reactors*, Woodhead Publishing (2017).

[2] D. C. Groeneveld and G. G. J. Delorme, Prediction of thermal non-equilibrium in the post-dryout regime, *Nuclear Engineering and Design*, 36 (1976) 17–26.

[3] Y. Jin, *Investigation of two-phase flow thermal-hydraulic behavior in rod bundle during reflood transients based on the RBHT experimental data*, The Pennsylvania State University (2019).

[4] J. D. Peña Carrillo, *Étude expérimentale du transfert paroi/fluide dans le cas d'un écoulement vertical vapeur/gouttes dans une géométrie tubulaire*, Université de Lorraine (2018).

[5] J. D. Peña Carrillo, A. V. S. Oliveira, A. Labergue, T. Glantz and M. Gradeck, Experimental thermal hydraulics study of the blockage ratio effect during the cooling of a vertical tube with an internal steam-droplets flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 140 (2019) 648–659.

[6] J. E. Luna Valencia, *Étude du refroidissement d'un assemblage combustible par un écoulement vertical vapeur/gouttes à l'échelle d'un sous-canal*, Université de Lorraine (2023).

[7] J. E. Luna Valencia, A. V. S. Oliveira, T. Glantz, A. Labergue and M. Gradeck, Evaluation of heat dissipation phenomena in dispersed flow film boiling using a mechanistic model and different correlations for droplet impact heat transfer, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 245 (2025) 126955.

[8] R. M. Cotta and M. D. Mikhailov, *Heat conduction: lumped analysis, integral transforms, symbolic computation*, (1997).

[9] J. Mennig, T. Auerbach and W. Hälg, Two point Hermite approximations for the solution of linear initial value and boundary value problems, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 39 (1983) 199–224.

Une Nouvelle Stratégie de Refroidissement des Batteries Lithium-Ion par Stockage de Chaleur dans des Matériaux à Changement de Phase

Mustapha FARAJI *

GEITIIL-ERDS Laboratory, Renewable Energy and Laser Plasma Group, Physics Department, Faculty of Sciences Ain Chock, Hassan II University of Casablanca, Morocco
*(Auteur correspondant : farajimustapha@yahoo.fr)

Résumé - Le contrôle thermique des batteries Lithium-Ion est crucial pour le futur des véhicules électriques. Une étude numérique du refroidissement de ces batteries par convection naturelle combinée au stockage de chaleur dans un matériau à changement de phase (MCP) est présentée. Un modèle mathématique basé sur le bilan thermique et la méthode enthalpique est développé. Les équations gouvernantes sont discrétisées par la méthode des volumes de contrôle et résolues par l'algorithme TDMA. Un code de calcul FORTRAN est élaboré pour analyser le comportement du système. Les résultats montrent que l'intégration du MCP permet d'absorber une grande partie de la chaleur générée sous forme de chaleur latente, maintenant ainsi la température de la batterie dans une plage de fonctionnement sécurisée plus longtemps par rapport à un refroidissement purement passif par convection naturelle. L'efficacité du système est analysée pour différents régimes de décharge.

Abstract - Thermal management of Lithium-Ion batteries is crucial for the future of electric vehicles. A numerical study of battery cooling by natural convection combined with heat storage in a phase change material (PCM) is presented. A mathematical model based on the thermal balance and the enthalpy method is developed. The governing equations are discretized by the control volume method and solved using the TDMA algorithm. A FORTRAN code is developed to analyze the system's behavior. The results show that the integration of the PCM allows a significant portion of the generated heat to be absorbed as latent heat, thereby maintaining the battery temperature within a safe operating range for a longer period compared to purely passive cooling by natural convection. The system's efficiency is analyzed for different discharge rates.

Nomenclature

c_p	chaleur spécifique, J kg^{-1} K^{-1}	H	hauteur de la cavité, m
e_b	épaisseur de la batterie, m	k	conductivité thermique, W m^{-1} K^{-1}
e_m	épaisseur du MCP, m	q_g	puissance générée, W m^{-3}
e_s	épaisseur du substrat, m	S	terme source
f	fraction liquide	t	temps, s
h	enthalpie, J kg^{-1}	T	température, K
OCV	open circuit voltage, V	V	voltage, V

1. Introduction

Le refroidissement des batteries des véhicules électriques (VE) est crucial pour garantir leur performance, leur sécurité et leur durée de vie. L'efficacité des batteries lithium-ion dépend fortement de la température, car la chaleur interne générée lors des cycles de charge et de décharge peut entraîner une répartition inégale de la température, réduisant ainsi la durée de vie et l'efficacité de la batterie [1]. Les systèmes de refroidissement actifs (air forcé, liquide) sont efficaces mais consomment une partie de l'énergie de la batterie. Le refroidissement liquide, par exemple, utilise des fluides spéciaux pour dissiper la chaleur [2]. De même, le refroidissement par air actif fait l'objet d'optimisations continues, comme le système de type X proposé par Luo et al. [3], qui améliore les performances par rapport à un refroidissement symétrique classique. Une alternative intéressante est le refroidissement passif utilisant des matériaux à changement de phase (MCP). Ces matériaux sont capables d'absorber et de libérer une grande quantité de chaleur lors de leur transition de phase solide-liquide, contribuant ainsi à maintenir une température stable [4]. L'intégration de MCP dans les systèmes de gestion thermique des batteries permet d'atténuer les pics de température, notamment en les combinant à des systèmes actifs (hybrides) [5, 6, 7]. Par exemple, Li et al. [7] ont développé un régulateur thermique passif utilisant des MCP, réduisant significativement la température maximale de la batterie. L'objectif de cette étude est d'évaluer numériquement l'efficacité d'une stratégie de refroidissement entièrement passive, combinant la convection naturelle à un stockage de chaleur par MCP, sans recourir à des systèmes actifs consommateurs d'énergie. La nouveauté réside dans l'analyse de l'impact d'un refroidissement purement passif (sans ventilateur ni refroidissement liquide) pour une cellule de batterie prismatique soumise à différents régimes de décharge.

2. Modèle mathématique

2.1. Description du système physique

La Figure 1 illustre le système étudié. Il s'agit d'une cellule de batterie lithium-ion de type Epec 653446 (1000mAh, 3.7V), de forme prismatique, montée sur un substrat conducteur. L'espace entre les cellules (non représentées) est rempli d'un MCP de type sel hydraté E32. Les dimensions sont détaillées sur la figure. Lors de sa décharge, la batterie génère une puissance thermique volumique q_g. L'originalité de cette approche est l'absence de tout système actif de refroidissement. La chaleur dégagée par la batterie est dissipée passivement lors de la fusion du MCP, qui absorbe la chaleur sous forme de chaleur latente.

2.2. Hypothèses simplificatrices

· Les résistances thermiques aux interfaces entre les différentes couches sont négligées.
· Le MCP est homogène et isotrope.
· Le transfert de chaleur par conduction est bidimensionnel.

· Les propriétés thermophysiques sont supposées constantes dans la gamme de températures étudiée.
· La convection naturelle dans la phase liquide du MCP est négligée (MCP encapsulé). Ceci simplifie le modèle mais peut sous-estimer le transfert thermique réel. Une encapsulation supplémentaire ajouterait en réalité une résistance thermique à l'interface, non prise en compte ici.

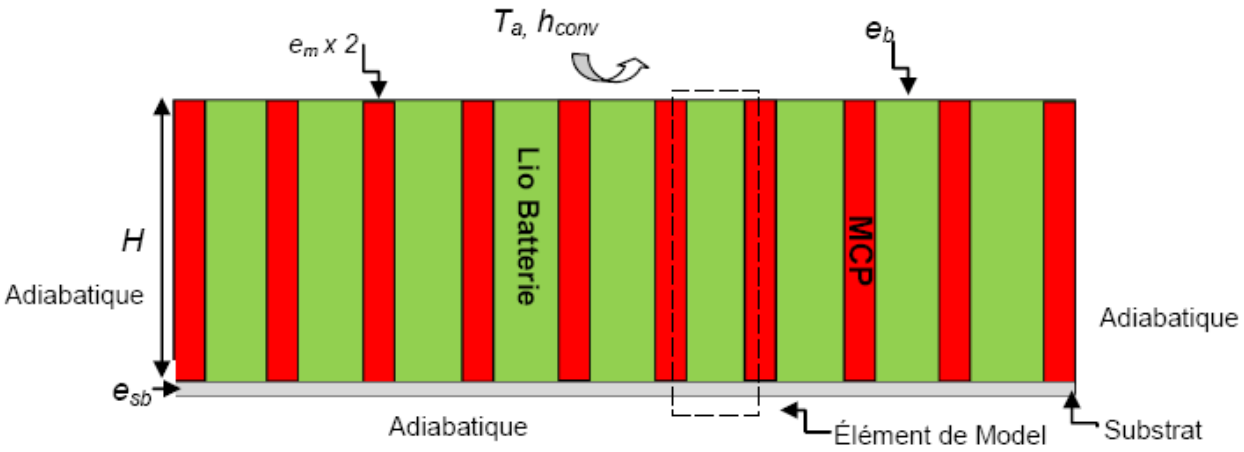


Figure 1: Modèle physique

2.3. Équations gouvernantes

Basé sur la méthode enthalpique [10], l'équation d'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h)=\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{k}{c_p}\frac{\partial h}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{k}{c_p}\frac{\partial h}{\partial y}\right)+S_T \tag{1}$$

avec

$$h=\int_{T_m}^{T} c_p\,dT+h(T_m),\quad (h(T_m)=0) \tag{2}$$

$$S_T=\delta_1\left(-(1-\delta_2)\rho\Delta H_f\frac{\partial f}{\partial t}+\delta_2 q_g\right) \tag{3}$$

Les paramètres, $\delta_{1,2}$, et la conductivité thermique, *k*, intervenant dans l'équation de l'énergie, sont données comme suit:

$$k=\begin{cases} k_m\ MCP \\ k_s\ substrat \\ k_b\ batterie \end{cases},\qquad \delta_1=\begin{cases}1\ batterie\ et\ MCP\\ 0\ substrat\end{cases}\qquad \delta_2=\begin{cases}1\ batterie\\ 0\ MCP\end{cases} \tag{4}$$

Le second terme de cette dernière équation est un terme source qui tient compte de la chaleur latente associée au changement de phase lorsqu'il est présent. Le terme *f* représente la fraction liquide donnée par:

$$f=\begin{cases}1\,si\,T>T_m\\0\,si\,T_m<T\\0<f<1\,si\,T=T_m\end{cases} \quad (5)$$

Propriétés Thermo physique	***Batterie,*** *epec 653446 1000mAh 3.7V*	***MCP Sel hydraté E32***	***Substrat alumine***
(kg/m^3)	2939	1460	3900
$c_p\,(J/kg\,K)$	2400	780	900
$k\,(W/mK)$	3	0.51	19.7
$\Delta H_f\,(J/kg)$	-	186000	-
$T_m\,(°C)$	-	32	-

H=5.00 cm, $e_{b=}$ 0.67 cm, $e_{m=}$ 0.30 cm , $e_{s=}$ 0.50 cm

Tableau 1: Propriétés Thermo physiques [8,9]

2.4. Conditions aux limites et initiales:

Les équations précitées sont assujetties aux conditions aux limites et initiale suivantes:

- Interface substrat (s)- batterie (b):

$$T_b = T_s \text{ et } -k_b\left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_b = -k_s\left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_s \quad (6)$$

- Interface substrat - MCP

$$T_s = T_{mcp} \text{ et } -k_m\left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{mcp} = -k_s\left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_s \quad (7)$$

- Interface MCP - batterie:

$$T_b = T_{mcp} \text{ et } k_b\left.\frac{\partial T}{\partial \eta}\right|_b = k_m\left.\frac{\partial T}{\partial \eta}\right|_{mcp} \quad (8)$$

avec, $\eta \perp interface$.

- à y = H:

$$-k_s\left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{y=H} = h_{conv}\left(T_s - T_a\right) \quad (9)$$

- Sur les parois adiabatiques de la cavité:

$$\left.\frac{\partial T}{\partial \eta}\right| = 0 \quad \text{avec} \quad \eta \perp frontière \quad (10)$$

Les propriétés thermo physiques aux interfaces entre deux matériaux différents sont évaluées par les relations suivantes [11]

$$k_i = k_{+} k_{-} \quad (11)$$

Le flux de chaleur au niveau des interfaces entre le MCP et la batterie est évalué comme suit [11]:

$$q''_i \approx k_{+}\frac{k_{-}}{k_{+}\delta_{+} + k_{-}\delta_{-}}(T_{+} - T_{-}) \quad (12)$$

avec δ_{+} est la distance séparant l'interface et le premier nœud du matériau '+' et δ_{-} est la distance séparant l'interface et le premier nœud à l'intérieur du matériau '-'.

- *Conditions initiales:*

$$T_{ini}=25°C, \quad f=0 \tag{13}$$

Les équations gouvernantes sont discrétisées sur un maillage 100x300 en utilisant la méthode des volumes finis [11].

	Coefficients							
Décharge	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7
1.5 C	119987	465.11	-2.836	0.007	$7.732\text{x}10^{-6}$	$4.723\text{x}10^{-9}$	$1.449\text{x}10^{-12}$	$1.70\ \text{x}10^{-16}$
1 C	57682	152.02	0.616	$9.682\ \text{x}10^{-4}$	$-7.580\ \text{x}10^{-7}$	$3.121\ \text{x}10^{-10}$	$6.460\ \text{x}10^{-14}$	$6+5.308\ \text{x}10^{-18}$
0.5 C	21712	16.88	0.048	$4.387\ \text{x}10^{-5}$	$1.914\ \text{x}10^{-8}$	$4.289\ \text{x}10^{-12}$	$4.765\ \text{x}10^{-16}$	$2.084\ \text{x}10^{-20}$

Tableau 2: Coefficients des polynômes

2.5. Modèle pour la génération de chaleur au sein de la batterie

La puissance thermique générée dans la batterie consiste en une combinaison entre l'effet de génération interne de chaleur réversible et l'effet de joule comme montrée sur (Eq.15). Pour modéliser la génération de chaleur des batteries de type Epec 653446 (1000mAh3.7V) on a élaboré des corrélations basées sur des résultats publiées par Gümüssu et. al. [12]. Ceci en construisant des polynômes d'ordre 7 donnant la puissance q_g en fonction du temps t pour des vitesses de décharge 0.5 C, 1 C et 1.5 C. Ces fonctions obtenues seront utilisées comme source de chaleur transitoire pour alimenter le code FORTRAN de calcul du transfert de chaleur au sein de la batterie sous convection naturelle.

$$q_g(t)=I\left[(OCV-V)-\left(T_{bat}\frac{dOCV}{dt}\right)\right] \tag{15}$$

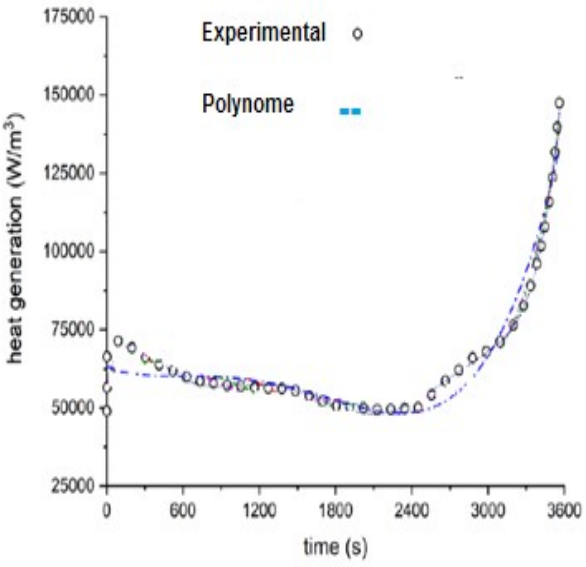


Figure 2: Comparaison entre le polynôme et les résultats expérimentaux [12] pour le cas de décharge 1 C

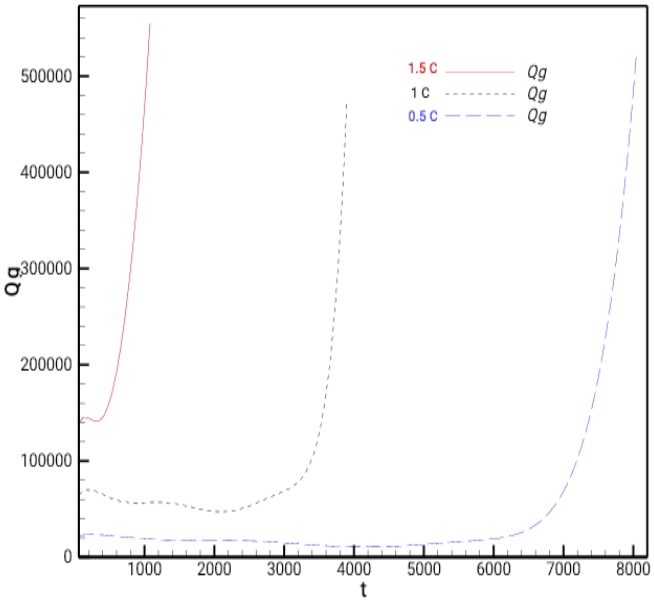


Figure 3: Puissance de chaleur générée en fonction du mode de décharge

L'interpolation polynomiale est retenue pour sa simplicité et elle est adaptée pout représenter le modèle de génération de chaleur de la batterie lors de sa décharge. Les coefficients des polynômes (Eq. 16) obtenues sont regroupés au Tableau 2 selon le mode de décharge 1.5 C, 1 C ou 0.5 C.

$$q_g(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{7} a_n t^n \tag{16}$$

q_g(t) est la génération de chaleur et t et la durée d'usage de la batterie.

La Figure 2 donne une comparaison entre le polynôme d'ordre 7 obtenu avec les résultats expérimentaux publiées par Gümüssu et. al. [12] pour le cas de décharge 1 C. Cette figure démontre un bon accord entre l'interpolation et les données expérimentales.

La Figure 3 donne l'évolution temporelle de la puissance de chaleur de la batterie pour les différents modes de décharge étudiés. On remarque que la sollicitation des vitesses supérieures de décharge conduit à l'augmentation rapide de la chaleur générée ce qui peut provoquer une surchauffe incontrôlable de la batterie.

3. Résultats et discussion

3.1. Validation numérique

L'étude de maillage (figure 4) montre qu'un maillage 100x300 assure une bonne précision (écart < 0,7% par rapport à un maillage plus fin) pour un temps de calcul acceptable.

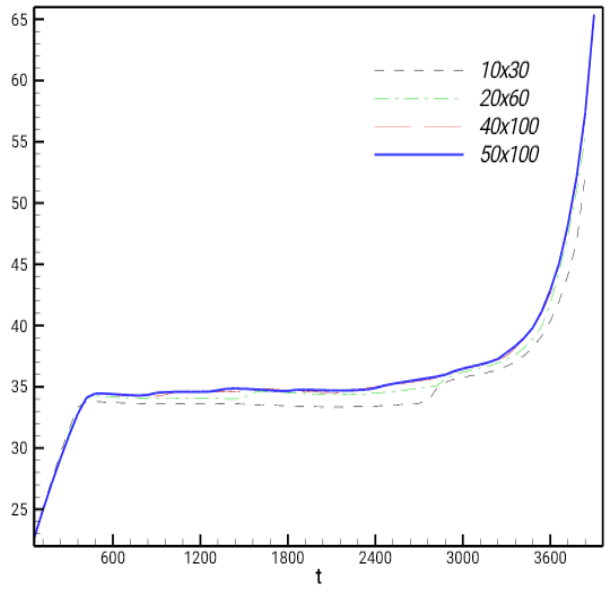


Figure 4: Effet du maillage sur la température maximale de la batterie pour le cas de décharge 1 C

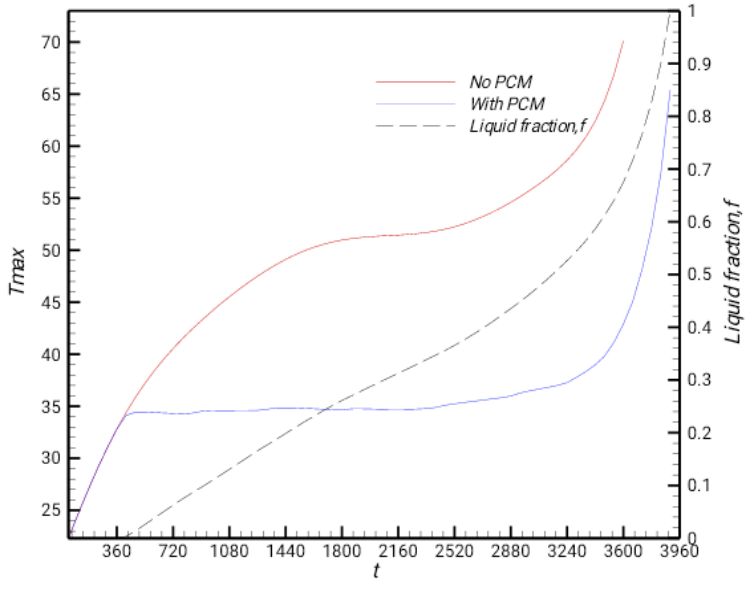


Figure 5: Température de la batterie avec et sans matériaux à changement de phase et fraction liquide du MCP correspondante

3.2. Effet du MCP sur le refroidissement

La Figure 5 compare l'évolution de la température maximale de la batterie avec et sans MCP pour une décharge 1C. Le « cas sans MCP » correspond à un refroidissement uniquement par convection naturelle sur la face supérieure, les faces latérales étant adiabatiques. En l'absence de MCP, la température dépasse rapidement 53°C (seuil critique) après 2200 s. Avec MCP, la température se stabilise autour du point de fusion (32°C) pendant une longue période (~3000 s), grâce à l'absorption de la chaleur latente. Une fois que le MCP est partiellement fondu (f > 0.4), la résistance thermique augmente et la batterie se réchauffe, mais reste sous contrôle plus longtemps.

3.3. Effet du régime de décharge

La Figure 6 illustre l'influence du régime de décharge sur la température et la fraction liquide. Pour une décharge rapide (1.5C), la batterie chauffe très vite, le MCP fond rapidement mais la température atteint 72°C après 1000 s, démontrant une insuffisance du système pour ce régime extrême. Pour une décharge lente (0.5C), la batterie reste à une température acceptable (< 35°C) pendant près de 7000 s, ce qui est très favorable.

La Figure 7 montre la répartition entre chaleur sensible (q_s) et latente (q_L) stockée par le MCP. On observe clairement que pour les régimes 1C et 0.5C, une grande partie de l'énergie est stockée sous forme latente, ce qui explique le maintien de la température. Le régime 1.5C, bien que stockant aussi une quantité importante de chaleur latente (220 kJ), est marqué par une surchauffe rapide due à l'intensité de la génération de chaleur.

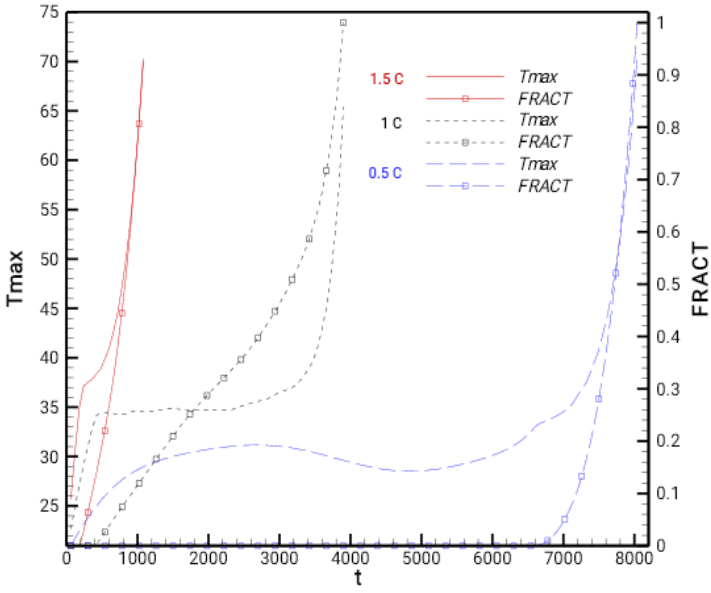


Figure 6: Effet de la vitesse de décharge sur la température de la batterie et sur la fraction liquide

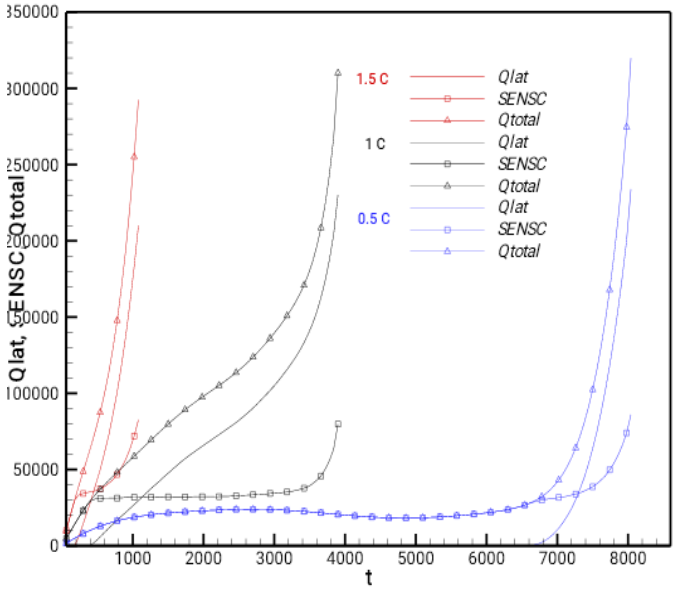


Figure 7: Effet de la vitesse de décharge sur la variation temporelle du stockage de la chaleur

4. Conclusion

Cette étude a évalué numériquement l'efficacité d'un système de refroidissement passif pour batteries lithium-ion, utilisant un matériau à changement de phase. Les résultats montrent que l'intégration d'un MCP permet un contrôle thermique efficace en limitant la montée en température de la batterie grâce à l'absorption de chaleur latente. L'efficacité du système dépend fortement du régime de décharge : elle est très satisfaisante pour des décharges modérées (0.5C, 1C) mais insuffisante pour des décharges très rapides (1.5C) dans la configuration étudiée. Cependant, cette étude repose sur plusieurs hypothèses simplificatrices (absence de convection dans le MCP fondu, conductivité thermique constante, géométrie 2D) qui peuvent influencer la précision des résultats. Une validation expérimentale est nécessaire pour confirmer ces tendances. Les perspectives de ce travail incluent : (i) l'optimisation de la quantité de MCP pour minimiser le poids et l'encombrement tout en assurant une protection efficace, (ii) l'utilisation de MCP à conductivité thermique améliorée (nano-MCP) pour accélérer le transfert de chaleur, et (iii) la conception de systèmes hybrides combinant ce stockage passif avec un refroidissement actif à faible consommation pour les régimes de forte sollicitation.

Références

[1] Li, K.; Sun, C.; Zhang, M.; et al. A Study of the Thermal Management and Discharge Strategies of Lithium-Ion Batteries in a Wide Temperature Range. Energies 2024, 17, 2319.

[2] Luo, Y.; Qiu, X.; Wang, S.; Jia, Z. Optimizing a direct flow cooling battery thermal management with bod baffles for electric vehicles: An experimental and simulation study. J. Energy Storage 2023, 74, 109410.

[3] Luo, L.; Liu, Y.; Liao, Z.; Zhong, J. Optimal structure design and heat transfer characteristic analysis of X-type air-cooled battery thermal management system. J. Energy Storage 2023, 67, 107681.

[4] Faraji, M.; Faraji, H.; Elami, M. Numerical Study of the Transient Melting Of Nano-Enhanced Phase Change Material. Heat Transfer Engineering 2019, DOI: 10.1080/01457632.2019.1692496.

[5] Suo, Y.; Tang, C.; Jia, Q.; Zhao, W. Influence of PCM configuration and optimization of PCM proportion on the thermal management of a prismatic battery with a combined PCM and air cooling structure. J. Energy Storage 2024, 80, 110340.

[6] Wang, Y.; Gao, T.; Zhou, L.; Gong, J.; Li, J. A parametric study of a hybrid battery thermal management system that couples PCM with wavy microchannel cold plate. Appl. Therm. Eng. 2023, 219, 119625.

[7] Li, K.; Yao, X.; Li, Z.; et al. Thermal management of Li-ion batteries with passive thermal regulators based on composite PCM materials. J. Energy Storage 2024, 89, 111661.

[8] Spinner, N.S.; Mazurick, R.; Brandon, A.; et al. Analytical, Numerical and Experimental Determination of Thermophysical Properties of Commercial 18650 Lithium-Ion Battery. J. Electrochem. Soc. 2015, 162, A2789-A2795.

[9] Mills, A.; Al-Hallaj, S. Simulation of passive thermal management system for lithium-ion battery packs. J. Power Sources 2005, 141, 307-315.

[10] Voller, V. R.; Cross, M.; Markatos, N. C. An enthalpy method for convection/diffusion phase change. Int. J. Num. Meth. Engng 1987, 24, 271-284.

[11] Patankar, S. V. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow; Hemisphere, 1980.

[12] Gümüşsu, E.; Ekici, Ö.; Köksal, M. 3-D CFD modeling and experimental testing of thermal behavior of a Li-Ion battery. Appl. Therm. Eng. 2017, 120, 484-495.

Thème 4

Phénomènes de changement de phase et écoulements multiphasiques

Caractérisation dynamique d'un capteur de flux de chaleur micro-fabriquée 138
Caractérisation expérimentale d'écoulements bouillants intervenant dans les récepteurs solaires à Génération Directe de Vapeur 146
Détermination de la fonction de densité de probabilité de pulvérisation d'une buse à cône creux en utilisant le critère d'information d'Akaike (AIC) 154
Effet de la coalescence des gouttes sur la prédiction du flux thermique en Dispersed Flow Film Boiling 162
Etude du transfert de chaleur en régimes mouillants par ombroscopie et thermographie IR lors d'impacts de gouttes : effet de la mouillabilité de la surface 170
Étude expérimentale et numérique de la fusion de l'alliage Zamak (Zn-4Al) utilisé comme matériau à changement de phase (MCP) dans une enceinte fermée en acier inoxydable . . . 178
Lors de la conception des nouveaux réacteurs, des dispositifs sont intégrés pour limiter la formation du corium et pour en assurer la gestion en cas d'accident grave. 186
Melting droplet on an inclined plane 194

Caractérisation dynamique d'un capteur de flux de chaleur micro-fabriqué

Dynamic characterization of a micro-fabricated heat flux sensor

Himanshi KHARKWAL[1,2*], Eric GAVIGNET[2], Sébastien EUPHRASIE[1], Syed SHAH[2], Abbas HAMIEH[2], Magali BARTHES[1], Lounès TADRIST[3], François LANZETTA[2]

[1]Université Marie et Louis Pasteur, CNRS, institut FEMTO-ST,
F-25000 Besançon, France
[2]Université Marie et Louis Pasteur, CNRS, institut FEMTO-ST,
F-90000 Belfort, France
[3]Université d'Aix-Marseille, CNRS, IUSTI,
Marseille, France
[*](Corresponding author: himanshi.kharkwal@univ-fcomte.fr)

Résumé - L'ébullition, un mécanisme passif permettant d'optimiser le transfert thermique, est essentielle dans de nombreuses applications industrielles. L'objectif de cette étude est de développer un capteur, le "micro-ébulliomètre", capable de mesurer avec précision les températures et les flux thermiques à l'échelle des bulles. Fabriqué à l'aide de techniques de micro-fabrication, il se compose d'une sonde RTD (Détecteur de température à résistance) en platine montée sur une membrane de verre de 40 µm d'épaisseur, d'un micro-réchauffeur intégré à une deuxième sonde RTD en platine et d'un site de nucléation artificiel de 100 µm. Sa caractérisation dynamique dans quatre environnements différents (laser, air chaud, gouttelettes et ébullition en piscine) a révélé des temps de réponse compris entre 40 et 250 ms. La comparaison avec un appareil de mesure de référence de l'ébullition fabriqué par CAPTEC indique que le micro-ébulliomètre offre des performances dynamiques améliorées, ce qui justifie son utilisation pour des études détaillées des phénomènes de transfert de chaleur, en particulier l'ébullition en vase.

Abstract - Boiling, a passive mechanism for optimizing heat transfer, is crucial for many industrial applications. The aim of this study is to develop a sensor, the "micro-boiling meter," capable of accurately measuring temperatures and heat fluxes at the bubble scale. Manufactured using microfabrication techniques, the device incorporates a platinum RTD (Resistance Temperature Detector) probe built on a 40 µm-thick glass membrane, a microheater integrated with a second platinum RTD probe, and a 100 µm artificial nucleation site. Its dynamic characterization in four different environments (laser, hot air, droplet, and pool boiling) revealed response times between 40 and 250 ms. Comparison with a reference boiling meter manufactured by CAPTEC indicates that the microfabricated boiling meter offers improved dynamic performance, supporting its use for detailed studies of heat-transfer phenomena, particularly pool boiling.

Nomenclature

f	frequency, (Hz)
t	time, (s)
Abbreviations	
t_{rise}	characteristic rise time, (ms)
t_{fall}	characteristic fall time, (ms)
R-top	RTD at sensing side
R-bot	RTD at bottom

1. Introduction

Boiling plays a central role in many high-performance thermal systems due to its heat transfer capability, including in energy conversion and electronics cooling. However, despite long-standing research efforts, boiling phenomena remain challenging to predict due to their sensitivity to local conditions. Studying the initial stages of boiling, such as the initiation of nucleate boiling at an isolated site, is a promising way to improve our understanding of the process. Such investigations require measurement techniques that can resolve rapid, highly localized variations in temperature and heat flux.

A wide range of approaches has been developed to quantify heat transfer [1]. High-speed optical diagnostics, including interferometric techniques, enable the detailed visualization of rapid, highly localized thermal processes. However, their reliance on sophisticated instrumentation and clear optical access restricts their broader use. More conventional methods, such as calorimetric [2] and acoustic techniques, have traditionally been used for averaged or steady-state measurements due to their limited transient response. However, recent efforts incorporating data-driven and machine learning frameworks suggest improved performance at higher frequencies [3]. By contrast, inverse heat transfer methods can capture moderate temporal dynamics, though their performance often deteriorate in the presence of measurement noise and fast transients [4].

Boiling heat-transfer measurements can be categorized generally into four groups. Infrared thermography provides non-intrusive, full-field temperature mapping and captures localized boiling features. However, its accuracy depends strongly on surface properties [5]. Subsurface temperature sensing uses embedded sensors to infer heat flux via Fourier's law [6]. While this method is simple and direct, it is limited by pointwise measurements and thermal lag from the substrate. Integrated microheater–sensor arrays enable localized heating and sensing with improved spatial precision [7]; however, their resolution and applicability are constrained by fabrication geometry and complexity. Direct heat flux sensors offer a straightforward voltage-based output and have been used in transient boiling studies [8]. However, their spatial and temporal resolution are ultimately restricted by the internal structure of the sensor and the thermal resistance induced by integration.

Despite significant progress in boiling research, no existing technique combines sub-millimeter spatial resolution, with small temporal response, and minimal disturbance at individual nucleation sites. To address this gap, the present work—carried out within the ANR TraThI (Thermal Transfers at Interfaces) project—develops a novel microfabricated heat flux sensor, the “micro-boiling meter” (µ-BM), capable of generating bubbles at controlled locations while simultaneously measuring local temperature and heat flux. The term “micro” refers to its functional films and membrane, which are microfabricated with micron-scale thicknesses and dimensions. The µ-BM was characterized dynamically under four thermal conditions: laser heating, convective heating, droplet deposition and single-site pool boiling. For droplet deposition test, the µ-BM was also evaluated against a reference boiling meter (BM-2) designed by IUSTI and manufactured by CAPTEC, which incorporates commercial thermopile sensors. The micro-boiling meter demonstrated rapid response times (40–250 ms), high sensitivity and reliable operation across all tested conditions. This ensures sufficient sensitivity and time response for detailed studies of boiling physics and other small-scale thermal phenomena that are beyond the capabilities of conventional sensors.

2. Micro-boiling meter: Design and dimensions

For single bubble pool boiling studies, the device must meet two key requirements: (1) generate a single, controlled bubble, and (2) provide sufficient sensitivity and temporal resolution to capture fluctuations in wall temperature and heat flux. To achieve this, a normal gradient heat flux sensor with an inbuilt nucleation site and heater was selected. The final design (Fig. 1a) was guided by one-dimensional thermal calculations, mechanical evaluations and numerical simulations. The membrane-based structure was selected to reduce thermal inertia related to the substrate.

The fully fabricated view of µ-BM is shown in Fig. 1b. The device integrates a normal gradient heat flux sensor (N-HFS, Fig. 1b), composed of platinum RTDs (Fig. 1c and 1e), a thin-film heater (Fig. 1e), and a 100 µm diameter cylindrical nucleation site (Fig. 1a, 1c and 1d). Unlike conventional designs, the RTDs are directly exposed to the fluid, enabling high-resolution temperature measurement. The heat flux is derived from the temperature gradient across a three-layer substrate (Borofloat 33 membrane, an insulated silicon wafer with a central air cavity, and a thermally oxidized silicon wafer). Two spiral Pt-RTDs monitor temperature: RTD-top (on the membrane, Fig. 1c) and RTD-bot (on the lower wafer, Fig. 1e). The thin films (Ti/Pt, 190–260 nm thick) were optimized for sensitivity and minimal self-heating.

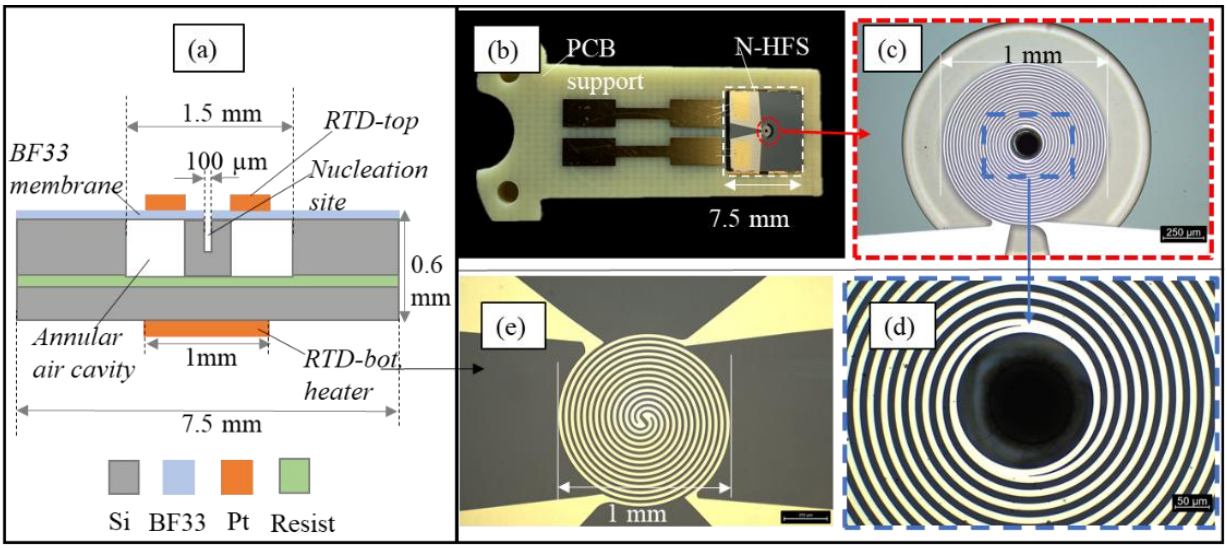


Figure 1: *(a) Schematic of the normal gradient heat flux sensor (N-HFS). (b) The micro-boiling meter showing the N-HFS and highlighting the top sensitive Pt RTD deposited on the Borofloat 33 membrane. (c) Full view of the top Pt-RTD on the Borofloat 33 membrane, showing the central nucleation site. (d) Zoomed view of the nucleation site. (e) Two concentric Pt spirals, one serving as the bottom Pt-RTD and the other as the integrated Pt heater*

3. Experimental setup for dynamic characterization of µ-BM

To assess the dynamic performance of the µ-BM, controlled experiments were carried out under radiative, convective, and droplet deposition conditions. In the drop test, the µ-BM was directly compared with a reference CAPTEC-based boiling meter (BM-2). Finally, its dynamic behaviour was evaluated under pool boiling at different surface inclinations (180° to 90°). For brevity, only two representative orientations are presented here: 150° (near downward-facing) and 0° (upward-facing reference). These orientations effectively capture the influence of inclination on bubble frequency and demonstrate the microfabricated boiling meter's ability to detect nucleate boiling events.

3.1. Experimental setup: Radiative test

The radiative setup, as shown in Fig. 2a, comprises a 200 mW laser source, a mechanical shutter, an attenuator, and a mirror to direct the laser beam onto the surface of the µ-BM. The laser spot diameter was theoretically calculated as 7 mm, and was selected to ensure uniform heating of the sensing area. The top Pt RTD, located on the sensing side, was connected through a Wheatstone bridge and an amplifier to an oscilloscope, to record high-speed temperature and heat flux transients during radiative heating.

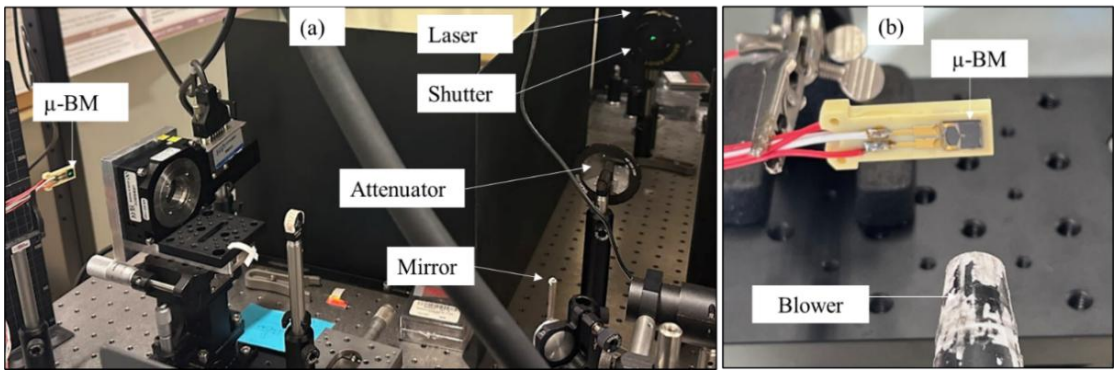


Figure 2*: Experimental setups showing main components for (a) radiative and (b) convective tests*

3.2. Experimental setup: Convective test

The convective setup included a blower supplying hot air (Fig. 2b), a shutter to block airflow until the desired temperature was reached, and the µ-BM positioned in front of the airflow. The top Pt-RTD of the µ-BM was incorporated into a voltage divider circuit with a 10^4 Ω reference resistor. A regulated DC supply provided the excitation voltage, and the output at the divider midpoint was recorded using a National Instruments (NI) data acquisition system.

3.3. Experimental setup: Drop test

In the drop test, a droplet of ultrapure water was deposited onto the sensor surface to assess dynamic response. For comparison with a commercial sensor–based boiling meter, BM-2 equipped with two CAPTEC thermopile sensors (HFS-A and HFS-B) and embedded T-type thermocouples was also evaluated. The BM-2 incorporates 800 µm-thick copper pellets and a 2.5 mm resin insulation layer to limit transverse heat losses. More details on BM-2 can be found in Tadrist *et al.* [8]. Both boiling meters were mounted horizontally on a rigid support and interfaced with National Instruments data acquisition systems. Electrical resistance of the three RTDs of the µ-BM (R-top, R-bot, and R-heater) was measured using an NI 9226 module, while voltage signals from the heat flux sensors and thermocouples of BM-2 were acquired using an NI 9212 module. Data acquisition and system control were implemented in LabVIEW. Ultrapure water was heated to the desired temperature, monitored using a K-type thermocouple, transferred to a pipette, and sequentially deposited onto the BM-2 and the µ-BM. To ensure repeatability, the droplet size, release height, temperature, and deposition procedure were kept identical. A schematic of the experimental setup is shown in Fig. 3a.

3.4. Experimental setup: Pool boiling

The pool boiling experiments were conducted in a cubic stainless-steel test cell with transparent glass windows for optical access (Fig. 3b). The cell was filled with Flutec PP1. Liquid temperature was controlled using four PID-regulated cartridge heaters, while K-type

thermocouples monitored the liquid temperature. System pressure was stabilized using an expansion vessel mounted above the cell. The µ-BM was mounted on a rotatable shaft, enabling surface inclination studies with ±1° accuracy. Its integrated heater was powered by an external supply, with voltage and current monitored using multimeters. For data acquisition, RTD-top and RTD-bot were connected to a NI data acquisition system interfaced with LabVIEW.

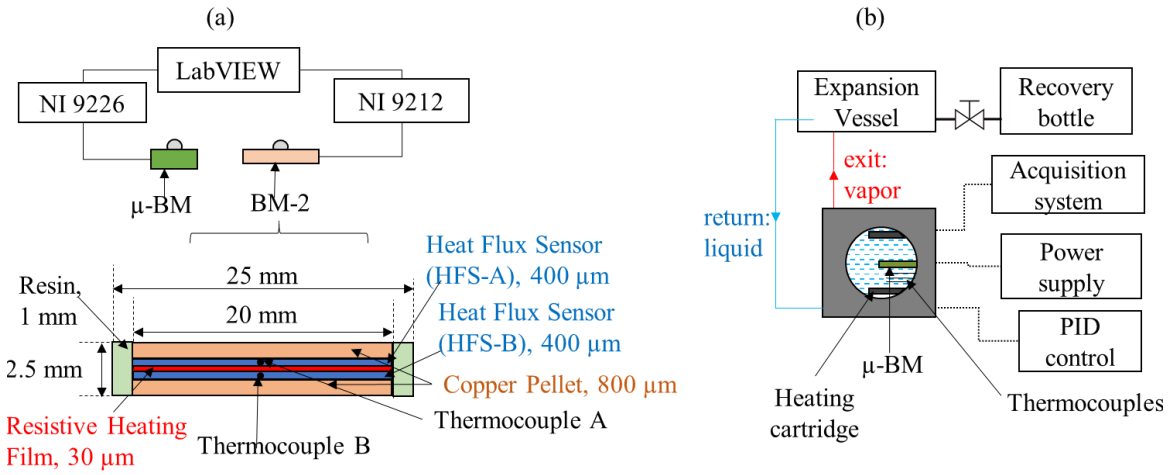


Figure 3: *Schematic of the experimental setups: (a) drop test, showing BM-2 details at the bottom, and (b) pool boiling setup.*

Nucleate boiling was initiated using the integrated platinum heater of the µ-BM, with Joule heating power varied between 0.5 and 0.6 W to control bubble generation. To promote reliable nucleation at the artificial site, the boiling surface was initially oriented downward (180°), after which the orientation was adjusted as required. During experiments, resistance signals from the top and bottom Pt-RTDs were continuously recorded. Bubble dynamics were simultaneously captured with a high-speed camera to correlate boiling events with sensor response. Owing to the linear resistance–temperature relationship of Pt-RTDs, resistance variations directly reflect local temperature fluctuations; therefore, the analysis focuses on temporal signal evolution rather than absolute temperature values.

4. Results and discussion

To evaluate the dynamic response of the µ-BM, a series of controlled experiments were conducted under radiative, convective, and droplet deposition conditions. These tests imposed well-defined thermal transients to assess the sensor's temporal performance under different heat transfer mechanisms. The temporal response was quantified using two characteristic times: the rise time, t_{rise}, defined as the time for the signal to increase from 10% to 90% of its total change and associated with heating from the energy source (laser, hot air, or liquid contact); and the fall time, t_{fall}, defined as the time for the signal to decrease from 90% to 10%, corresponding to natural cooling. For the drop test, the µ-BM was directly compared with BM-2. Finally, the dynamic behaviour of the µ-BM was investigated under pool boiling conditions at two surface orientations (150° and 0°) to evaluate its response during nucleate boiling events.

For the radiative test, the laser was operated at a power of 200 mW with a beam diameter of 7 mm. Exposure was regulated using a mechanical shutter and stopped upon reaching the signal peak. The result is shown in Fig. 4a, the primary y-axis corresponds to the resistance of RTD at sensing side (R-top), the secondary y-axis shows the percentage of response reached, and the x-axis represents time (t). The observed rise and fall times were 250 ms and 280 ms,

respectively. For the second test, under hot-air convection, the µ-BM exhibited a rapid rise time (t_{rise}=202 ms) but a much longer fall time (t_{fall}=1810 ms) (see Fig. 4b and 4c). The quick rise demonstrates that the µ-BM responds effectively to the onset of convective heating, thanks to its low thermal mass and surface-localized sensing elements. The longer cooling time is dominated by environmental and structural thermal inertia, which can include slower heat removal via natural convection, heat retention by the surrounding air and sensor mount, and the thermal mass of the substrate and sensor body.

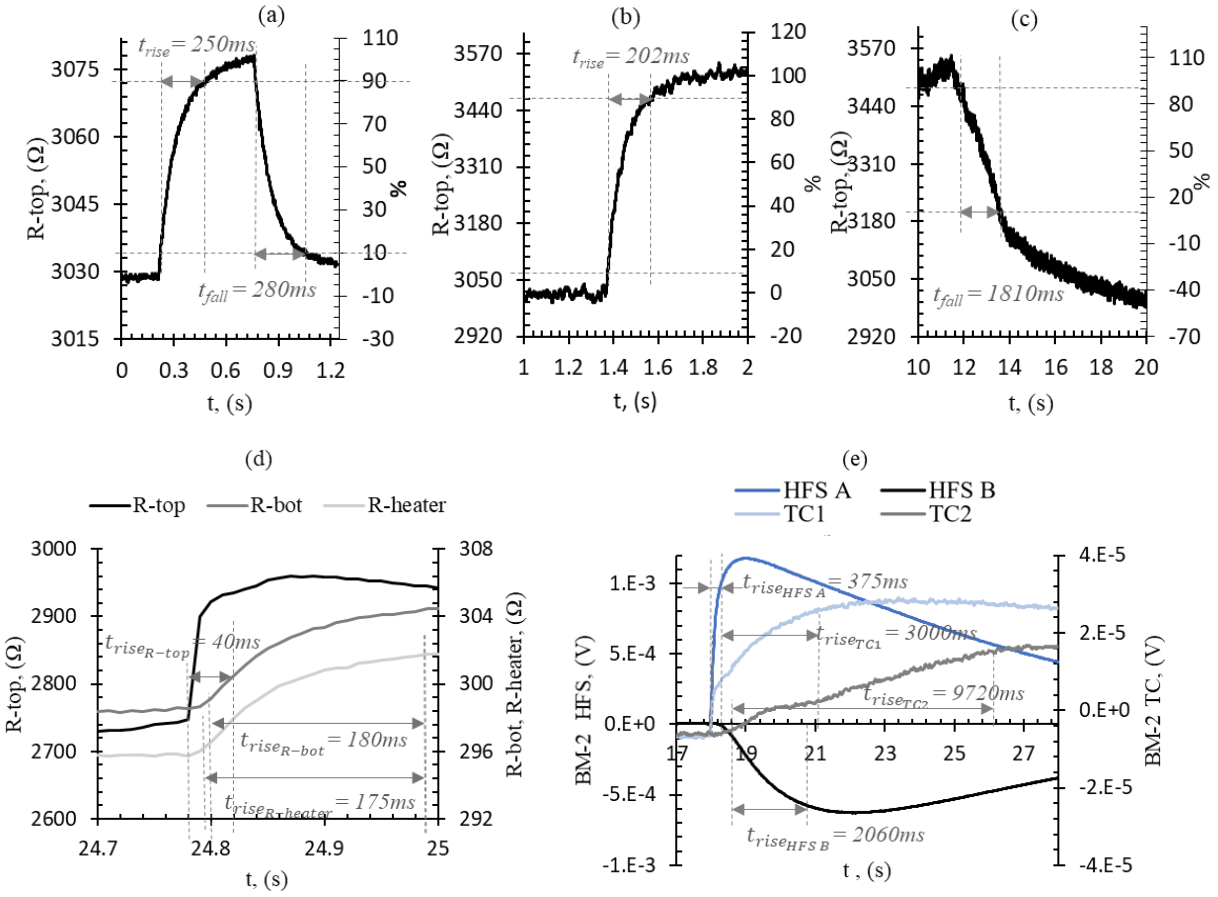


Figure 4: *Dynamic response of the boiling meters under different thermal excitations: (a) radiative heating using laser irradiation, (b) convective heating phase under hot-air flow and (c) subsequent convective cooling phase after airflow interruption, (d) drop test response of the µ-BM showing rapid temperature transients due to direct liquid–surface contact, (e) drop test response of the reference boiling meter (BM-2), illustrating its comparatively slower dynamic behaviour*

Figure 4d presents the µ-BM response during droplet deposition at 73.6 °C. It represents, the different resistances: sensing RTD, R-top on the primary y-axis, and RTD on bottom R-bot and Pt heater R-heater on the secondary y-axis, and time along the x-axis. The results show, all three resistive elements responded, with rise times of approximately 40 ms for R-top, 180 ms for R-bot, and 175 ms for R-heater. For BM-2, the graph displays the HFS voltages on the primary y-axis, thermocouple voltages on the secondary y-axis, and time on the x-axis. A pronounced voltage drop is observed in HFS A (face with drop), with a rise time of ~375 ms. A delayed response is seen in HFS B, which is on the opposite face of the drop, with a rise time of ~2060 ms, while the embedded thermocouples responded over several seconds due to higher thermal mass and internal placement.

Figure 5a and 5b shows the results of µ-BM from pool boiling experiments. The black curve shows R-top, which is the resistance of the RTD in direct contact with bubbles nucleating at the

artificial site, and the grey curve shows R-bot, which is on the opposite side. Two surface orientations 150° and 0° were tested, with an uncertainty of ±1°. For both angles, the R-top exhibits clear oscillations corresponding to individual bubble nucleation and departure, with measured bubble frequencies of ~8.5 Hz and ~24 Hz for 150° and 0°, respectively, while the bottom RTD remains relatively constant.

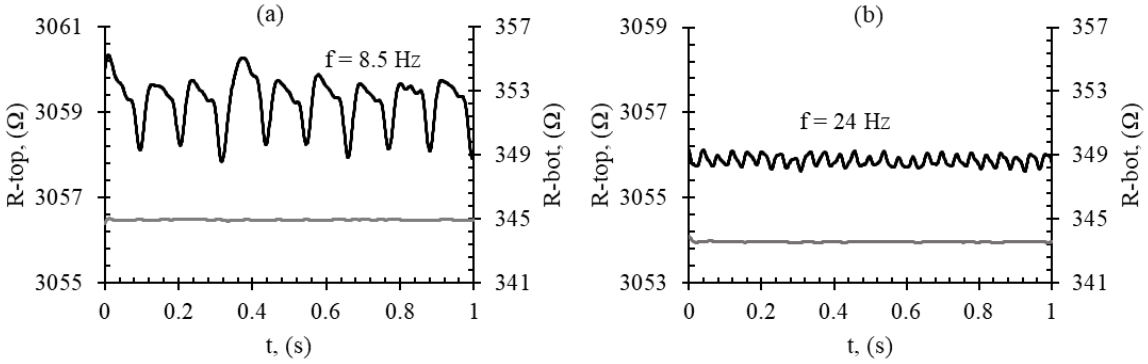


Figure 5: *µ-BM response during pool boiling: R-top and R-bot at surface orientations (a) 150° and (b) 0°, showing oscillations associated with individual bubble nucleation and departure events*

Table 1 summarizes the characteristic parameters obtained under the different test conditions. The dynamic characterization of the µ-BM demonstrates its ability to capture rapid thermal transients under radiative, convective, and droplet deposition conditions. The differences in rise times are directly related to the heat transfer mechanism and the amount of energy effectively delivered to the sensor. In the drop test, the liquid droplet is in direct contact with the RTD, resulting in a very high local heat flux and the fastest t_{rise} of ~40 ms for the R-top. Convective heating involves hot air at an elevated temperature transferring energy through forced convection, resulting in a moderate t_{rise} of ~202 ms. Radiative heating uses a 200 mW laser to spread energy over a 7 mm spot, producing a slightly longer t_{rise} of ~250 ms. Fall times are primarily governed by thermal inertia, including that of the substrate, sensor structure, and surrounding environment. Overall, these results demonstrate that the µ-BM can reliably detect rapid, localised temperature fluctuations and bubble dynamics across a range of heating conditions, thus validating its suitability for detailed studies of boiling and small-scale heat transfer phenomena.

Test	Boiling meter	Parameter studied	Value
Radiative	µ-BM	t_{rise} for R-top (ms)	250
	µ-BM	t_{fall} for R-top (ms)	280
Convective	µ-BM	t_{rise} for R-top (ms)	202
	µ-BM	t_{fall} for R-top (ms)	1810
Droplet	µ-BM	t_{rise} for R-top (ms)	40
	µ-BM	t_{rise} for R-bot (ms)	180
	µ-BM	t_{rise} for R-heater (ms)	175
	BM-2	t_{rise} for HFS A (ms)	375
	BM-2	t_{rise} for HFS B (ms)	2060
	BM-2	t_{rise} for TC A (ms)	3000
	BM-2	t_{rise} for TC B (ms)	9720
Pool boiling	µ-BM	f at 150° surface inclination (Hz)	8.5
	µ-BM	f at 0° surface inclination (Hz)	24

Table 1: Summary of characteristic parameters obtained in different tests

5. Conclusion

The “micro-boiling meter” (µ-BM), a microfabricated heat flux sensor, was developed to measure temperatures and heat fluxes at the bubble scale. It integrates a platinum RTD probe built on a 40 µm-thick glass membrane, a microheater integrated with another platinum RTD probe and a 100 µm nucleation site. The µ-BM was characterised dynamically under radiative, convective, droplet and pool boiling conditions. Rise times ranged from ~40 ms for drop test to 250 ms under laser irradiation, with convective heating showing an intermediate rise time (202 ms), reflecting the influence of the heat transfer mechanism and energy flux. In pool boiling experiments, the µ-BM successfully captured individual bubble nucleation and departure, with measured bubble frequencies of ~8.5 Hz and ~24 Hz at surface orientations 150° and 0°, respectively. In the drop test, the µ-BM was compared with a reference boiling meter (BM-2) and demonstrated enhanced dynamic performance. The results indicate that the µ-BM effectively captures fast, localized thermal events, providing a reliable platform for detailed studies of boiling and microscale heat transfer.

References

[1] T. E. Diller and M. Kutz, “Heat flux measurement,” *Mechanical Engineers’ Handbook, Volume 4: Energy and Power*, vol. 4, p. 285, 2015.

[2] K. Dejima, O. Nakabeppu, Y. Nakamura, T. Tsuchiya, and K. Nagasaka, “Three-point MEMS heat flux sensor for turbulent heat transfer measurement in internal combustion engines,” *International Journal of Engine Research*, vol. 20, no. 7, pp. 696–705, Sep. 2019, doi: 10.1177/1468087418770308.

[3] C. Dunlap, H. Pandey, E. Weems, and H. Hu, “Nonintrusive heat flux quantification using acoustic emissions during pool boiling,” *Appl Therm Eng*, vol. 228, p. 120558, Jun. 2023, doi: 10.1016/J.APPLTHERMALENG.2023.120558.

[4] M. Hafid and M. Lacroix, “Inverse method for simultaneously estimating multi-parameters of heat flux and of temperature-dependent thermal conductivities inside melting furnaces,” *Appl Therm Eng*, vol. 141, pp. 981–989, Aug. 2018, doi: 10.1016/J.APPLTHERMALENG.2018.06.041.

[5] M. Može, A. Hadžić, M. Zupančič, and I. Golobič, “Boiling heat transfer enhancement on titanium through nucleation-promoting morphology and tailored wettability,” *Int J Heat Mass Transf*, vol. 195, Oct. 2022, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123161.

[6] R. Jaswal, A. Sathyabhama, K. Singh, and A. V. V. R. P. Yandapalli, “Experimental and numerical investigation of pool boiling heat transfer from finned surfaces,” *Appl Therm Eng*, vol. 233, p. 121167, Oct. 2023, doi: 10.1016/J.APPLTHERMALENG.2023.121167.

[7] C. Hutter, K. Sefiane, T. G. Karayiannis, A. J. Walton, R. A. Nelson, and D. B. R. Kenning, “Nucleation site interaction between artificial cavities during nucleate pool boiling on silicon with integrated micro-heater and temperature micro-sensors,” *Int J Heat Mass Transf*, vol. 55, no. 11–12, pp. 2769–2778, May 2012, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.02.014.

[8] L. Tadrist, H. Combeau, M. Zamoum, and M. Kessal, “Experimental study of heat transfer at the transition regime between the natural convection and nucleate boiling: Influence of the heated wall tilt angle on the onset of nucleate boiling (ONB) and natural convection (ONC),” *Int J Heat Mass Transf*, vol. 151, p. 119388, Apr. 2020, doi: 10.1016/J.IJHEATMASSTRANSFER.2020.119388.

Acknowledgements

The authors thank the French National Research Agency (ANR) for its financial support of the TraThI project (ANR-21-CE50-0009-01 grant). This work was carried out within the framework of the EIPHI graduate school (ANR-17-EURE-0002 grant). This work was supported by the French RENATECH network and its FEMTO-ST technology center.

Caractérisation expérimentale d'écoulements bouillants intervenant dans les récepteurs solaires à Génération Directe de Vapeur

Experimental characterization of boiling flows in Direct Steam Generation solar receivers

Israel AGUILERA-CORTES[1,2], **Adrien TOUTANT**[1,2] **and Samuel MER**[1,2*]

[1] Laboratoire PROcédés, Matériaux et Energie Solaire (PROMES-CNRS), Tecnosud, Rambla de la Thermodynamique – 66100 Perpignan France
[2] Université de Perpignan Via Domitia (UPVD), 52 Avenue Paul Alduy – 66100 Perpignan France
*(Corresponding author: samuel.mer@univ-perp.fr)

Résumé - Les technologies solaires thermiques à concentration (CST) concentrent le rayonnement solaire pour produire de la chaleur, utilisable pour l'électricité (CSP) ou l'industrie (SHIP). Les systèmes classiques utilisant des huiles ou sels fondus présentent des inconvénients, d'où l'intérêt pour la Génération Directe de Vapeur (GDV) dans les capteurs. Une boucle expérimentale, ConBo, a été conçue pour étudier l'écoulement bouillant eau-vapeur dans un tube, permettant de varier plusieurs paramètres et d'enregistrer les régimes d'écoulement. Les résultats ont montré un désaccord avec les corrélations existantes, conduisant au développement d'une nouvelle corrélation. L'analyse a aussi révélé que le haut du tube est souvent plus froid que le bas, un effet dû à la formation intermittente d'un film liquide améliorant le transfert thermique. Ces travaux visent à optimiser les récepteurs solaires pour la GDV.

Abstract - Concentrating solar thermal (CST) technologies concentrate solar radiation to produce heat, usable for electricity (CSP) or industry (SHIP). Conventional systems using oils or molten salts have drawbacks, hence the interest in Direct Steam Generation (DSG) within the collectors. An experimental loop, ConBo, was designed to study boiling water-steam flow in a tube, allowing several parameters to be varied and flow regimes to be recorded. The results showed a disagreement with existing correlations, leading to the development of a new one. The analysis also revealed that the top of the tube is often colder than the bottom, an effect due to the intermittent formation of a liquid film that improves heat transfer. This work aims to optimize solar receivers for DSG.

Nomenclature

A	area, m^2	T	temperature, K
Bo	Boiling number, $Bo = \dot{q}/(G\Delta h_{lv})$	ΔT_{sub}	inlet subcooling, K
C_0, C_1	empirical coefficients in Rouhani correlation	u	velocity, $\mathrm{m/s}$
D	tube inner diameter, m	u^*	velocity ratio, u_s/u_l
Fr	Froude number	x	vapor quality
G	mass flux, $\mathrm{kg/(s \cdot m^2)}$	X_{tt}	Martinelli parameter
H	dimensionless inlet subcooling, $H = (h_{\text{in}} - h_{\text{sat}})/\Delta h_{lv}$	*Greek symbols*	
h	heat transfer coefficient, $\mathrm{W/(m^2 \cdot K)}$	α	thermal diffusivity, $\mathrm{m^2/s}$
Δh_{lv}	latent heat of vaporization, $\mathrm{J/kg}$	δ	liquid film thickness, m
k_l	liquid thermal conductivity, $\mathrm{W/(m \cdot K)}$	ε	void fraction
$\dot{m}$	mass flow rate, $\mathrm{kg/s}$	θ	inclination angle, degrees
p	pressure, Pa	μ	dynamic viscosity, $\mathrm{Pa \cdot s}$
$\dot{q}$	heat flux, $\mathrm{W/m^2}$	ν	kinematic viscosity, $\mathrm{m^2/s}$
$\dot{Q}$	electrical power supplied to inductor, W	ρ	density, $\mathrm{kg/m^3}$
Re	Reynolds number, $Re = GD/\mu_l$	σ	surface tension, $\mathrm{N/m}$
s	sheltering coefficient (Jeffreys criterion)		

1. Introduction

The climate emergency underscores the need for sustainable energy alternatives. Concentrating Solar Thermal (CST) thechnologies are a viable solution, generating heat for electricity (CSP) or industry (SHIP) [9]. Conventional CSP plants use intermediary heat transfer fluids (HTFs) like oils or molten salts, which have drawbacks including environmental risks and high operational costs [14].

Direct Steam Generation (DSG) mitigates these issues by evaporating water directly within solar receivers, improving efficiency and reducing costs [8, 7]. However, DSG introduces complexities in managing two-phase water-steam flow, making accurate flow regime prediction essential [2]. Flow regimes dictate key thermal-hydraulic parameters like heat transfer coefficients and pressure drops. Foundational adiabatic studies established crucial models and flow pattern maps [4, 13, 16], later refined for boiling refrigerants [12, 5, 17]. Recent research has explored effects of complex geometries and non-uniform heat fluxes [1, 3, 18]. However, significant gaps persist concerning the combined influence of tube inclination, non-uniform heating, and flow regime transitions in boiling water at CSP-relevant scales.

This work introduces the ConBo experimental facility, designed to study convective boiling in a horizontal and slightly inclined tube representative of solar receivers. The study details an image processing technique for flow regime classification, analyzes the identified patterns, and reports on local heat transfer coefficients, providing data for DSG solar field design.

2. Materials and methods

2.1. Experimental set up

Figure 1 shows the ConBo facility, designed to investigate water boiling flows. It consists of three functional loops. In the main loop (salmon), water from a pressurized tank is pumped (up to $0.2\ \mathrm{kg/s}$) through a preheater and a 3-m establishment section before entering the 1-m test section. The Duplex steel test section (inner diameter 49.3 mm) is heated by induction.

The two-phase flow passes through a visualization box with a borosilicate glass tube for optical access. A secondary loop (green) thermalizes the visualization box to prevent condensation, and a cooling loop (blue) condenses the vapor.

The facility is comprehensively instrumented. Six high-precision PT100 sensors measure fluid temperature at different axial positions. Nine PT100 sensors on the external tube wall measure wall temperature at three axial stations (450, 750, 950 mm from inlet) and three circumferential positions (top, middle, bottom) each. Pressure is monitored with an absolute piezoelectric sensor, and a differential sensor measures the pressure drop across the boiling section.

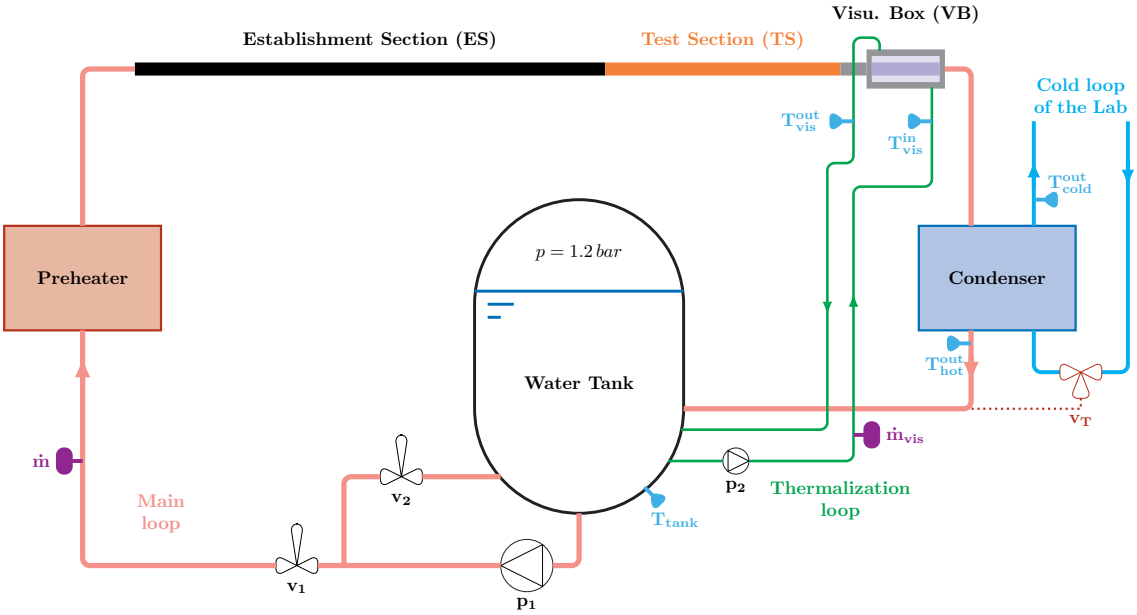


Figure 1 : *Schematic layout of the ConBo experimental facility.*

2.2. Image adquisition technique

A camera (*PROMON U1000*) acquired images at 151 fps. A 45° mirror positioned in front of the visualization box window minimized image distortion (Fig. 2). A `python` code using `OpenCV` processed the images through stages: preprocessing (vibration correction, rotation, cropping), correction (using a calibration pattern), processing (erosion, smoothing, normalization, binarization), and postprocessing to extract quantitative variables like vapor-phase velocity U_G and line void fraction $\varepsilon_{\text{line}}$.

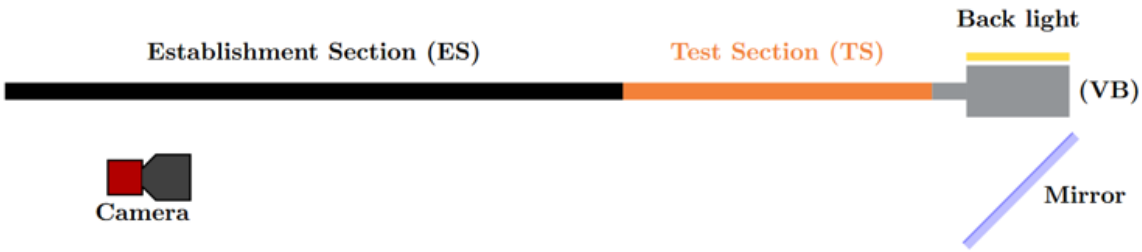


Figure 2 : *Top view scheme of the optical setup.*

2.3. Experimental procedure

Operating parameters (mass flow rate $\dot{m}$, inclination θ, inlet subcooling ΔT_{sub}, heater power $\dot{Q}$) were set. Data acquisition began once steady state was reached (temperature fluctuations within $\pm 0.5\,^{\circ}$C). Data was recorded for 60 s (temperatures, flow, inclination at 20 Hz; pressures at 67 Hz). Concurrently, a 7 s high-speed video (151 fps) was captured. The study includes 12 single-phase and 231 two-phase experiments. Conditions are summarized in Table 1.

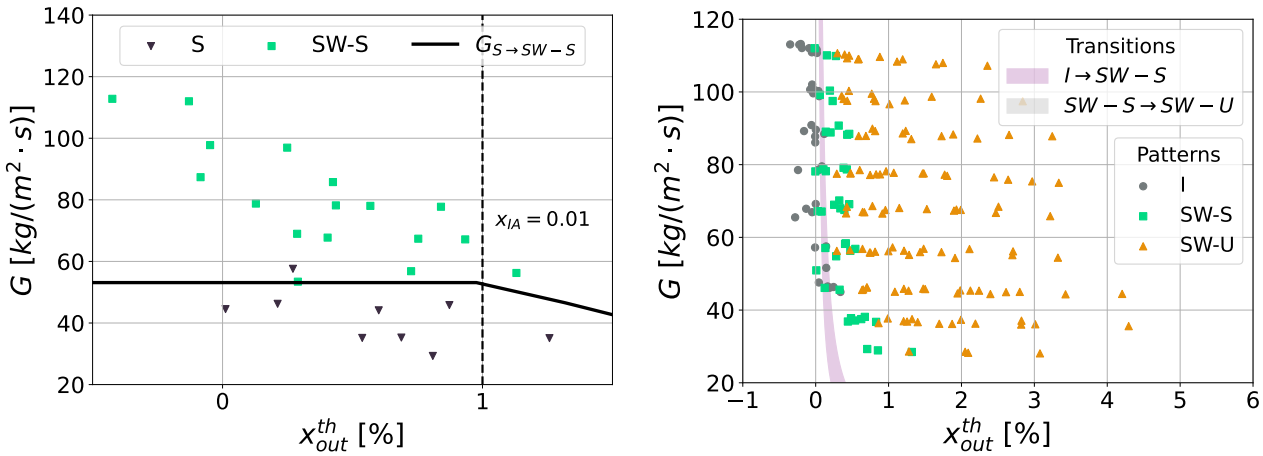
Name	Fluid	n° points	G [kg/s·m²]	p [bar]	$\dot{q}$ [kW/m²]	x^{th} [%]	Configuration
Aguilera et al.	Water–steam	231	30–120	1.2	up to 100	from -1 to 5	0° and up to +5°

Table 1 : *Experimental conditions of Aguilera et al. dataset*

3. Results

3.1. Flow pattern classification

The 231 two-phase experiments were classified into four flow regimes: **Stratified (S)**, **Intermittent (I)**, **Smooth Stratified-Wavy (SW-S)**, and **Unstable Stratified-Wavy (SW-U)**. The patterns depend strongly on tube orientation (Fig. 3).



(a) Horizontal configuration ($\theta = 0°$).

(b) Inclined configuration.

Figure 3 : *Flow pattern classification. For horizontal flow, only S and SW-S patterns occur. Inclination eliminates S, introducing I and SW-U.*

For horizontal flow (Fig. 3a), the S to SW-S transition is governed by a modified Jeffreys criterion:

$$G_{S\to SW\text{-}S} = \left(\frac{4g\nu_l(\rho_l - \rho_v)\rho_l\rho_v}{s} \cdot \frac{\varepsilon^2(1-\varepsilon)}{x^2(1-x)} \right)^{1/3}, \tag{1}$$

where ε is from the Rouhani correlation [15]. To finalize the formulation of the transition, the inlet vapor quality x_{IA} from Kattan [12] has been used:

$$x_{\text{IA}} = \left\{ \left[0.34^{1/0.875} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{-1/1.75} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{-1/7} \right] + 1 \right\}^{-1} \tag{2}$$

For inclined flows (Fig. 3b), transitions are controlled by void fraction ε. Experimental data show transition bands: $0.15 < \varepsilon_{I \to SW\text{-}S} < 0.25$ and $0.35 < \varepsilon_{SW\text{-}S \to SW\text{-}U} < 0.55$. These are captured by inverting the Rouhani correlation:

$$G = \frac{C_1(1-x)\left[g\sigma(\rho_L - \rho_V)\right]^{0.25}}{\rho_L^{0.5}\left[\frac{x}{\rho_V} - \varepsilon_{\text{band}}\left(1 + C_0(1-x)\right)\left(\frac{x}{\rho_V} + \frac{1-x}{\rho_L}\right)\right]}, \tag{3}$$

with $C_0 = 0.12$. C_1 is empirically adjusted to 2 for the $I \to SW\text{-}S$ transition and to 3 for $SW\text{-}S \to SW\text{-}U$.

3.2. Heat transfer coefficients

Experimental heat transfer coefficients (HTCs) increase along the flow direction and with vapor quality, with the SW-U regime yielding the highest values. Existing correlations [6, 11, 10] fail to accurately predict the data, as they were developed for refrigerants in smaller geometries and rely on the Martinelli parameter, unsuitable for the low vapor qualities here.

A new correlation was developed by modifying Fang et al.'s model [6]:

$$h_{\text{theo}} = \frac{k_l}{D} Bo\, Re^{1.6} \left(x^{th} - H\right)^{0.8} \left[\ln\left(\frac{\mu_{lf}}{\mu_{lw}}\right)\right]^{-1.55} \tag{4}$$

where $Bo = \dot{q}/(G\Delta h_{lv})$, $Re = GD/\mu_l$, $H = (h_{\text{in}} - h_{\text{sat}})/\Delta h_{lv}$, μ_{lf} and μ_{lw} are liquid dynamic viscosities at fluid and wall temperature.

The new correlation shows excellent agreement (Fig. 4), with a mean absolute percentage error (MAPE) of 10.43% and 96.9% of data within ±30% error.

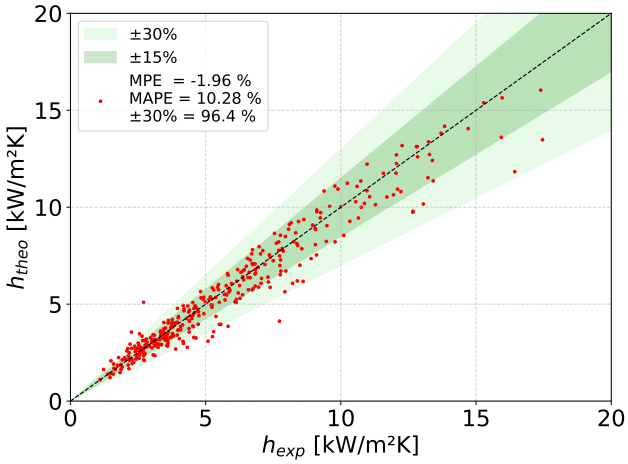


Figure 4 : *Comparison between experimental heat transfer coefficients and the proposed new correlation.*

3.3. Cross-sectional temperature difference

In horizontal two-phase flow, phase separation typically leads to $T^{\text{top}} > T^{\text{bot}}$ due to the lower vapor heat transfer coefficient. However, our data show the opposite ($T^{\text{top}} < T^{\text{bot}}$, up to -15 K in section S_3). This is attributed to intermittent formation of a thin liquid film on the upper wall, formed by waves or associated to large bubble passage on the upper part of the tube, enhancing local heat transfer.

A mechanistic model explains this behavior. The heat transfer coefficients for the upper film ($h_{\text{cb}}^{\text{top}}$) and lower liquid ($h_{\text{cb}}^{\text{bot}}$) are estimated using respectively the Kattan and Dittus Boelter correlations:

$$h_{\text{cb}}^{\text{top}} = 0.0133\,\text{Re}_{\delta_{\text{top}}}^{0.69}\text{Pr}_l^{0.4}\frac{k_l}{\delta_{\text{top}}}, \quad h_{\text{cb}}^{\text{bot}} = 0.023\,\text{Re}_{D_{\text{in}}}^{0.8}\text{Pr}_l^{0.4}\frac{k_l}{D_{\text{in}}} \tag{5}$$

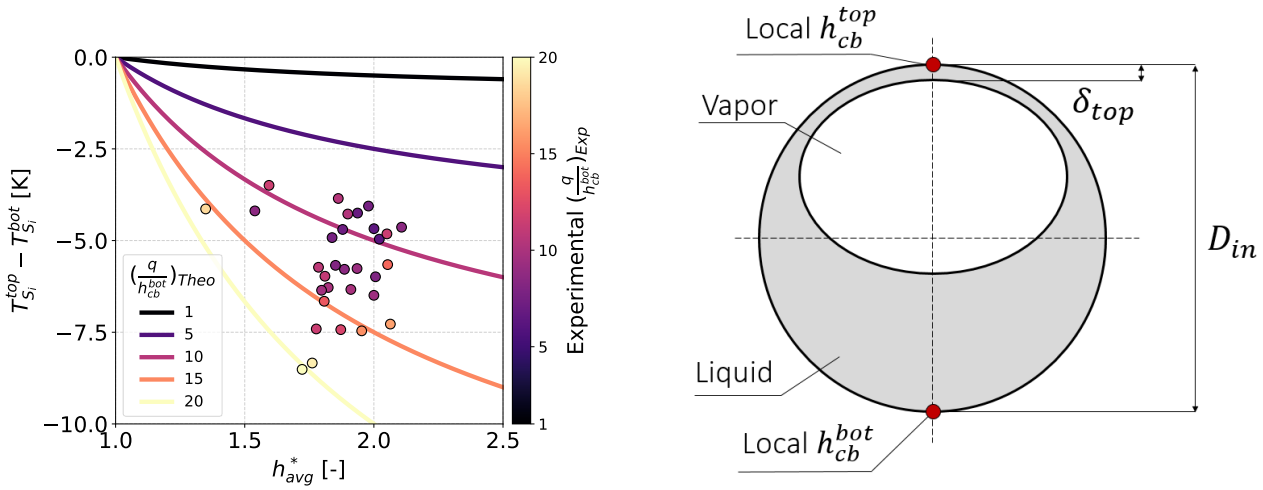
where δ_{top} is the upper liquid film thickness. The ratio $h^* = h_{\text{cb}}^{\text{top}}/h_{\text{cb}}^{\text{bot}}$ increases with velocity ratio $u^* = u_s/u_l$ and decreasing film thickness. A time-averaged ratio h_{avg}^* is calculated based on the film wetting period t_{film} and cycle time t_{cycle}:

$$h_{\text{avg}}^* = 1 + \frac{t_{\text{film}}}{t_{\text{cycle}}}\,(h^* - 1) \tag{6}$$

The theoretical temperature difference is:

$$T^{\text{top}} - T^{\text{bot}} \approx \frac{\dot{q}}{h_{\text{cb}}^{\text{bot}}}\left(\frac{1 - h_{\text{avg}}^*}{h_{\text{avg}}^*}\right) \tag{7}$$

Figure 5 shows good agreement between model predictions and experimental data for intermittent flow for which the only model variable to adjust is δ_{top}.



(a) Theoretical lines and experimental points.

(b) Schematic of the liquid film thickness.

Figure 5 : *Comparison of theoretical and experimental temperature differences for intermittent flow, considering* $\delta_{top} = 0.004 \cdot D_{in} \approx 0.2\,mm$.

4. Conclusion

An experimental study of boiling water-steam flow in a horizontal and slightly inclined tube representative of DSG solar receivers has been conducted. Flow pattern maps for both horizontal and inclined configurations were established, identifying four distinct regimes and demonstrating the dominant role of void fraction in transition criteria for inclined flows.

The analysis of local heat transfer coefficients revealed that existing correlations, developed primarily for refrigerants, are inadequate for predicting the present data. Consequently, a new, dimensionally consistent correlation was proposed, achieving excellent agreement with experimental results (MAPE of 10.43%).

Furthermore, the study identified a counter-intuitive circumferential temperature distribution, where the top of the tube is often colder than the bottom. A mechanistic model, based on the intermittent formation of a thin liquid film on the upper wall, was developed and successfully validated against experimental data for intermittent flows.

These results provide valuable insights and reliable tools for the thermal-hydraulic design and optimization of Direct Steam Generation solar receivers, contributing to the advancement of more efficient and sustainable concentrating solar power systems.

5. References

[1] A. Araújo et al.. 2024 *"Heat transfer characteristics of horizontal flow boiling with uniform and non-uniform circumferential heat flux" International Journal of Heat and Mass Transfer*, 228

[2] A. Aurousseau et al.. 2016 *"Control systems for direct steam generation in linear concentrating solar power plants – A review" Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 56

[3] J. Dirker et al.. 2022 *"The effect of circumferentially non-uniform heat flux on flow boiling heat transfer in a horizontal tube" International Journal of Heat and Mass Transfer*, 185

[4] A. E. Dukler and M. G. Hubbard. 1975 *"A Model for Gas-Liquid Slug Flow in Horizontal and Near Horizontal Tubes" Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, 14

[5] J. El Hajal et al.. 2003 *"Condensation in horizontal tubes, part 1: Two-phase flow pattern map" International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46

[6] X. Fang et al.. 2017 *"A general correlation for saturated flow boiling heat transfer in channels of various sizes and flow directions" International Journal of Heat and Mass Transfer*, 107

[7] A. Fernández-García et al.. 2010 *"Parabolic-trough solar collectors and their applications" Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 14

[8] A. Giglio et al.. 2017 *"Direct steam generation in parabolic-trough collectors: A review about the technology and a thermo-economic analysis of a hybrid system" Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 74

[9] M. T. Islam et al.. 2018 *"A comprehensive review of state-of-the-art concentrating solar power (CSP) technologies: Current status and research trends" Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 91

[10] J. S. Jabardo et al.. 1999 *"New correlation for convective boiling of pure halocarbon refrigerants flowing in horizontal tubes" Braz. J. Mech. Sci*, 21

[11] S. G. Kandlikar. 1990 *"A general correlation for saturated two-phase flow boiling heat transfer inside horizontal and vertical tubes" Journal of Heat Transfer*, 112

[12] N. Kattan et al.. 1998 *"Flow boiling in horizontal tubes: Part 1 – Development of a diabatic two-phase flow pattern map" Journal of Heat Transfer*, 120

[13] J. M. Mandhane et al.. 1974 *"A flow pattern map for gas–liquid flow in horizontal pipes" International Journal of Multiphase Flow*, 1

[14] *NREL Database: Andasol 1 CSP Project - Powerplant details*. 2022.

[15] S. Z. Rouhani and E. Axelsson. 1970 *"Calculation of void volume fraction in the subcooled and quality boiling regions" International Journal of Heat and Mass Transfer*, 13

[16] Y. Taitel and A. E. Dukler. 1976 *"A model for predicting flow regime transitions in horizon and near horizontal gas-liquid flow" AIChE Journal*, 22

[17] L. Wojtan et al.. 2005 *"Investigation of flow boiling in horizontal tubes: Part I – A new diabatic two-phase flow pattern map" International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48

[18] L. Yin et al.. 2014 *"Experimental study on flow boiling of water in small-diameter horizontal tubes with U-shaped configurations" Chemical Engineering Science*, 104

Détermination de la fonction de densité de probabilité de pulvérisation d'une buse à cône creux en utilisant le critère d'information d'Akaike (AIC)

Ilyas SELLAMI[1,2*], **Antonin ROBINET**[1], **Nicolas RIMBERT**[3], **Khaled CHETEHOUNA**[1], **Ludovic LAMOOT**[1]

[1] PRISME UR 4229, INSA Centre-Val de Loire, 88 boulevard Lahitolle, 18000 Bourges, France
[2] Institut de Technologie, Université Kasdi Merbah Ouargla, 30000 Ouargla, Algérie
[3] LEMTA UMR 7563, Université de Lorraine, 2 avenue de la Foret de Haye, 54000 Nancy, France
*(Auteur correspondant : ilyas.sellami@insa-cvl.fr)

Résumé - Cette étude vise à évaluer systématiquement diverses lois d'ajustement pour déterminer la fonction de densité de probabilité (PDF) de pulvérisation d'un brouillard d'eau généré par une buse mono-fluide à cône creux. L'anémométrie à phase Doppler (PDA) est utilisée conjointement avec l'imagerie à haute vitesse afin de caractériser finement la dynamique du spray.

1. Introduction

La compréhension de la distribution des tailles de gouttelettes dans un jet d'eau pulvérisée est essentielle dans de nombreux domaines, notamment l'agriculture, la lutte contre l'incendie, les technologies de refroidissement et le revêtement par pulvérisation [1, 2, 3, 4, 5]. Pour obtenir les caractéristiques du spray, il est nécessaire de recourir à des méthodes de mesure non intrusives, généralement fondées sur des techniques optiques. L'ombroscopie (Shadowgraphy) exploite l'hétérogénéité optique entre les gouttelettes et le milieu dans lequel elles se propagent, associée à l'utilisation d'une caméra rapide, pour déterminer la taille et la vitesse des gouttelettes. Cette méthode représente un coût important en matière de traitement d'images, mais les développements récents permettent désormais des mesures volumiques [6, 7]. L'ombroscopie est généralement effectuée dans le domaine du visible pour des raisons de simplicité. Cependant, elle peut également être mise en œuvre dans d'autres domaines spectraux pour des applications spécifiques. Les applications thermiques et les transferts de chaleur peuvent recourir au rayonnement infrarouge, configuration plus couramment désignée sous le terme de thermographie infrarouge [8]. Une autre technique couramment utilisée est l'anémométrie à effet Doppler de phase (PDA, Phase Doppler Anemometry) [9, 10, 11]. Cette technique constitue une extension de l'anémométrie laser Doppler qui exploite la différence de phase entre différents points de la gouttelette pour en déterminer la taille. Dans cette méthode, l'acquisition se limite à un petit volume de mesure (l'intersection des deux faisceaux laser), mais un nombre quelconque de gouttelettes peut être mesuré, tant en taille qu'en vitesse. À la connaissance des auteurs, il n'existe actuellement aucune étude systématique sur les diverses représentations de la distribution de taille de gouttelettes dans un spray, qu'elles soient exprimées en termes de nombre ou de volume. De plus, les études existantes qui abordent ces représentations ne tiennent pas compte de la convergence de la distribution vers une loi mathématique spécifique en fonction du point d'acquisition. Cet article vise à aborder ces défis et à proposer des solutions pour améliorer la caractérisation des sprays. À cet effet, une buse mono-fluide de type Delavan WDA à cône creux est utilisée pour atomiser l'eau, et un système PDA est employé en conjonction avec une caméra rapide afin d'analyser l'évolution du spray le long de ses axes de pulvérisation.

2. Présentation du dispositif expérimental

Les expériences ont été menées sur le banc d'essai de spray dans des conditions ambiantes au laboratoire Greensprink de l'INSA Centre-Val de Loire à Bourges (France). La configura-

tion du système est présentée à la figure 1. Le banc d'essai comprend le système de spray et le système d'anémométrie Doppler de phase fourni par Dantec. Le système de pulvérisation se compose d'un réservoir d'eau, d'une pompe d'eau, d'un manomètre et d'un atomiseur type Delavan WDA à cône creux. Les mesures ont été conduites à quatre distances axiales en aval de la buse (z = 5, 10, 20 et 30 mm). La position z = 5 mm correspond à la région d'atomisation, tandis que celles de z = 10 mm, 20 mm et 30 mm caractérisent le spray en phase développée. Un atomiseur de type Delavan WDA a été utilisé comme buse de pulvérisation dans cette étude expérimentale. Il s'agit d'un produit commercial largement déployé dans les applications industrielles. Cette buse assure un débit de 3 gallons par heure (variable en fonction de la pression) avec un angle de spray de 70°, générant un spray en cône creux. La buse Delavan WDA est montée sur un support réglable permettant des déplacements dans les directions horizontale et verticale. Plusieurs niveaux de pression ont été examinés, bien que la majorité des mesures aient été réalisées à 2 bars avec un débit de spray moyen d'environ 1,2 mL/s. Une caméra haute vitesse (FASTCAM Nova S16, modèle 1100K-M-64GB) a été employée pour enregistrer les structures du spray selon différentes positions. La fréquence de la caméra est réglée sur 16 000 images par seconde. Un système PDA monocomposante sur fibre optique fourni par Dantec Dynamics a été mobilisé pour mesurer la vitesse et la taille des gouttelettes. Le système comprend un laser de 120 mW, un émetteur, une optique d'émission 1D et un translateur de faisceau. Cette unité émet une paire de faisceaux laser de longueur d'onde 660 nm (rouge) utilisés pour la mesure de vitesse. Le critère limitant pour l'acquisition à chaque point de mesure était l'enregistrement de 200 000 échantillons.

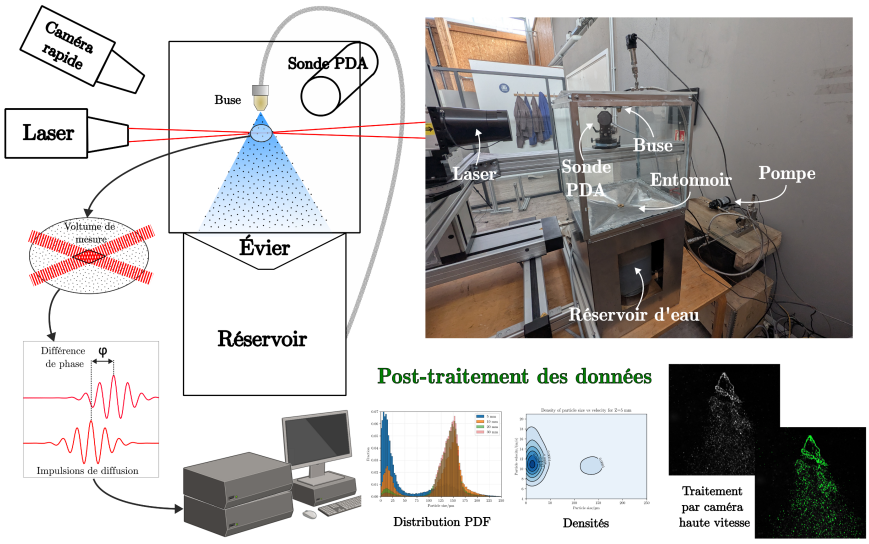


Figure 1 : *Représentation schématique du banc d'essai.*

3. Résultats et discussion

3.1. PDF par imagerie haute vitesse et ses limites

Comme l'illustre la figure 2, une PDF typique a été construite à partir des images acquises par la caméra haute vitesse. La majorité des gouttelettes présente un diamètre inférieur à 200 µm, ce qui correspond aux données expérimentales issues de la PDA. Toutefois, la configuration de caméra ne permet de capturer que les grosses gouttelettes, formant une seconde distribution à partir de 100 µm. Les gouttelettes de dimension inférieure à 50 µm ne peuvent pas être capturées en raison de leur taille sous-pixel. Naturellement, cette distribution ne peut être comparée aux distributions résultant de mesures ponctuelles, car elle représente une moyenne spatiale. Elle fournit des informations relatives à l'évolution générale des grosses gouttelettes, depuis leur fragmentation initiale près de la buse jusqu'à leur trajectoire vers les bords externes du spray.

Néanmoins, les mesures par caméra rapide demeurent utiles en fournissant une limite supérieure pour les diamètres des gouttelettes. Elles aident également à localiser le point d'acquisition d'intérêt avant de procéder aux mesures PDA.

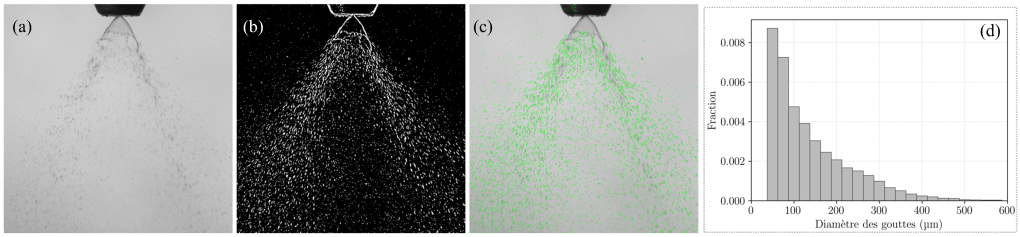


Figure 2 : *Imagerie par caméra rapide et segmentation par seuillage : (a) Image prise par caméra rapide, (b) Image binarisée, (c) Mise en évidence par algorithme de seuillage, (d) PDF en nombre.*

3.2. Caractéristiques des gouttelettes du spray obtenues par PDA

La figure 3 présente la distribution conjointe de la taille et de la vitesse des gouttelettes. À courte distance (z = 5 mm), une proportion importante de fines gouttelettes (diamètre inférieur à 50 µm) est observée, associée à une plage de vitesses relativement étendue ($\approx 6-20$ m/s), reflétant l'atomisation initiale intense et l'influence prépondérante de l'énergie cinétique transmise par le jet. Des gouttelettes de dimensions plus importantes, tant rapides que lentes, sont également présentes, bien que moins représentées. En revanche, aux positions z = 10, 20 et 30 mm, la distribution se modifie significativement : la proportion de fines gouttelettes décroît, tandis qu'un second pic de distribution, correspondant à des gouttelettes de plus grand diamètre ($\approx 110-190$ µm) caractérisées par une plage de vitesses moins importante ($\approx 7-16$ m/s), devient prédominant. Cette évolution témoigne à la fois de la décélération progressive des petites gouttelettes soumises à la traînée aérodynamique et de la persistance des grosses gouttelettes, qui sont moins sensibles aux pertes d'énergie cinétique.

3.3. Distributions de taille des gouttelettes : analyse par critère AIC

Les données de distribution de vitesse et de taille des gouttelettes peuvent être ajustées à plusieurs fonctions de distribution standard numériquement ou graphiquement [12]. Dans cette étude, les distributions empiriques sont modélisées au moyen de différentes lois de probabilité (normale, log-normale, Weibull, gamma et stable), dont les paramètres d'ajustement sont indiqués pour chaque configuration. La qualité de ces ajustements est évaluée par le critère d'information d'Akaike (AIC), défini par :

$$\mathrm{AIC} = 2k - 2\log(L) \tag{1}$$

où k représente le nombre de paramètres indépendamment ajustés au sein du modèle et L désigne la valeur maximisée de la fonction de vraisemblance [13]. Un critère AIC plus faible indique un meilleur ajustement du modèle aux données empiriques.

3.3.1. Distributions en nombre : analyse des petites gouttelettes

La figure 4 présente les distributions en nombre des gouttelettes de petite taille pour un spray de brouillard d'eau, mesurées à différentes positions en aval de la buse. L'analyse par critère AIC révèle une transition physique entre le champ proche et le champ lointain du spray (cf. tableau 1). Dans la région proximale à la buse (z = 5 et 10 mm), les valeurs d'AIC les plus faibles sont fréquemment associées à la distribution gamma. Ces observations expérimentales concordent avec les résultats de Villermaux et al. [14], qui ont démontré que la distribution granulométrique issue de la fragmentation de ligaments peut être modélisée efficacement par des

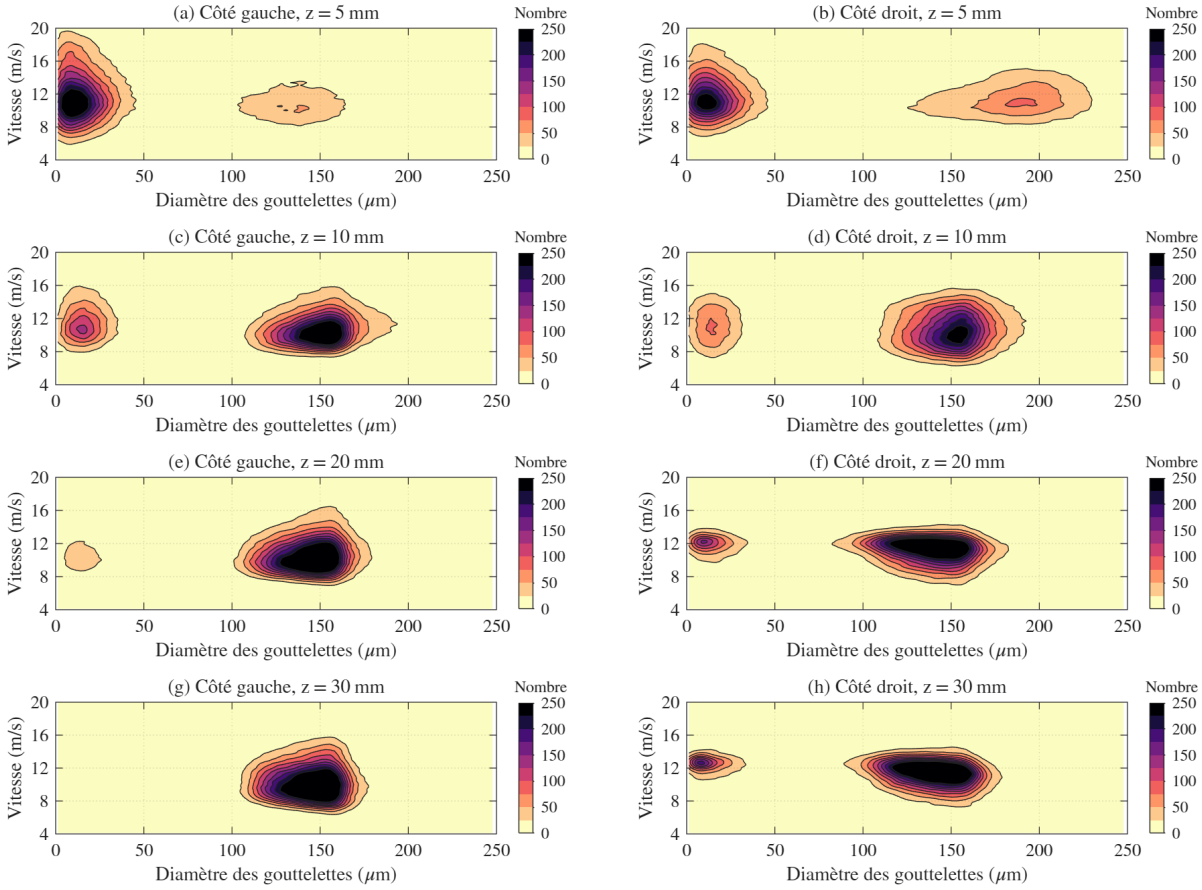


Figure 3 : *Distribution conjointe taille-vitesse des gouttelettes du spray d'eau.*

distributions gamma. Plus en aval (z = 20 et 30 mm), la distribution log-normale devient compétitive, voire prédominante sur certains côtés (par exemple, sur la droite à z = 30 mm). Cette transition de modélisation reflète le comportement autosimilaire des phases liquide et gazeuse dans la région pleinement développée du spray, tel que l'ont établi Hinterbichler et al. [15].

Tableau 1 : *Qualité d'ajustement des distributions en nombre des petites gouttelettes.*

Distance z (mm)	**Côté**	**AIC des distributions de probabilité**			
		Log-Normale	**Weibull**	**Gamma**	**Stable**
5	Droit	8.18E+05	8.12E+05	**8.11E+05**	8.27E+05
5	Gauche	1.04E+06	1.04E+06	**1.03E+06**	1.05E+06
10	Droit	2.61E+05	2.59E+05	**2.58E+05**	2.60E+05
10	Gauche	3.47E+05	3.44E+05	**3.43E+05**	3.45E+05
20	Droit	**2.10E+05**	2.11E+05	**2.10E+05**	2.13E+05
20	Gauche	**1.09E+05**	**1.09E+05**	**1.09E+05**	1.10E+05
30	Droit	**1.90E+05**	1.91E+05	**1.90E+05**	1.93E+05
30	Gauche	5.58E+04	5.56E+04	**5.55E+04**	5.62E+04

3.3.2. Distributions en nombre : analyse des grosses gouttelettes

La figure 5 présente les distributions en nombre des grosses gouttelettes à différentes positions d'investigation (z = 5, 10, 20 et 30 mm) en comparaison avec les ajustements établis selon plusieurs lois de probabilité. Les résultats de l'analyse montrent que les diamètres mesurés sont principalement concentrés entre 120 et 160 µm avec une forme unimodale et une légère asymétrie vers les plus grandes tailles, à l'exception de la position z = 5 mm, où les tailles de gouttelettes sont plus dispersées. Plus on s'éloigne de la buse, plus les tailles de gouttelettes deviennent homogènes, avec une dispersion moins importante. Cette évolution physique est probablement liée à l'évaporation rapide des fines gouttelettes et aux mécanismes de ségrégation granulométrique du jet, tandis que les grosses gouttelettes chutent plus rapidement, réduisant

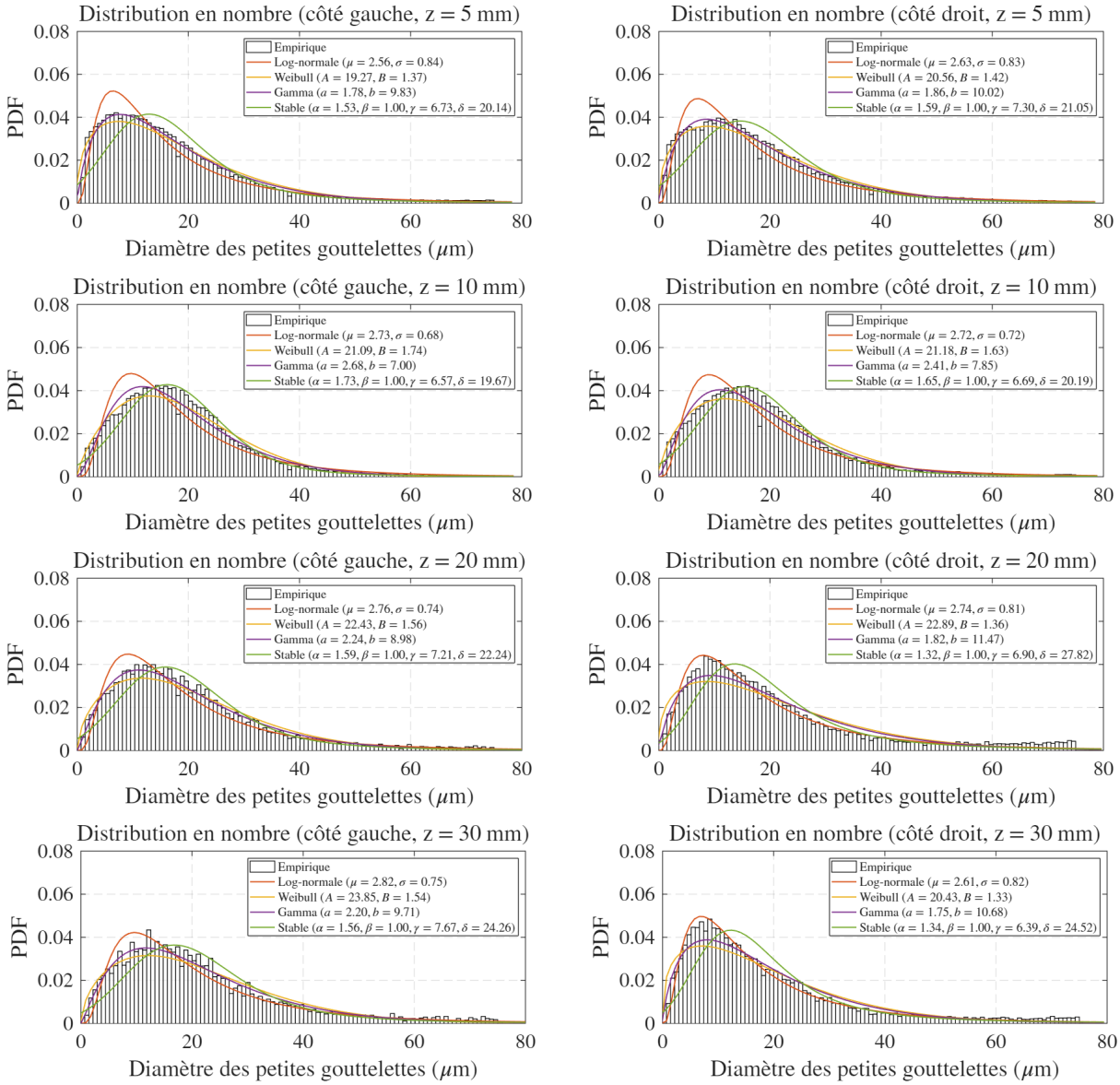


Figure 4 : *Distributions en nombre des petites gouttelettes aux différents points de mesure.*

ainsi la diversité des diamètres au fur et à mesure du développement du brouillard d'eau. De plus, les similarités croissantes observées entre les distributions des côtés gauche et droit soulignent l'homogénéité quasi-spatiale du brouillard d'eau en champ lointain. Comme le montre le tableau 2, l'évaluation de la qualité de l'ajustement par le critère d'information d'Akaike révèle que la loi stable (loi à 4 paramètres) fournit généralement un meilleur ajustement à la fonction de densité de probabilité expérimentale, surpassant les autres distributions (lois à 2 paramètres). Près de la buse (z = 5 mm), de légères différences subsistent, la distribution de Weibull (ou Rosin-Rammler) pouvant mieux décrire la variabilité initiale liée à la rupture de ligaments, mais plus en aval (z = 20−30 mm), les distributions tendent vers une forme où la loi stable reste dominante. Cette observation met en évidence que la dynamique de fragmentation et d'agglomération des gouttelettes n'est pas seulement le résultat de simples processus multiplicatifs, mais peut impliquer des fluctuations aléatoires plus complexes.

3.3.3. Analyse des distributions en masse

La figure 6 illustre les distributions en masse des diamètres de gouttelettes obtenues par des mesures PDA à différentes positions d'investigation. Les résultats montrent une légère asymétrie positive avec une queue de distribution s'étendant vers les grands diamètres, indiquant que la proportion de grosses gouttelettes contribue significativement à la masse totale du spray.

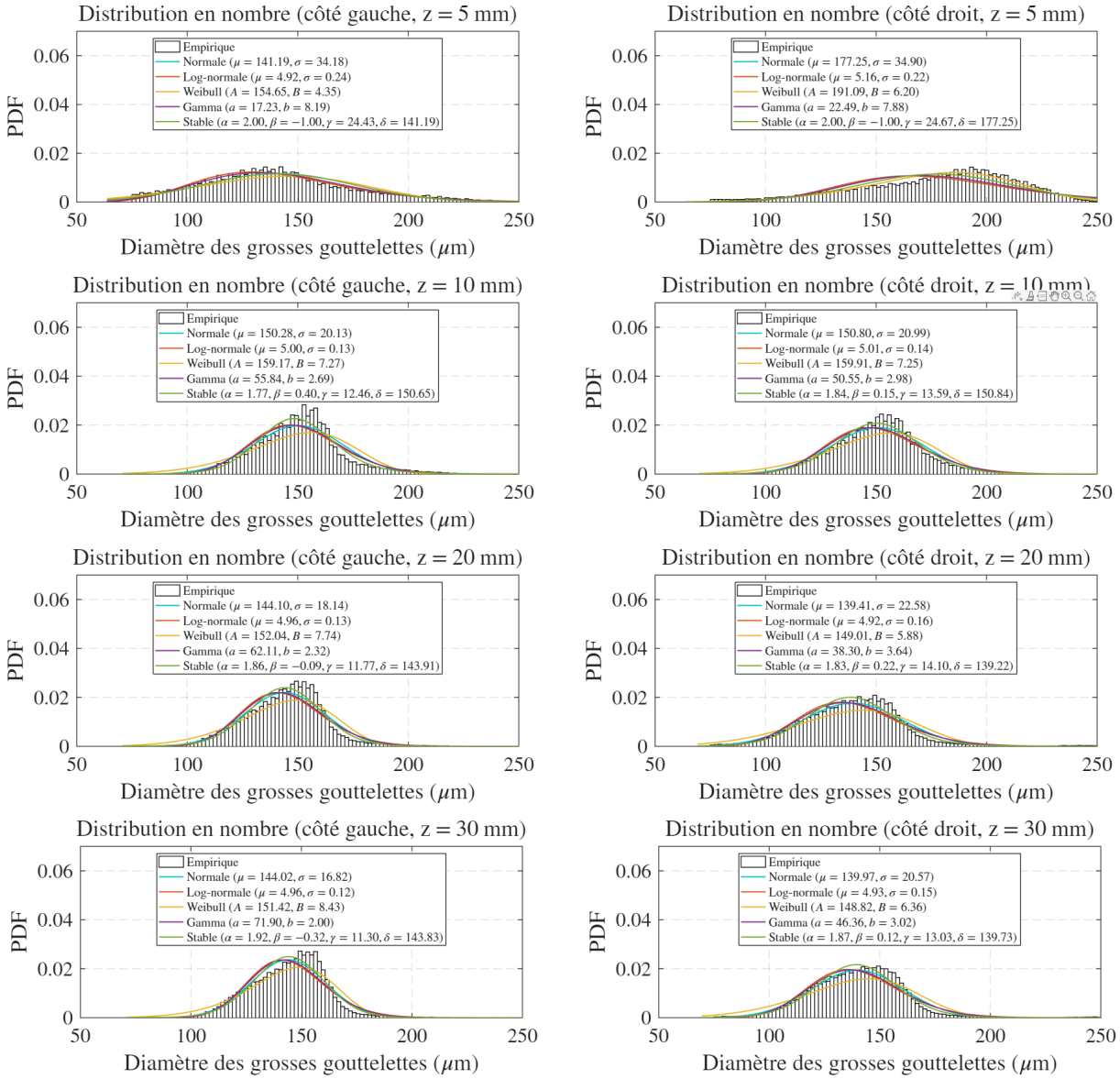


Figure 5 : *Distributions en nombre des grosses gouttelettes aux différents points de mesure.*

Tableau 2 : *Qualité d'ajustement des distributions en nombre des grosses gouttelettes.*

Distance z (mm)	Côté	AIC des distributions de probabilité				
		Normale	Log-Normale	Weibull	Gamma	Stable
5	Droit	9.08E+05	9.25E+05	**9.02E+05**	9.18E+05	9.08E+05
5	Gauche	5.84E+05	**5.81E+05**	5.87E+05	**5.81E+05**	5.84E+05
10	Droit	1.48E+06	**1.48E+06**	1.50E+06	**1.48E+06**	**1.47E+06**
10	Gauche	1.36E+06	**1.35E+06**	1.38E+06	**1.35E+06**	**1.35E+06**
20	Droit	1.57E+06	**1.57E+06**	1.60E+06	**1.57E+06**	**1.56E+06**
20	Gauche	1.60E+06	**1.61E+06**	1.63E+06	**1.60E+06**	**1.60E+06**
30	Droit	1.55E+06	**1.55E+06**	1.59E+06	**1.55E+06**	**1.54E+06**
30	Gauche	1.64E+06	**1.64E+06**	1.66E+06	**1.64E+06**	**1.63E+06**

L'évaluation quantitative par AIC confirme que le modèle stable (α-lévy) fournit l'ajustement optimal pour la majorité des configurations (par exemple, AIC = 1,83E+06 à z = 20 mm, comparé à 1,92E+06 pour la loi de Weibull), démontrant sa capacité à capturer la nature leptokurtique des distributions massiques où les gouttelettes de grand diamètre portent l'essentiel de la masse liquide (cf. tableau 3). La performance supérieure de ce modèle, paramétrée par un indice de stabilité $\alpha < 2$, exhibe le caractère non-gaussien de la distribution en masse pour la plupart des positions étudiées. L'évolution spatiale des paramètres de distribution fournit des informations pertinentes sur les processus physiques. Les résultats indiquent une diminution progressive et simultanée du diamètre moyen en masse (μ : de 164 µm à z = 5 mm gauche à

150 µm à z = 30 mm gauche) et de l'écart-type (σ : de 38 µm à 17 µm selon la même trajectoire), suggérant une homogénéisation progressive du spray. En effet, la convergence des paramètres de la loi stable ($\alpha \rightarrow 1.7$, $\beta \rightarrow 0$) et la réduction du paramètre d'échelle (γ : de 27 à 10) avec la distance (z) reflètent une atténuation de l'hétérogénéité initiale et une tendance vers une distribution plus symétrique, bien qu'elle reste toujours leptokurtique. Cette évolution peut être attribuée principalement à l'effet des forces aérodynamiques, à la différence de vitesse entre les petites et les grosses gouttelettes, ainsi qu'aux collisions coalescentes ou disruptives, et, dans une moindre mesure, à l'évaporation et la centrifugation, qui affectent préférentiellement les petites gouttelettes.

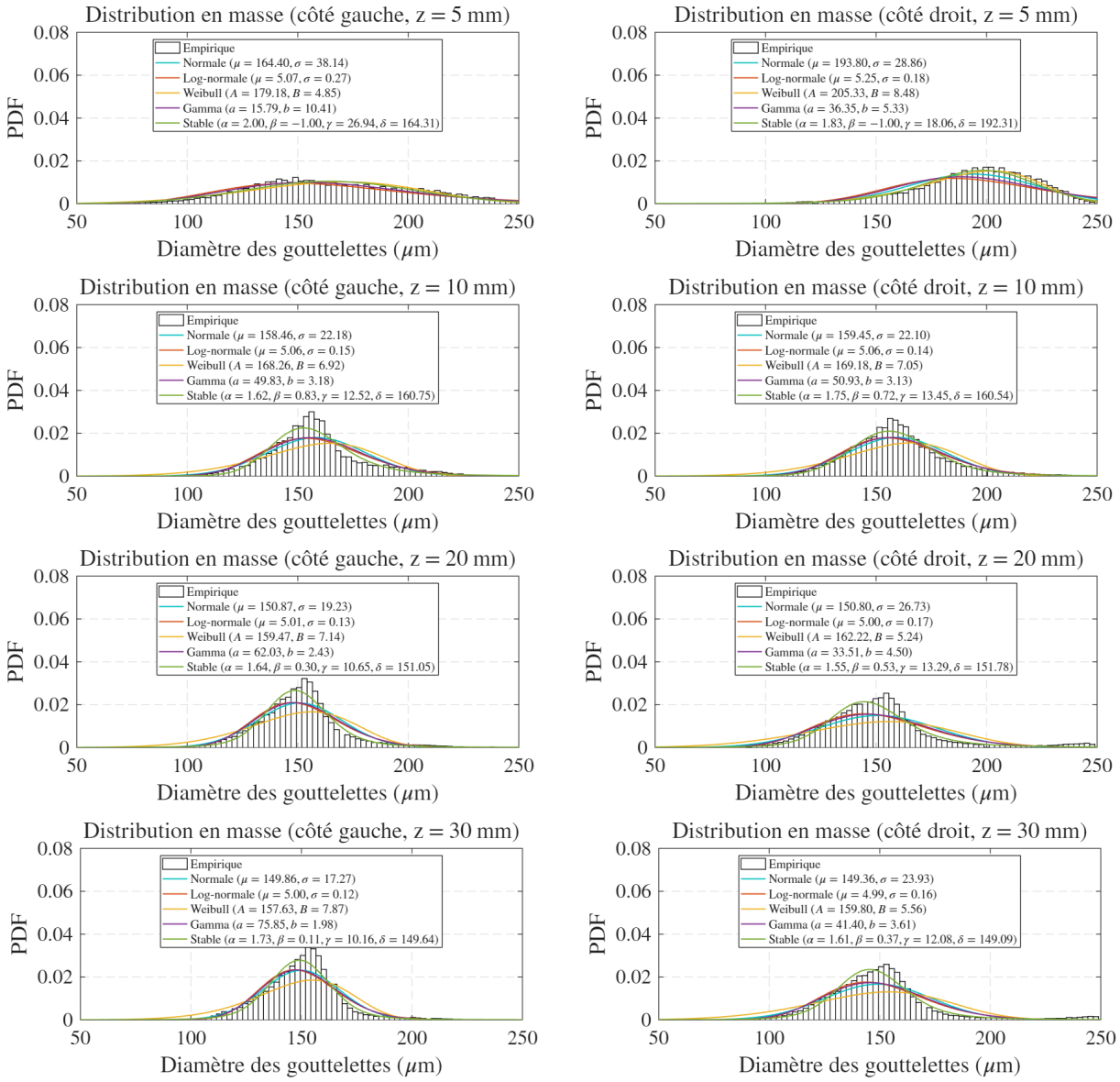


Figure 6 : *Distributions en masse des tailles de gouttelettes à différentes positions d'investigation.*

Tableau 3 : *Qualité d'ajustement des distributions en masse des gouttelettes.*

Distance z (mm)	Côté	AIC des distributions de probabilité				
		Normale	Log-Normale	Weibull	Gamma	Stable
5	Droit	1.89E+06	1.96E+06	**1.86E+06**	1.93E+06	**1.86E+06**
5	Gauche	**1.98E+06**	2.03E+06	**1.98E+06**	2.01E+06	**1.98E+06**
10	Droit	**1.80E+06**	1.81E+06	1.83E+06	**1.80E+06**	**1.79E+06**
10	Gauche	**1.80E+06**	1.82E+06	1.84E+06	1.81E+06	**1.79E+06**
20	Droit	1.88E+06	1.86E+06	1.92E+06	1.86E+06	**1.83E+06**
20	Gauche	1.75E+06	1.75E+06	1.80E+06	**1.74E+06**	**1.73E+06**
30	Droit	1.84E+06	1.82E+06	1.89E+06	1.82E+06	**1.79E+06**
30	Gauche	1.71E+06	1.71E+06	1.76E+06	1.71E+06	**1.69E+06**

4. Conclusion

À l'issue des différentes mesures PDA réalisées, la distribution en nombre des gouttelettes s'est avérée être bimodale, présentant un premier pic pour celles inférieures à 70 µm et un second pour les grosses gouttelettes. L'examen de diverses distributions de taille des gouttelettes a en outre démontré qu'aucun modèle de probabilité unique ne peut précisément représenter l'ensemble des points de données expérimentales. Il a été établi que la loi gamma pourrait être le modèle le plus approprié pour la distribution en nombre des petites gouttelettes en région proche de la buse, tandis que la loi stable fournit le meilleur ajustement pour la distribution en masse des grosses gouttelettes. D'un point de vue pratique, ces résultats ont des implications directes pour la modélisation numérique des sprays. L'utilisation courante de distributions de type log-normale et Weibull dans les codes de simulation CFD peut apparaître comme une simplification potentiellement invalide. De plus, l'adoption de distributions à nombre de paramètres élevés, telles que les lois stables, ou, à défaut, de modèles plus flexibles capables de capturer fidèlement la kurtosis et l'asymétrie serait nécessaire pour améliorer la prédiction des caractéristiques des gouttelettes. Enfin, la méthode de comparaison basée sur l'AIC se distingue comme un outil objectif pour calibrer et valider les modèles de distribution dans les simulations, garantissant que la physique statistique complexe du spray soit correctement reproduite.

Références

[1] N. Ashgriz, *Handbook of Atomization and Sprays : Theory and Applications*, Springer US (2011).

[2] P. Santangelo, Characterization of high-pressure water-mist sprays : Experimental analysis of droplet size and dispersion, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 34 (2010) 1353–1366.

[3] A. Urbán, V. Józsa, Investigation of Fuel Atomization with Density Functions, *Period. Polytech. Mech. Eng.*, 62 (2017) 33.

[4] S. Privitera, G. Manetto, S. Pascuzzi, D. Pessina, E. Cerruto, Drop Size Measurement Techniques for Agricultural Sprays : A State-of-The-Art Review, *Agronomy*. 13 (2023) 678.

[5] A. Lefebvre, *Atomization and Sprays*, CRC Press, (1988).

[6] M. Legrand, J. Nogueira, A. Lecuona, A. Hernando, Single camera volumetric shadowgraphy system for simultaneous droplet sizing and depth location, including empirical determination of the effective optical aperture, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 76 (2016) 135–145.

[7] Z. Wang, F. He, H. Zhang, P. Hao, X. Zhang, X. Li, Three-dimensional measurement of the droplets out of focus in shadowgraphy systems via deep learning-based image-processing method, *Phys. Fluids*, 34 (2022) 073301.

[8] N. Akafuah, A. Salazar, K. Saito, Infrared thermography-based visualization of droplet transport in liquid sprays, *Infrared Phys. Technol.*, 53 (2010) 218–226.

[9] S. Soid, Z. Zainal, Spray and combustion characterization for internal combustion engines using optical measuring techniques–A review, *Energy*, 36 (2011) 724–741.

[10] Y. Liu, Y. Pei, Z. Peng, J. Qin, Y. Zhang, Y. Ren, M. Zhang, Spray development and droplet characteristics of high temperature single-hole gasoline spray, *Fuel*, 191 (2017) 97–105.

[11] S. Abdullah, V. Bhadran, A. Goharzadeh, H. Ait Abderrahmane, D. Kyritsis, L. Khezzar, C. Rakopoulos, D. Rakopoulos, Experimental investigation of surface tension and viscosity on hollow cone spray atomization due to ethanol blending, *Energy*, 328 (2025) 136507.

[12] N. Rimbert, O. Séro-Guillaume, Log-stable laws as asymptotic solutions to a fragmentation equation : Application to the distribution of droplets in a high Weber-number spray, *Phys. Rev. E*, 69 (2004) 056316.

[13] H. Akaike, A new look at the statistical model identification, *IEEE Trans. Autom. Control*, 19 (1974) 716–723.

[14] E. Villermaux, P. Marmottant, J. Duplat, Ligament-Mediated Spray Formation, *Phys. Rev. Lett.*, 92 (2004).

[15] H. Hinterbichler, H. Steiner, G. Brenn, Self-similar pressure-atomized sprays, *J. Fluid Mech.*, 889 (2020).

Effet de la coalescence des gouttes sur la prédiction du flux thermique en Dispersed Flow Film Boiling

Effect of Droplet Coalescence on the Prediction of Heat Flux in Dispersed Flow Film Boiling

Juan-Esteban LUNA VALENCIA[1*], Arthur VIERA DA SILVA OLIVEIRA[2], Tony GLANTZ[1], Alexandre LABERGUE[3], Michel GRADECK[3]

[1]Autorité de Sûreté Nucléaire et de Radioprotection (ASNR), PSN-RES/SEMIA/LEMC, F-13115, Saint Paul-Lez-Durance, France
[2] GOTAS/LETeF, Department of Mechanical Engineering, São Carlos School of Engineering, University of São Paulo, São Carlos, SP, Brazil
[3] Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France
*(auteur correspondant : juan-esteban.luna@asnr.fr)

Résumé - Afin de mieux comprendre les transferts d'énergie et de masse en régime DFFB (Dispersed Film Flow Boiling), le banc COLIBRI a été développé pour caractériser expérimentalement ce régime dans des conduits à section déformée de type Venturi. À partir de ces données, le code NECTAR a été développé et validé sur deux campagnes expérimentales. Ce travail vise à évaluer l'impact potentiel de la coalescence des gouttes sur le calcul de la transfert de chaleur en régime DFFB, à l'aide d'un modèle simple fondé sur le nombre de Weber.

Abstract - To better understand energy and mass transfer in the DFFB regime (Dispersed Film Flow Boiling), the COLIBRI facility was developed to experimentally characterise this regime in conduits with Venturi-type deformed sections. Based on these data, the NECTAR code was developed and validated over two experimental campaigns. This work aims to evaluate the potential impact of droplet coalescence on heat transfer calculations in DFFB using a simple model based on the Weber number.

Nomenclature (11 points, 2 colonnes)

Lettres latines

a_i densité d'aire interfaciale, m^{-1}
B nombre de Spalding (masse), $(-)$
C_D coefficient de traînée, $(-)$
C_{coal} paramètre de fermeture de coalescence, $(-)$
$C_{p,s}$ chaleur spécifique de la vapeur, $\mathrm{J\,(kg\,K)^{-1}}$
d diamètre d'une goutte, m
E_{1D} énergie d'impact spécifique, $\mathrm{J\,kg^{-1}}$
F_{pv}, F_{vg}, F_{pg} facteurs de forme radiatifs, $(-)$
$f_{2\phi}$ facteur d'intensification bifluide, $(-)$
h coefficient de convection, $\mathrm{W\,(m^2K)^{-1}}$
h_{fg} chaleur latente de vaporisation, $\mathrm{J\,kg^{-1}}$
L longueur caractéristique, m
$\dot{m}_s, \dot{m}_d$ débit massique (vapeur, gouttes), $\mathrm{kg\,s^{-1}}$
$\dot{m}_{\mathrm{dep}}, \dot{m}_{\mathrm{ev}}$ débit massique (déposé, évaporé), $\mathrm{kg\,s^{-1}}$
m_d masse d'une goutte, kg
n_i, n_l densité numérique de gouttes, m^{-3}
P_{enc} probabilité de rencontre physique, $(-)$
P_{res} puissance linéique appliquée, $\mathrm{kW\,m^{-1}}$
p_s pression de vapeur, Pa
q'' flux thermique, $\mathrm{W\,m^{-2}}$
Re nombre de Reynolds, $(-)$
S surface d'échange, m^2
T température, K
u vitesse, $\mathrm{m\,s^{-1}}$
V_{int} volume d'interaction, m^3

Lettres grecques

η facteur de réduction du transfert convectif, $(-)$
η_{succ} efficacité de coalescence, $(-)$
ϕ fraction volumique, $(-)$
Φ probabilité moyenne de coalescence, $(-)$
ρ masse volumique, $\mathrm{kg\,m^{-3}}$
σ tension superficielle, $\mathrm{N\,m^{-1}}$

Indices / exposants

g, v, p gouttes, vapeur, paroi
sat, r, c saturation, rayonnement, convection
i, l classes de tailles

1. Introduction

Lors d'un accident de perte de réfrigérant primaire (APRP), la phase de réinondation du cœur met en jeu un mode de transfert thermique de type Dispersed Flow Film Boiling (DFFB). Ce mécanisme, associé à un écoulement de gouttes entraînées par de la vapeur surchauffée, contribue au refroidissement des zones des crayons non encore mouillées [1]. Ce régime est particulièrement complexe, du fait de l'absence d'équilibre thermodynamique entre vapeur et gouttes et des multiples interactions des gouttes avec la turbulence et les parois (Figure 1) [2], rendant la compréhension des mécanismes de transfert thermique cruciale pour l'évaluation de la sûreté nucléaire.

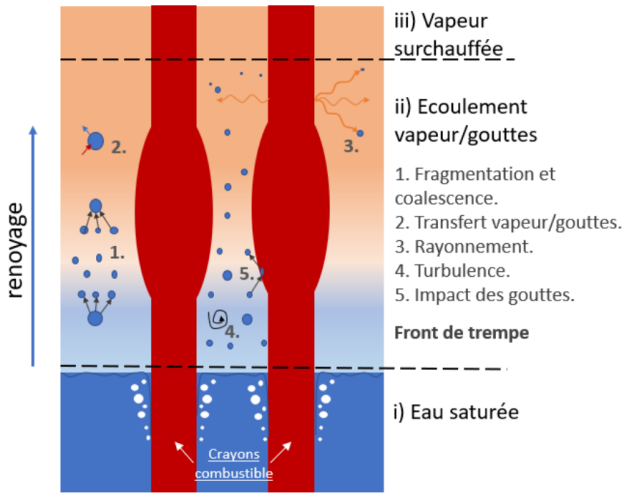


Figure 1 : Phénomènes de transfert de chaleur et de masse dans un APRP [3].

Afin de caractériser les transferts thermiques en régime DFFB dans un sous-canal représentatif d'un réacteur, le banc expérimental COLIBRI a été développé [4, 5]. Il permet de mesurer le flux de chaleur extrait de la paroi par un écoulement vapeur–gouttes ainsi que de caractériser la dynamique des gouttes, notamment leur vitesse et leur diamètre. Sur la base de ces données expérimentales, le code académique unidimensionnel NECTAR a été développé afin de tester et valider différents modèles et corrélations de transfert de chaleur en régime DFFB [6].

Des travaux antérieurs [7] ont montré que certaines combinaisons de corrélations permettaient de prédire correctement le transfert thermique dans des géométries de tubes droits, mais conduisaient à une surestimation dans des configurations comportant une réduction de section de type venturi. Ces résultats, obtenus sans prise en compte de la coalescence des gouttes, suggèrent que certains mécanismes physiques influençant la dynamique diphasique et les interactions gouttes–paroi n'étaient pas entièrement représentés dans la modélisation. En particulier, l'augmentation locale de la concentration de gouttes et de leurs vitesses relatives dans les zones à section réduite pourrait favoriser des phénomènes de coalescence, désormais intégrés dans le présent travail.

Dans ce contexte, un modèle de coalescence simplifié et de nature phénoménologique a été introduit dans NECTAR afin d'évaluer la sensibilité des prédictions thermiques à ce mécanisme. Le modèle repose sur une probabilité de coalescence dépendant du nombre de Weber relatif entre classes de gouttes, utilisée pour moduler l'évolution du diamètre moyen de Sauter de la phase dispersée. Bien qu'il ne décrive pas explicitement la dynamique de drainage du film interfacial ni les kernels de collision complets, il constitue une première approche visant à quantifier l'influence potentielle de la coalescence sur le calcul du transfert thermique dans les

zones à section hydraulique contrainte.

2. Installation expérimentale COLIBRI

Le banc expérimental COLIBRI a été développé pour étudier le transfert thermique en régime DFFB dans un sous-canal représentatif d'un assemblage combustible de réacteur à eau sous pression, notamment en présence de déformations locales réduisant la section hydraulique. L'installation reproduit un écoulement vertical vapeur–gouttes dans un tube chauffé, dans des conditions thermohydrauliques représentatives de la phase de réinondation.

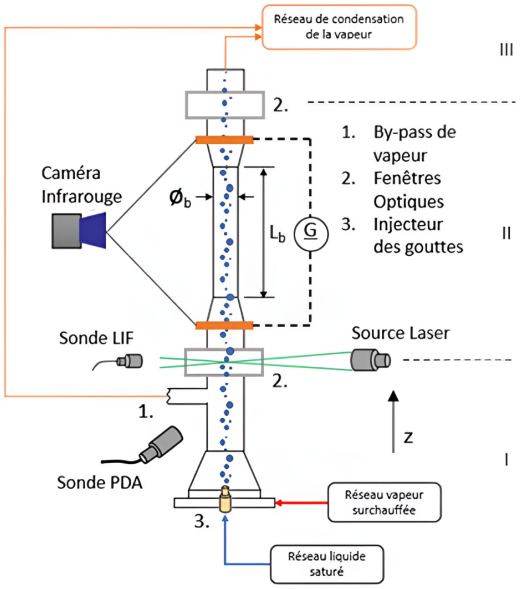


Figure 2 : Schéma de la section d'essai de la boucle COLIBRI [3].

Le dispositif expérimental repose sur l'injection contrôlée de vapeur et d'eau liquide à saturation permettant de reproduire un écoulement diphasique hors équilibre thermique et dynamique. La section d'essai est constituée d'un tube chauffé électriquement dont la géométrie peut être soit à section constante, soit comporter une réduction de section de type Venturi afin de reproduire localement des conditions hydrauliques proches de celles rencontrées dans un sous-canal déformé (Figure 2). Une caméra infrarouge CEDIP Jade III est utilisée pour mesurer la température de la paroi avec une résolution spatiale fine.

Le flux thermique extrait par l'écoulement diphasique est déterminé à partir d'un bilan énergétique réalisé dans la paroi chauffée en utilisant la puissance électrique fournie, les pertes thermiques estimées et les gradients de température mesurés dans le solide. Cette méthodologie permet d'accéder au flux thermique local transféré vers l'écoulement. En complément, la dynamique des gouttes est caractérisée à l'aide de diagnostics optiques permettant de mesurer leur vitesse et leur diamètre. L'incertitude expérimentale globale associée à la détermination du flux thermique est estimée à environ 11.2%. Une description détaillée des techniques de mesure, de la méthodologie de traitement des données et de l'évaluation complète des incertitudes expérimentales est disponible dans [5].

3. Code NECTAR

NECTAR est un code mécanistique 1D développé pour les expériences COLIBRI afin d'évaluer les transferts de chaleur en régime de Leidenfrost [6]. Il reproduit la géométrie expérimentale et les conditions aux limites, et calcule le flux thermique extrait de la paroi en considérant

les principaux mécanismes paroi–vapeur, vapeur–gouttes, rayonnement et impacts de gouttes (Fig. 3). Le flux total interne est défini comme $\Phi_{int} = \Phi_{pv} + \Phi_{r,pv} + \Phi_{i,vg} + \Phi_{r,pg}$ et comparé aux mesures COLIBRI.

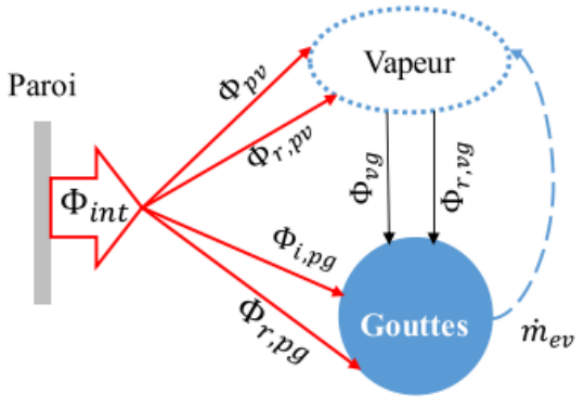


Figure 3 : Mécanismes de transfert de chaleur

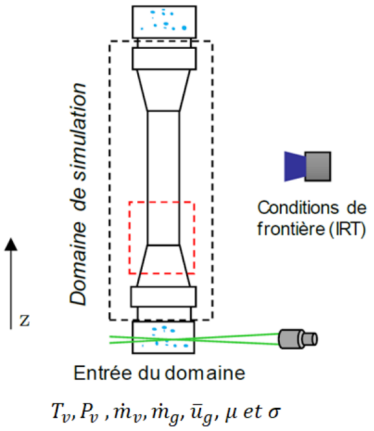


Figure 4 : Domaine du calcul

Le modèle considère des gouttes sphériques à la température de saturation, avec une distribution log-normale imposée à l'entrée à partir des mesures PDA. Les phases vapeur et gouttes sont traitées en non-équilibre, et les pertes de charge sont négligées dans le domaine étudié (Fig. 4). La paroi chauffée est supposée thermiquement mince, avec température imposée depuis thermographie infrarouge (IRT). La formulation est valable pour des conditions correspondant au régime de Leidenfrost. Les principales équations de conservation pour la quantité de mouvement des gouttes, leur évaporation, et l'énergie de la vapeur sont résumées dans le Tableau 1. Le système est intégré à l'aide d'un schéma de Runge–Kutta d'ordre quatre (RK-4).

Mécanisme	**Équation (résumé)**
Quantité de mouvement des gouttes	$\rho_d u_d \frac{du_d}{dz} = -\frac{3}{4D_d}\frac{C_D}{1+B}\rho_s(u_d - u_s)\lvert u_d - u_s\rvert + (\rho_s - \rho_d)g$
Évaporation des gouttes	$\frac{dm_d}{dt} = \frac{1}{h_{fg}}(\Phi_{c,sd} + \Phi_{r,sd} + \Phi_{imp,sd} + \Phi_{r,wd})$
Énergie de la vapeur	$(\dot{m}s + \frac{dm_{ev}}{dt})C_{p,s}\frac{dT_s}{dt} = \Phi_{c,ws} + \Phi_{r,ws} - \Phi_{c,sd} - \Phi_{r,sd}$

Tableau 1 : Résumé des principales équations gouvernantes résolues dans NECTAR.

Le modèle NECTAR traite les phases en non-équilibre thermique à partir d'une distribution de gouttes log-normale (PDA). Les transferts thermiques pariétaux et interfaciaux, détaillés dans [7], sont synthétisés dans le Tableau 2. Ils incluent la convection (Ranz-Marshall [8]), le rayonnement (Sun et al. [9]) et l'impact direct des gouttes. L'évaporation totale $\dot{m}_{ev}$ est déduite du bilan énergétique interfacial : $\dot{m}_{ev} = h_{fg}^{-1} \sum \Phi_{interfaciaux}$.

Phases	**Convection / Impact (Φ)**	**Rayonnement (Φ_r)**
Paroi–Vapeur	$Sf_{2\phi}h_{ws}\Delta T_{ws}$	$SF_{ws}\sigma_{SB}\Delta T_{ws}^4$
Vapeur–Gouttes	$V_{int}\sum_i a_i h_{sd,i}\Delta T_{s,sat}$	$V_{int}\sum_i a_i F_{sd,i}\sigma_{SB}\Delta T_{s,sat}^4$
Paroi–Gouttes	$S\sum_i E_{1D,i}\dot{m}_{dep,i}/m_{d,i}$	$S\sum_i F_{wd,i}\sigma_{SB}\Delta T_{w,sat}^4$

* La sommation $\sum_i$ est effectuée sur les N_c classes de taille de gouttes.

Tableau 2 : Synthèse des flux thermiques dans NECTAR.

3.1. Modèle de coalescence

Le modèle de coalescence implémenté dans NECTAR repose sur une approche cinétique-stochastique. Dans ce cadre, la probabilité qu'une collision mène à la fusion de deux gouttes dépend de deux facteurs indépendants : la probabilité de rencontre physique (collision) et l'efficacité de l'impact (coalescence). L'efficacité de coalescence est régie par un bilan énergétique entre l'énergie cinétique et la tension superficielle [10], paramétré par le nombre de Weber relatif :

$$\mathrm{We}i,l = \frac{\rho_v, |u_{d,i} - u_{d,l}|^2, d_{\mathrm{ref}}}{\sigma}, \quad d_{\mathrm{ref}} = \max(d_i, d_l) \tag{1}$$

Cette efficacité est modélisée par une fonction sigmoïde représentant la transition continue entre les régimes dominés par la tension superficielle (coalescence favorisée) et ceux dominés par l'inertie (séparation ou rebond) :

$$\eta_{\mathrm{succ}}(\mathrm{We}i,l) = \left[1 + \left(\frac{\mathrm{We}i,l}{\mathrm{We}_{\mathrm{crit}}}\right)^n\right]^{-1} \tag{2}$$

Ici, $\mathrm{We}_{\mathrm{crit}} = 1$ représente la valeur charnière où les énergies de surface et cinétique s'équilibrent, tandis que l'exposant $n = 2$ contrôle la progressivité de cette transition, conformément aux critères de collision établis pour les écoulements diphasiques dispersés [11]. Pour tenir compte de la densité de l'écoulement, la probabilité de rencontre physique entre une goutte de la classe i et les gouttes de la classe l est formulée selon une distribution de Poisson, basée sur le volume balayé (swept volume) pendant le pas de temps effectif Δt [11] :

$$P_{\mathrm{enc},i\to l} = 1 - \exp\left(-n_l \cdot \frac{\pi}{4}(d_i + d_l)^2 |u_{d,i} - u_{d,l}| \Delta t\right) \tag{3}$$

Dans cette expression, $n_l = 6\phi_l/(\pi D_l^3)$ désigne la densité numérique de la classe cible l, où ϕ_l est la fraction volumique locale occupée par cette classe spécifique (telle que $\sum \phi_l = \phi_{\mathrm{total}}$). La probabilité globale de coalescence (Φ) dans une cellule est obtenue par une double sommation pondérée par la concentration numérique de chaque classe n_i :

$$\Phi = \frac{\sum_i n_i \sum_{l>i} P_{\mathrm{enc},i\to l} \cdot \eta_{\mathrm{succ},i,l}}{\sum_i n_i} \tag{4}$$

Cette formulation assure que la coalescence tend naturellement vers zéro dans les zones de spray dilué ($\phi \to 0$). Enfin, le diamètre moyen de Sauter (d_{32}) est mis à jour selon :

$$d_{32}^{\mathrm{new}} = d_{32}\left(1 + C_{\mathrm{coal}}\Phi\right) \tag{5}$$

où C_{coal} est un paramètre de fermeture cinétique représentant l'efficacité globale du processus de coalescence à l'échelle de la maille, en intégrant les effets physiques non résolus tels que la turbulence locale, le drainage du film gazeux interfacial et les collisions non fusionnelles. D'autre part, cette relation n'affecte pas le bilan de masse liquide et intervient uniquement dans la reconstruction de la distribution de gouttes.

4. Résultats

Dans un travail précédent, plusieurs corrélations ont été évaluées dans le code NECTAR [7]. Il a été montré que la combinaison de corrélations retenue permettait d'obtenir la meilleure concordance globale avec les expériences COLIBRI, avec une erreur moyenne d'environ 15 %. Toutefois, cette configuration présente certaines limites : en présence de déviation de vapeur et de réduction locale de section, elle tend à surestimer le flux thermique extrait, suggérant que certains mécanismes physiques additionnels ne sont pas entièrement pris en compte dans la modélisation.

Dans le présent travail, cette combinaison est retenue comme référence et complétée par le modèle de coalescence des gouttes afin d'en évaluer l'influence sur les prédictions thermiques. Une étude de sensibilité est menée en faisant varier le paramètre de fermeture cinétique C_{coal} entre trois valeurs représentatives : 0 (sans coalescence), 0.1 (coalescence plausible) et 0.5 (cas majorant idéalisé). Trois expériences COLIBRI sont considérées, leurs principaux paramètres étant reportés dans le Tableau 3. Les trois expériences COLIBRI considérées diffèrent principalement par la géométrie de la section du tube Venturi et le débit de vapeur déviée, les autres paramètres étant similaires. Le tube de référence T0 est droit et intact, tandis que T61D-2 et T90D-2 présentent une réduction locale de section d'environ 61 % et 90 % respectivement, avec une déviation de vapeur ajustée proportionnellement à la réduction de section. Ces configurations permettent d'évaluer l'influence de la constriction et de la déviation de vapeur sur le refroidissement des tubes dans les conditions expérimentales simulant un LOCA. Les principaux paramètres de ces expériences sont résumés dans le Tableau 3.

Name	τ_b (%)	$\dot{m}_s$ (kg/h)	$\dot{m}_d$ (kg/h)	Byp. (-)	P_{res} (kW/m)	Re (-)	p_s (bar)	T_s (°C)	d_{10} (μm)	$\bar{u}_d$ (m/s)	σ (-)
T0	0	4	8	0	0	5633	1.4	271	278	16.3	0.424
T61D-2	61	1.5	7.7	0.64	1.9	2211	1.3	354	267	9.7	0.345
T90D-2	90	0.5	7.7	0.87	1.9	713	1.3	295	281	9.0	0.389

Tableau 3 : Thermohydraulic parameters of COLIBRI experiments.

La Figure 5 présente la comparaison entre le flux thermique moyen extrait, mesuré expérimentalement et calculé par le code NECTAR, en fonction de la température de paroi pour les trois valeurs du paramètre de coalescence. Comme on peut le constater, pour le tube droit ainsi que pour la réduction de section de 61%, le niveau de coalescence n'influence pas significativement le transfert thermique global. En revanche, lorsque la restriction de section est importante (cas à 90%), l'effet de la coalescence devient plus marqué, bien que son influence globale reste limitée : la différence entre la valeur réaliste et le cas sans coalescence demeure à peine perceptible.

Cette faible sensibilité s'explique par une probabilité globale de coalescence (Φ) n'excédant pas 4%, même dans les conditions de restriction les plus sévères. Ainsi, même en utilisant une valeur majorante ($C_{\text{coal}} = 0,5$), le diamètre de Sauter ne subit qu'une variation mineure.

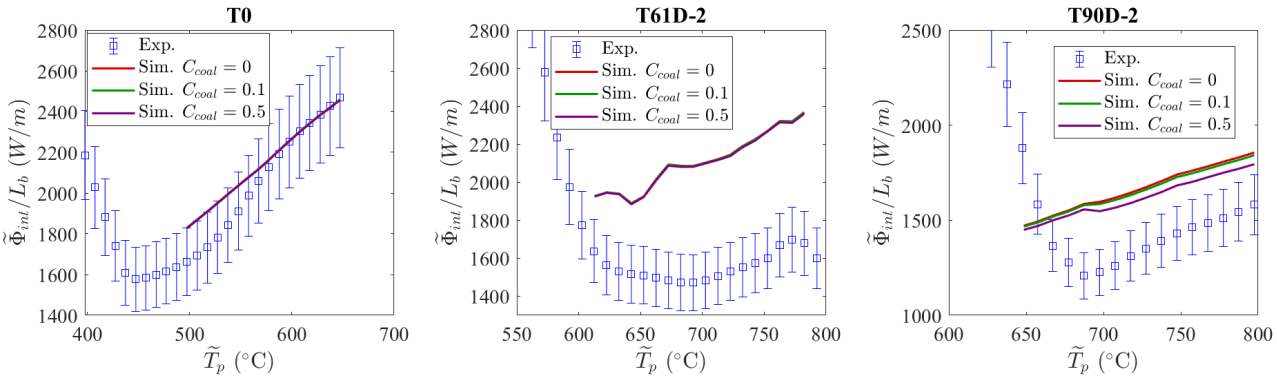


Figure 5 : Flux moyen en fonction de la température de paroi selon les trois coefficients de coalescence utilisés par NECTAR pour les expériences : a) T0, b) T61D-2 et c) T90D-2.

Dès lors, afin d'évaluer un cas extrême du modèle, il a été décidé d'imposer une efficacité de collision totale ($\eta_{\text{succ}} = 1$). Cette approche suppose que chaque rencontre physique mène invariablement à une fusion, s'affranchissant ainsi des barrières énergétiques imposées par le nombre de Weber.

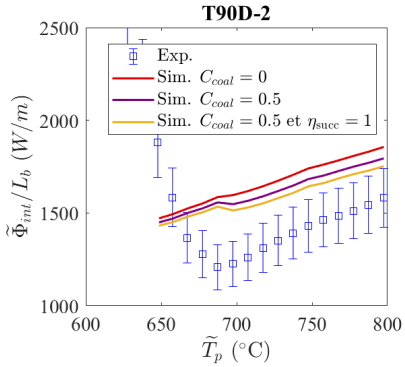


Figure 6 : Comparaison du flux thermique expérimental (T90D-2) et numérique pour le cas de coalescence idéaliste ($\eta_{\text{succ}} = 1$, $C_{\text{coal}} = 0.5$).

Le résultat de cette analyse est présenté dans la Figure 6, où ce modèle extrêmement idéalisé est comparé aux données expérimentales du cas T90D-2. Ces résultats démontrent que, même dans un scénario de coalescence limite, le flux thermique calculé par NECTAR varie de manière peu significative. Cela indique que, bien que la coalescence puisse physiquement se produire, elle ne constitue pas un phénomène prédominant dans la détermination du transfert thermique global pour ce type d'écoulement diphasique. Cette observation suggère que d'autres mécanismes physiques doivent être explorés, validés ou affinés pour réduire les incertitudes de prédiction.

5. Conclusion

Ce travail a permis d'intégrer un modèle cinétique de coalescence au sein du code NECTAR afin d'évaluer son influence sur la prédiction du flux thermique dans des conditions de vapeur surchauffée avec gouttes dispersées (expériences COLIBRI). Une étude de sensibilité a été menée en faisant varier le paramètre de fermeture cinétique et l'efficacité de collision.

Les résultats montrent que, bien que la coalescence se produise — particulièrement dans les configurations présentant une réduction de section sévère (90%) —, son impact sur le transfert thermique global reste limité. Même dans un scénario de coalescence idéaliste, les prédictions thermiques ne présentent pas de variations significatives. Cela permet de conclure que la coalescence n'est pas le mécanisme prédominant derrière les écarts observés entre le code et l'expérience. Ces conclusions suggèrent que les travaux futurs devraient se concentrer sur l'affinement d'autres processus physiques, tels que la dynamique de la couche limite de vapeur ou les interactions directes entre les gouttes et la paroi.

Références

[1] C. Grandjean, Coolability of blocked regions in a rod bundle after ballooning under LOCA conditions : Main findings from a review of past experimental programmes, Nucl. Eng. Des. 237 (15) (2007) 1872 – 1886, NURETH-11. doi :https ://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2007.02.022.

[2] M. Andreani, G. Yadigaroglu, Difficulties in modeling dispersed-flow film boiling, Wärme - und Stoffübertragung 27 (1) (1992) 37–49. doi :10.1007/BF01589976.

[3] J. E. Luna Valencia, Étude du refroidissement d'un assemblage combustible par un écoulement vertical vapeur/gouttes à l'échelle d'un sous-canal, Ph.D. thesis, Université de Lorraine (2023).

[4] J. Peña Carrillo, A. Oliveira, A. Labergue, T. Glantz, M. Gradeck, Experimental thermal hydraulics study of the blockage ratio effect during the cooling of a vertical tube with an internal steam-droplets flow, Int. J. Heat Mass Transf. 140 (2019) 648 – 659. doi :https ://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.06.012.

[5] J. Luna Valencia, A. Oliveira, T. Glantz, A. Labergue, M. Gradeck, Influence of steam deviation, droplets mass flow rate and residual power on dispersed flow film boiling at sub-channel scale in loca conditions, Nucl. Eng. Des. 428 (2024) 113450. doi :https ://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2024.113450.

[6] A. V. S. Oliveira, J. D. Peña Carrillo, A. Labergue, T. Glantz, M. Gradeck, Mechanistic modeling of the thermal-hydraulics in polydispersed flow film boiling in LOCA conditions, Nucl. Eng. Des. 357 (2020) 110388. doi :https ://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2019.110388.

[7] J. Luna Valencia, A. Oliveira, T. Glantz, A. Labergue, M. Gradeck, Evaluation of heat dissipation phenomena in dispersed flow film boiling using a mechanistic model and different correlations for droplet impact heat transfer, Int. J. Heat Mass Transf. 245 (2025) 126955. doi :https ://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2025.126955.

[8] W. R. Ranz, W. E. and Marshall, Evaporation from drops (1952).

[9] K. H. Sun, J. M. Gonzales-Santalo, C. L. Tien, Calculation of Combined Radiation and Convection Heat Transfer in Rod Bundles Under Emergency Cooling Conditions, Int. J. Heat Mass Transf. 98 (3) (1976) 414–420. doi :10.1115/1.3450569.

[10] N. Ashgriz, J. Y. Poo, Coalescence and separation in binary collisions of liquid drops, Journal of Fluid Mechanics 221 (1990) 183–204. doi :10.1017/S0022112090003536.

[11] P. J. O'ROURKE, Collective drop effects on vaporizing liquid sprays, Ph.D. thesis, Princeton University (1981).

Remerciements

Travaux financés par l'ASNR (Autorité de Sûreté Nucléaire et de Radioprotection).

Étude du transfert de chaleur en régimes mouillants par ombroscopie et thermographie IR lors d'impacts de gouttes : effet de la mouillabilité de la surface

Thomas POTAUFEUX*, Ophélie CABALLINA, Guillaume CASTANET

Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France
*(auteur correspondant : thomas.potaufeux@univ-lorraine.fr)

Résumé - Dans cette étude, les transferts thermiques lors de l'impact de gouttes d'eau sur des surfaces chauffées sont étudiés, dans une large gamme de températures et de mouillabilité à l'aide de la thermographie infrarouge. Les résultats montrent que la température de paroi et la mouillabilité jouent un rôle clé dans la dynamique d'impact, le type de régime observé et l'intensité des échanges thermiques. Le modèle de contact thermique reste applicable tant que la nucléation n'intervient pas dans les instants initiaux de l'impact. Lorsque la nucléation se produit, elle augmente la densité de flux maximale en ajoutant l'énergie de vaporisation. La transition entre les régimes break-up et rebound apparaît comme un indicateur de l'entrée dans un régime d'impact non mouillant.

Nomenclature

e	effusivité thermique [m²/s]	*Indices et exposants*	
q	densité de flux [W/m²]	c	contact
Q	flux thermique [W]	0	initial
T	température [K]	l	liquide
d	droplet (goutte)	w	wall (paroi)

1. Introduction

L'impact de gouttes sur des surfaces chaudes intervient dans de nombreuses applications de gestion thermique, telles que le refroidissement par spray, la sûreté nucléaire, la métallurgie ou l'électronique. Le transfert de chaleur résulte de mécanismes couplés entre hydrodynamique, changement de phase (ébullition, évaporation) et conduction thermique. Selon la température de surface et les conditions d'impacts, différents régimes peuvent apparaître : évaporation, ébullition nucléée, de transition ou en film ou Leidenfrost [1]. Différentes études ont classé ces régimes selon les paramètres d'impact. Chen *et al.*[2] distinguent un régime de déposition à faible surchauffe et des régimes de fragmentation (*thermal break-up*) ou de rebond (*thermal rebound*) à haute température, parfois accompagnés de projection de gouttelettes secondaires (*spray/atomization*). Des techniques optiques avancées ont permis d'affiner l'analyse : Lee *et al.*[3] ont utilisé l'imagerie par rayons X combinée à la réflexion totale interne pour identifier les zones mouillantes, tandis que Khavari *et al.*[4] ont étudié la transition mouillant/non mouillant selon le nombre de Weber, révélant des motifs de type *fingering* proches du Leidenfrost. Castanet *et al.*[5] ont observé des phénomènes similaires avec des gouttes d'eau à haute température via thermographie infrarouge.

Si les mécanismes hydrodynamiques sont bien identifiés, la quantification des transferts thermiques reste un défi. Castanet *et al.*[5] ont mesuré la densité de flux maximale et l'énergie échangée lors d'impacts en régime Leidenfrost avec thermographie et fluorescence laser 2cLIF. Peu d'études abordent l'influence de la mouillabilité : Ma *et al.*[6] ont montré son rôle déterminant sur la succession des régimes et la persistance du dépôt sur certaines surfaces. Dans ce contexte, une caractérisation expérimentale fine et quantitative du transfert de chaleur apparaît nécessaire. Ce travail s'appuie sur une métrologie infrarouge résolue spatialement et

temporellement, visant à analyser conjointement la dynamique d'impact et les flux thermiques sur une large gamme de températures et de mouillabilités.

2. Dispositif expérimental

L'impact d'une goutte individuelle sur une paroi chauffée est étudié dans des conditions expérimentales contrôlées (Figure 1, Potaufeux *et al.*[7]). La goutte d'eau (qualité HPLC+) de 2,2 mm de diamètre est générée par une aiguille calibrée via un pousse-seringue, l'eau circulant dans un tuyau thermalisé avant l'impact sur une fenêtre en saphir intégrée dans un bloc chauffant en acier inoxydable équipé de quatre cartouches de 200 W régulées par PID. La dynamique d'impact est enregistrée par une caméra rapide (Phantom VEO-E 310L) en ombroscopie, avec rétroéclairage LED, jusqu'à 10 000 images/s à 640×480 px, utilisant un objectif macro 150 mm f/2.8 offrant une résolution de 24 µm/px et un temps d'ouverture de 50 µs. La caméra est positionnée latéralement avec un angle d'environ 20° par rapport à l'horizontale. La fenêtre en saphir est revêtue, du côté impact, d'une couche de TiAlN, opaque et émissive dans l'IR. Grâce à une ouverture dans le bloc chauffant, le rayonnement thermique émis par ce dépôt est collecté par une caméra infrarouge (Telops M1K, capteur 25 µm/px, 640×512 px, bande 1,5–5,4 µm) via un miroir incliné à 45°. Un objectif de 50 mm fournit un grandissement de 3–4×, un champ de 20×25 mm et une résolution de 70 µm/px. Pour maximiser le rapport signal sur bruit, le temps d'exposition est de 100 µs à 2000 images/s, avec une fenêtre de 320×248 px. Le dépôt émissif de TiAlN (épaisseur ~2 µm) est très hydrophile (angle de contact ~10°). Une couche supplémentaire de TiAl (~1 µm) sur TiAlN rend la surface plus hydrophobe (angle ~70°), et un traitement Sigmacote® SL2 permet d'obtenir une surface hydrophobe (angle ~110°).

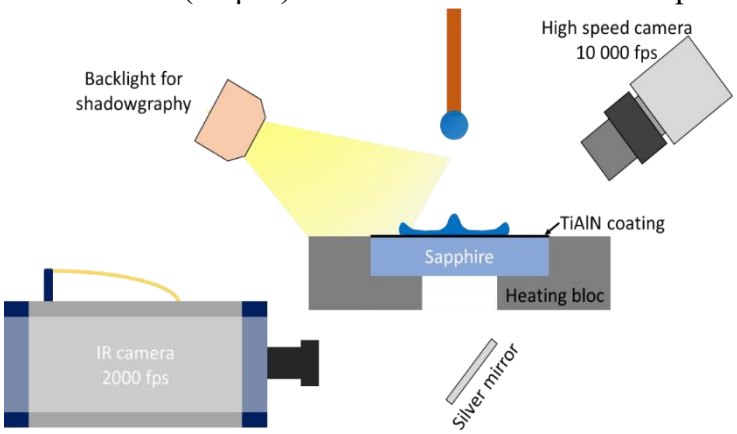


Figure 1 : Système expérimental utilisé

La hauteur de chute est choisie pour un nombre de Weber de 56. Une étude paramétrique a évalué l'influence de la température et de la mouillabilité sur la dynamique d'impact et les transferts thermiques. Pour chaque condition, trois impacts ont été réalisés, et les résultats présentés correspondent aux moyennes de ces essais.

3. Reconstruction du flux de chaleur par mesure du champ de température

Le substrat de saphir, n'est pas parfaitement transparent dans la gamme spectrale infrarouge de la caméra et ces propriétés optiques dépendent de la température. Le signal détecté par la caméra infrarouge résulte ainsi de plusieurs contributions : un rayonnement émis par le dépôt émissif, qui peut être en partie absorbée par le saphir, le saphir émet lui-même un rayonnement thermique, et une source externe peut être réfléchies à interfaces du saphir (détaillé dans Potaufeux *et al.*[7]) :

$$N_p = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [N_c(T_c, \lambda) + N_s(T_s, \lambda) + N_{amb}(T_{amb}, \lambda)] \, \mathrm{d}\lambda \qquad (1)$$

avec N_c le flux de photon provenant du dépôt, N_s le flux de photon provenant du saphir et N_{amb} le flux de photon provenant d'une source extérieure réfléchie. Ces différents émissions autres que le dépôts peuvent polluer le signal reçu par la caméra et altérer la température perçue. Pour

cela, ces effets doivent être prise en compte de garantir la fiabilité de la température de surface estimée. Une méthode couplée conduction–rayonnement a été développée reposant sur un modèle radiatif dans laquelle les coefficients de réflexion aux interfaces, les émissivités du revêtement TiAlN et du substrat en saphir, ainsi que le coefficient d'absorption linéaire du saphir, sont mesurés par spectroscopie infrarouge à différentes températures. Ce modèle permet d'estimer la température de surface du revêtement en isolant la fraction du signal réellement émise par celui-ci. Une fois la température de surface déterminée, la distribution de température dans l'épaisseur du substrat est calculée à l'aide de la méthode des quadripôles thermiques :

$$\tilde{\theta}_{n,m}(z,t) = \tilde{T}_{n,m}(z,t) * \tilde{\theta}_{n,m}(z=0,t) \quad (2)$$

avec $\tilde{\theta}_{n,m}$ la transformée en Laplace de la température réduite et $\tilde{T}_{n,m}$, la matrice de transmittance issus des quadripôles thermiques, calculée dans le domaine de Laplace puis inversée et $*$ le produit vectoriel. La connaissance de ces profils thermiques permet de mettre à jour les coefficients optiques dépendant de la température, puis d'affiner l'estimation de la température de surface. Cette procédure est itérée jusqu'à convergence. Enfin, le flux de chaleur est estimé à partir du champ de température mesurée par

$$\tilde{\theta}_{n,m}(z=0,t) = \tilde{Z}_{n,m}(t) * \tilde{q}^{d}_{n,m}(t) \quad (1)$$

avec $\tilde{q}^{d}_{n,m}$ la double transformée en sinus du flux imposé par la goutte et $\tilde{Z}_{n,m}(t)$ la matrice d'impédance issus des quadripôles thermiques.

4. Résultats et discussions

4.1. Régimes observés

L'analyse des images ombroscopiques permet d'identifier trois grands régimes d'impact, résultant de l'interaction entre l'inertie de la goutte, la température de la paroi et les propriétés de mouillabilité de la surface : *deposition*, *thermal break-up* et *thermal rebound*. Des exemples représentatifs de chacun de ces régimes sont présentés sur la Figure 2 correspondant respectivement à : la surface très hydrophile (TiAlN) à T_0=150 °C, la surface faiblement hydrophile (TiAl) à T_0=350 °C, et la surface hydrophobe (SL2) à T_0=450 °C. L'apparition de ces régimes étant liée aux conditions d'impact (température de la paroi et mouillabilité) les cas choisis le sont de façon arbitraire.

Dans le régime de *deposition*, la goutte conserve un contact liquide–solide continu après l'impact. L'énergie cinétique est dissipée principalement par la viscosité, conduisant à la formation d'un film liquide ou d'une goutte sessile qui disparait progressivement par évaporation ou par ébullition nucléée. Le régime de *thermal break-up* apparaît lorsque les contraintes hydrodynamiques et thermiques deviennent suffisamment importantes pour déstabiliser le bourrelet liquide qui apparait au cours de l'étalement. La goutte se fragmente alors en plusieurs gouttelettes secondaires, sous l'effet combiné des forces d'inertie et de la vaporisation local, opposées à la tension de surface. Ce régime traduit une situation intermédiaire, dans laquelle le contact avec la surface est partiellement maintenu mais fortement instationnaire. Enfin, le régime de *thermal rebound* est caractérisé par une perte quasi complète du contact liquide–solide. La formation rapide d'une couche de vapeur à l'interface, favorisée par une température de paroi élevée et une faible mouillabilité, conduit au détachement de la goutte sous la forme d'une entité unique. Ce comportement est typiquement associé à l'approche ou à l'entrée dans le régime de Leidenfrost.

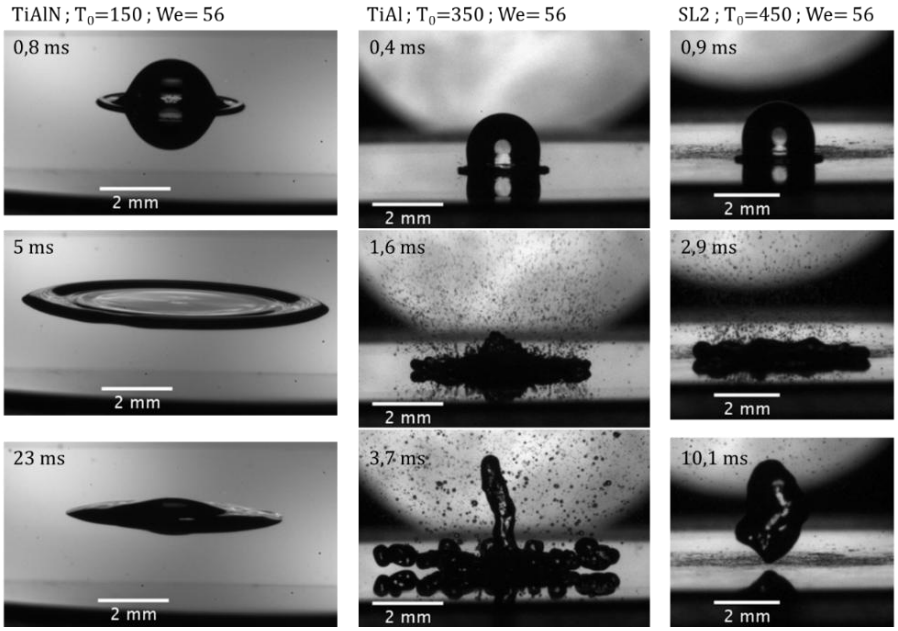


Figure 2 : Illustration des régimes de deposition sur une paroi très hydrophile, d'un break-up sur une paroi faiblement hydrophile et d'un rebound sur une paroi hydrophobe

La Figure 3 présente les régimes d'impacts observés en fonction de la mouillabilité de la surface et de la température initiale de la paroi. Quelle que soit la mouillabilité, les impacts conduisent à un régime de *deposition* pour des températures initiales inférieures à T_0 = 175°C. Pour la surface hydrophobe, une augmentation de la température au-delà de ce seuil conduit systématiquement à un régime de *rebound*. Sur les surfaces hydrophiles, le comportement est plus progressif. À partir de T_0 = 200°C, une transition *deposition–break-up* est observée. Cette transition est franche pour la surface très hydrophile (TiAlN), tandis que la surface faiblement hydrophile présente un régime intermédiaire caractérisé par l'apparition d'un *rebound* entre T_0 = 200 et 250°C. Lorsque la température augmente davantage, une transition *break-up–rebound* est mise en évidence à T_0= 425°C pour la surface faiblement hydrophile et à T_0 = 475°C pour la surface très hydrophile. Au-delà de ces températures, l'ensemble des surfaces, indépendamment de leur mouillabilité, présentent un régime de *rebound*, indiquant l'établissement d'un film de vapeur suffisamment stable pour empêcher tout contact durable entre le liquide et la paroi.

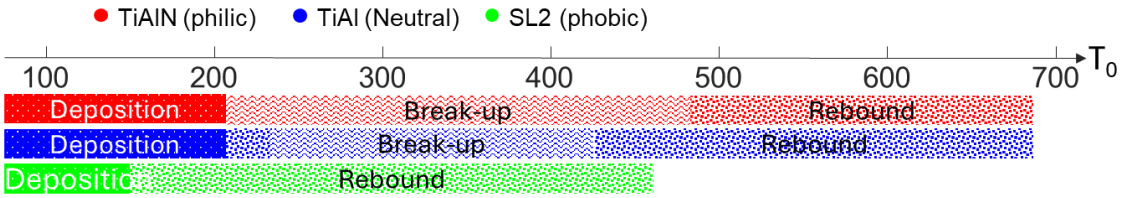


Figure 3 : Régime observé en fonction de la température de la paroi et de la mouillabilité

4.2. Densité de flux maximale :

Lors de l'impact d'une goutte froide sur une surface chaude, la densité de flux thermique maximale est atteinte aux premiers instants du contact liquide–solide, sous l'effet du gradient de température très élevé à l'interface. Elle est généralement décrite à l'aide de modèles de température de contact, fondés sur l'hypothèse d'un contact instantané entre le liquide et le substrat :

$$T_c = \frac{e_l T_{d,0} + \gamma e_w T_0}{e_l + \gamma e_w}, \quad (4)$$

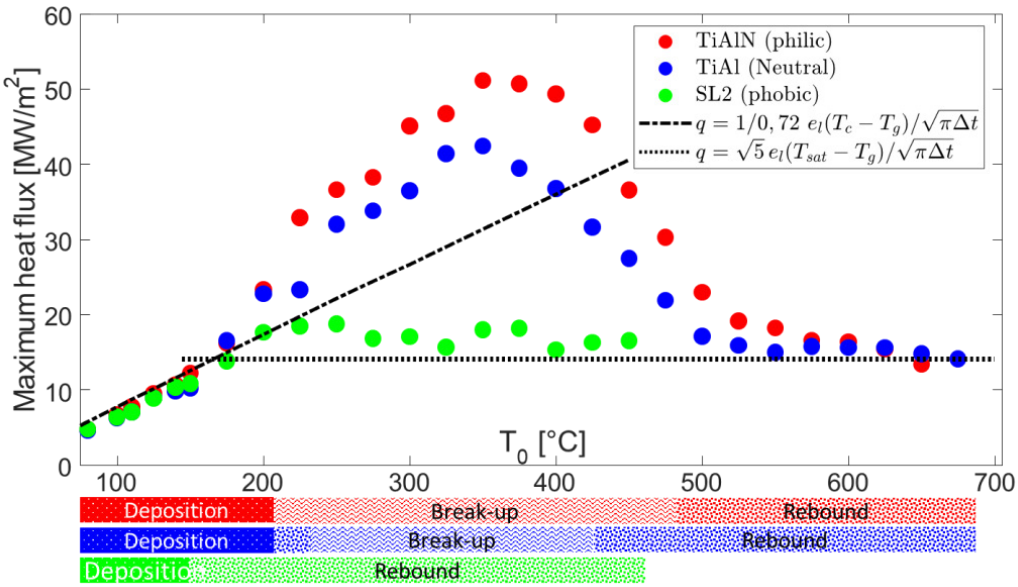


Figure 4 : Densité de flux maximal relevée lors de l'impact en fonction de la température initial de la paroi et de la mouillabilité, model de [5] et [8]

avec e_l et e_w représentent les effusivités thermiques du liquide et du substrat respectivement. En dérivant l'expression (4), il est possible d'obtenir la densité de flux maximal de chaleur échangée à la paroi :

$$q_{max}'' = \frac{e_l(T_c - T_{d,0})}{\gamma\sqrt{\pi}\sqrt{\Delta t}}, \quad (5)$$

Le temps Δt introduit dans l'équation (5) correspond entre t_0 (l'instant réel de l'impact) et $t_0 + t_{freq}$, avec t_{freq} à la période d'acquisition de la caméra. Un décalage moyen de $\Delta t = 0.5 t_{freq} = 0.5/2000$ s est donc choisi. Pour prendre en compte l'influence des écoulements internes qui peuvent apparaitre dans le liquide, Roisman *et al.* [8] ont proposé d'introduire le paramètre γ. Leur modèle tient compte du développement conjoint des couches limites thermique et cinématique à l'interface entre la goutte et la paroi solide au cours de l'étalement et conduit à $\gamma \approx 0{,}72$. Sans écoulement, le paramètre γ est égal à 1. Dans le cadre d'impact en régime de Leidenfrost, en supposant un champ de vitesse interne similaire à la solution d'écoulement proposée par Yarin et Weiss [9] pour une goutte s'étalant sur une paroi sans frottement, Castanet *et al.*[5] ont obtenu $\gamma = 1/\sqrt{5}$.

La Figure 4 présente la densité de flux maximale atteinte lors de l'impact de la goutte, pour différentes températures initiales de paroi, les trois mouillabilités et un nombre de Weber de 53, ainsi que le type d'impact associé. Le modèle de Roisman *et al.*[8] fournit des valeurs très proches des données expérimentales pour des températures inférieures à $T_0 = 175\,°C$. Au-delà, le modèle sous-estime la densité de flux, la nucléation apparaissant dès l'impact et ajoutant un transfert thermique lié au changement de phase à celui dû à la différence de température entre les deux corps. Sur la surface hydrophobe, l'impact passe en régime de rebound dès $T_0 = 150\,°C$, avec des densités de flux maximales constantes, indépendantes de la température du substrat. Le modèle de Castanet *et al.*[5] fournit alors une estimation très proche des valeurs mesurées, conforme à l'hypothèse d'étalement sans frottement.

Les deux surfaces hydrophiles entrent en régime de break-up à partir de $T_0 = 200\,°C$ et la densité de flux maximale augmente avec la température. Les deux courbes présentent des tendances similaires, bien que la surface la plus hydrophile conduise à des flux légèrement supérieurs. Cette différence ne peut être attribuée aux incertitudes de mesure. La couche de TiAl étant déposée sur le TiAlN, l'empilement augmente la résistance thermique effective. Bien que minces, ces couches peuvent ainsi atténuer la densité de flux mesurée, effet masqué à plus basse température par l'échelle du graphique et les incertitudes.

Pour les deux surfaces hydrophiles, la densité de flux atteint un maximum (50 MW/m² pour le TiAlN et 42 MW/m² pour le TiAl à 350 °C), puis décroît jusqu'à des valeurs proches de celles de la surface hydrophobe lors de la transition vers le régime de *rebound*. Cette décroissance est plus marquée pour la surface faiblement hydrophile, avec une transition plus précoce.

4.3. Surface maximale thermiquement active

L'expression de la densité de flux thermique maximale (équation 5), établie pour le premier contact liquide–solide, est aussi valable dans le domaine temporel. Le temps est défini comme $t = 0{,}5\, t_{\text{image}}/2000$, correspondant au milieu de l'intervalle d'acquisition de chaque image. La densité de flux thermique s'écrit alors :

$$\mathrm{q''(t)} = \frac{1}{0.72}\frac{\mathrm{e}_l(T_c - T_{d,0})}{\sqrt{\pi}\sqrt{t}}, \tag{6}$$

Cette expression décrit l'évolution temporelle de la densité de flux lors de l'établissement d'un contact liquide–solide. Lorsqu'un tel contact intervient, les densités de flux sont nettement plus élevées que dans les zones sans mouillage ou étant mouillées depuis longtemps, ces dernières ayant déjà subi un refroidissement local. Sur cette base, une surface dite *thermiquement active* est définie comme l'ensemble des points pour lesquels la densité de flux thermique locale est supérieure à la densité de flux calculée à partir de l'équation (6). Cette surface ne correspond pas à la surface mouillée totale, mais à la zone de mouillage instantané, révélatrice de l'établissement récent du contact liquide–solide et de l'avancée du front de mouillage thermique. Concrètement, pour chaque image suivant l'impact, le nombre de pixels présentant une densité de flux supérieure à $q''(t)$, avec t le temps écoulé depuis l'impact jusqu'à l'image considérée, est comptabilisé. Cette analyse est menée sur les 20 premières images, correspondant à 10 ms après l'impact, durée généralement nécessaire pour atteindre l'étalement maximal de la goutte.

La Figure 5 présente l'évolution de la surface thermiquement active maximale pour les trois mouillabilités étudiées, en fonction de la température de la paroi. Cette surface reste constante pour des températures inférieures à T_0 = 175°C et dépend fortement de la mouillabilité : plus la surface est mouillante, plus la surface thermiquement active maximale est élevée. Au-delà de T_0 = 175°C, les densités de flux mesurées deviennent nettement supérieures à celles estimées par le modèle basé sur la nucléation (cf. section *Densité de flux maximale*). Cette augmentation de la densité de flux se traduit par une croissance brutale de la surface thermiquement active maximale, particulièrement marquée pour les deux surfaces hydrophiles. Le maximum de surface thermiquement active apparaît à la transition entre les régimes de déposition et de *break-up*. En effet, la nucléation précoce tend à projeter le liquide lors de l'impact. À faible surchauffe, cette projection s'effectue majoritairement parallèlement à la surface, ce qui favorise l'augmentation de la surface thermiquement active. À plus forte surchauffe, la projection devient principalement perpendiculaire à la surface, entraînant une diminution de la surface de contact. Ce phénomène s'intensifie avec l'augmentation de la température de la paroi. Pour la surface hydrophobe, la surface thermiquement active maximale atteint un maximum à T_0 = 175°C, puis décroît progressivement pour s'annuler à T_0 = 275°C, ce qui marque l'entrée dans le régime de Leidenfrost. À partir de T_0 = 300°C, l'influence de la mouillabilité sur la surface thermiquement active maximale devient moins prépondérante. Pour les deux surfaces

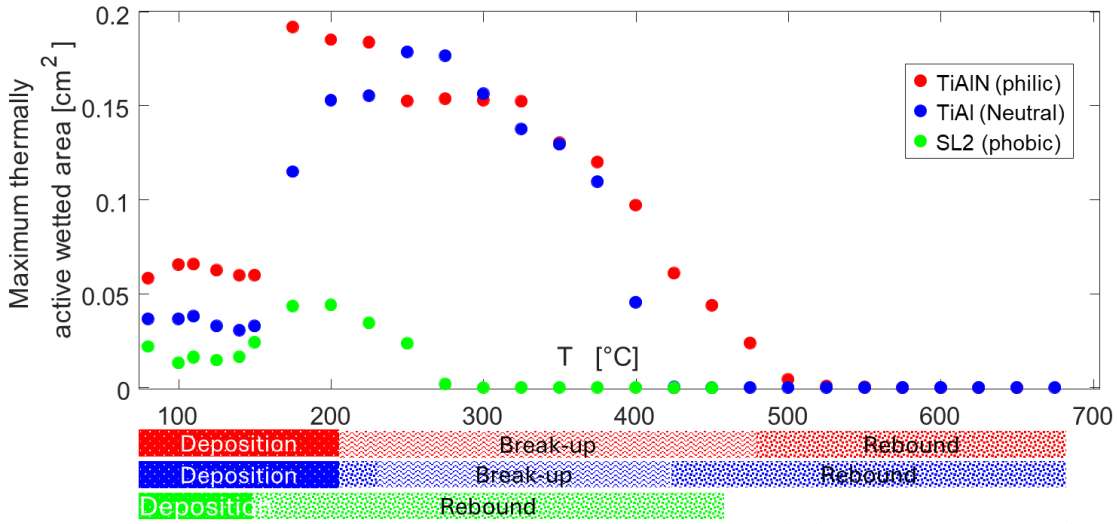


Figure 5 : Surface maximale thermiquement active en fonction de la température initial et de la mouillabilité

hydrophiles, celle-ci diminue continûment avec l'augmentation de la température de la paroi, jusqu'à la transition entre les régimes de *break-up* et de *rebound*, où la surface thermiquement active maximale devient nulle.

4.4. Flux maximal échangé avec la paroi

Le flux échangé au cours du temps à la paroi s'obtient en intégrant la densité de flux sur la surface :

$$Q(t) = \iint \mathrm{q''(x, y, t)}\, dxdy \tag{7}$$

La Figure 6 montre le flux maximum lors de l'impact de la goutte, à différentes températures initiales de paroi, pour les trois mouillabilités et le type d'impact qui lui est associée. Jusqu'à 150°C, le flux maximal croit quasi linéairement avec la température pour les trois surfaces. Pour ces températures, la densité de flux maximale est similaire (Figure 4), les différences observables proviennent de la surface mouillée. Sur les surfaces de TiAl et SL2 en déposition, la surface mouillée est très similaire et avec une densité de flux maximale similaire, les deux parois donnent des flux maximaux similaires. La surface de TiAlN, avec une mouillabilité bien plus importante donne des surfaces mouillées plus importante et donc un flux maximal plus important. La densité de flux maximum plateau étant attient autour de 175°C sur la surface hydrophobe, et la goutte étant en régime de *rebound*, avec une surface de contact invariant, le flux maximum attient lui aussi un plateau. À partir de 175°C, comme précédemment expliqué, la densité de flux croit de manière plus prononcée sur les surfaces de TiAlN et TiAl avec l'apparition de la nucléation dès la phase d'impact. Cela se traduit par un accroissement du flux maximal plus important. Lors de la transition du régime d'impact de *deposition* à *break-up* (à T_0=200°C), un maximum local est atteint sur la surface de TiAlN. L'impact est encore largement mouillant à cette température, se traduisant par une surface d'échange très importante. Au-delà de cette température, la densité de flux croit moins vite que la surface de contact diminue. En conséquence, le flux maximum décroit jusqu'à ce que la densité de flux croisse plus vite que la surface de contact diminue. Ce phénomène est aussi observable sur la surface de TiAl mais est beaucoup moins marqué car la surface de contact diminue faiblement.

Le flux maximal est atteint pour les deux surfaces non hydrophobes autour de T_0=375°C à 400W. Une diminution forte du flux apparait dès le changement de régime d'impact, de *break-*

up à *rebound* pour les deux parois. Le flux maximal, atteint un seuil identique autour de 150W pour les trois mouillabilités une fois la transition des régimes terminée.

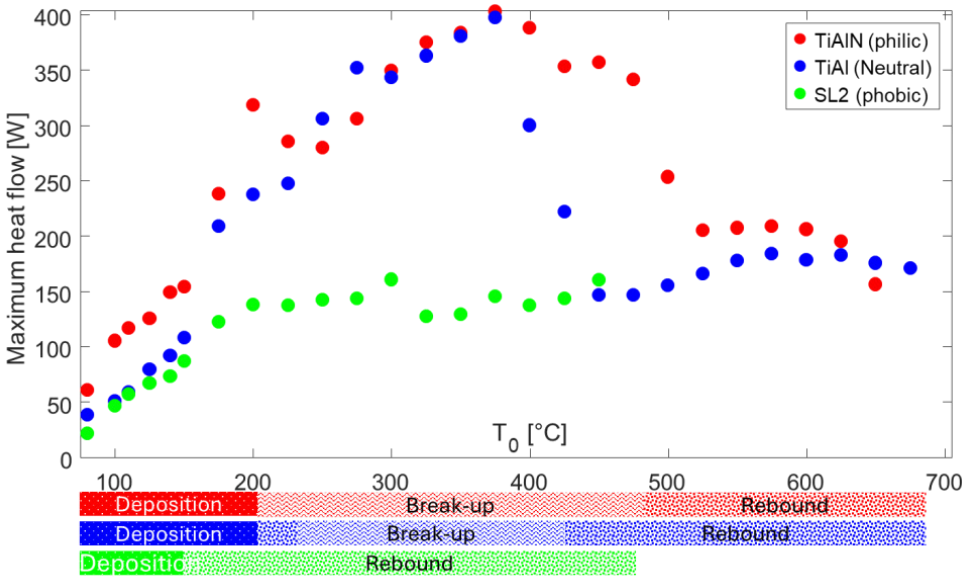


Figure 6 : Flux maximal relevé lors de l'impact en fonction de la température initiale et de la mouillabilité

5. Conclusion

Ce travail a permis d'analyser les transferts thermiques lors de l'impact de gouttes d'eau sur des surfaces chauffées, en couvrant une large gamme de températures et de conditions de mouillabilité grâce à l'utilisation de thermographie infrarouge. Les résultats mettent en évidence le rôle déterminant de la température de paroi et de la mouillabilité dans la dynamique d'impact, les régimes observés et l'intensité des échanges thermiques. Le modèle de contact thermique demeure valide tant que la nucléation n'intervient pas pendant les premiers instants d'impact. La nucléation modifie la densité de flux maximale en ajouter l'énergie de vaporisation. La transition de régime *break-up-rebound* semble être un marqueur de l'entré en régime d'impact non mouillant, avec une surface thermique active tombant à 0 pour les surfaces hydrophiles.

Références :

[1] Breitenbach et al., Phenomena of Drop Impact on Hot Surfaces: Pure Newtonian Liquids, 2015

[2] Chen et al., Experimental study on the secondary droplet formation mechanism when droplet impacting on superheated surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *185* (2022), 1224.

[3] Lee et al., Drop impact on hot plates: contact times, lift-off and the lamella rupture. *Soft Matter*, *16*(34) (2020), 7935-7949.

[4] M. Khavari et al., Fingering patterns during droplet impact on heated surfaces, *Soft Matter*,2015

[5] Castanet et al., The Leidenfrost transition of water droplets impinging onto a superheated surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, *160*(2020), 120126.

[6] Q. Ma et al. Droplet impact on superheated surfaces with different wettabilities, *International Journal of Heat and Mass Transfer,* 2019

[7] T. Potaufeux et al., Heat flux reconstruction in droplet impact experiments using infrared thermography through sapphire. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 256 (2026), 128069.

[8] .V. Roisman, Fast forced liquid film spreading on a substrate: flow, heat transfer and phase transition, *Journal of Fluid Mechanics* 656 (2010) 189–204.

[9] Yarin et la., Impact of drops on solid surfaces: self-similar capillary waves, and splashing as a new type of kinematic discontinuity, *Journal of Fluid Mechanics* 283 (1995) 141–173.

Étude expérimentale et numérique de la fusion de l'alliage Zamak (Zn-4Al) utilisé comme matériau à changement de phase (MCP) dans une enceinte fermée en acier inoxydable

Experimental and numerical study of melting of Zamak (Zn-4Al) alloy used as phase change material (PCM) in closed Stainless Steel box

Judy ROSSO[1,3], Simon LI[2], Rémi SANSON[1], Frederic TOPIN[3], Grégory LARGILLER[1*]

[1]Univ. Grenoble Alpes, CEA, LITEN, DTCH, Thermal Storage Laboratory 17 rue des Martyrs, F-38054 Grenoble Cedex 9, France
[2] CEA-Cadarache, 13108 Saint-Paul-lez-Durance 13
[3]Aix Marseille Université, CNRS IUSTI, Marseille, France
[*](Corresponding author: gregory.largiller@cea.fr)

Résumé – Le réacteur ATRIUM introduit un système de stockage modulaire passif comme dispositif de sécurité innovant, utilisant un matériau à changement de phase (MCP) métallique comme dissipateur thermique. Ce travail vise à évaluer la faisabilité du système de stockage et à développer un modèle numérique décrivant son fonctionnement. Un dispositif expérimental représentatif d'une unité du système de stockage a été mis au point pour tester la fusion du Zamak (Zn-4Al) à l'intérieur d'une enceinte en acier inoxydable (SS430). Les résultats obtenus apportent des informations sur la dynamique de fusion au sein de l'enceinte et sur l'interaction entre l'acier inoxydable de la paroi et le MCP fondu.

Abstract - The ATRIUM reactor introduces the design of a passive modular storage as an innovative safety feature, employing a metallic phase change material (PCM) as a heat sink. The work presented is part of a study that aims at investigating the feasibility of the storage system and develop a numerical model to describe its working behavior. An experimental setup representative of a single unit of the storage system is developed to test the melting of Zamak (Zn-4Al) inside a stainless steel (SS430) box. The results obtained give valuable insights on the melting dynamics inside an enclosure and the interaction between the SS of the wall of the box and the molten PCM on the inside.

1. Introduction

La conception du réacteur à neutrons rapides refroidi au sodium (RNR-Na) ATRIUM, introduit des innovations technologiques pour répondre aux exigences de sûreté [1]. Parmi celles-ci figure un système modulaire d'évacuation de la puissance résiduelle (EPuR) qui utilise un matériau à changement de phase métallique pour évacuer la chaleur excédentaire produite dans le cœur lors d'un arrêt d'urgence du réacteur suite à une panne de courant par exemple. Ce système est conçu pour un usage unique en cas de défaillance. L'EPuR est conçu comme un système d'évacuation thermique modulaire composé de plusieurs caissons quasi-cubiques en acier inoxydable (SS430) d'environ 65 cm de côté, remplis presque entièrement de lingots de zamak (Zn-4Al), le matériau à changement de phase (MCP) choisi pour stocker l'énergie thermique excédentaire du système. Un gaz inerte remplit l'espace entre le MCP et les parois

internes du caisson [2]. Ces caissons sont organisés en groupes de quatre disposés autour des tuyaux contenant le fluide caloporteur (NaK) horizontalement puis empilés en colonnes (Figure *1*). Le MCP placé dans chaque unité doit répondre à des exigences spécifiques : une densité de stockage d'énergie volumique et une conductivité thermique élevées ainsi qu'un point de fusion compatible avec les températures de fonctionnement ; de plus, il doit être facile à manipuler et disponible. Le choix s'est finalement porté sur l'alliage commercial zinc-aluminium (4 % en poids d'Al) appelé Zamak 3 (acronyme allemand de *Zink Aluminium Magnesium Kupfer*, certains alliages pouvant contenir du cuivre et du magnésium), présentant des propriétés thermiques adéquates pour l'application visée. Sa compatibilité avec l'acier inoxydable SS430 des caissons et leurs interactions en conditions de fonctionnement doivent être analysées plus en détails, car elles pourraient avoir une incidence sur la répartition thermique et les performances du système. L'étude de cette interaction constitue le premier aspect d'un travail de modélisation numérique de la fusion du Zamak à l'intérieur des caissons en acier inoxydable SS430.

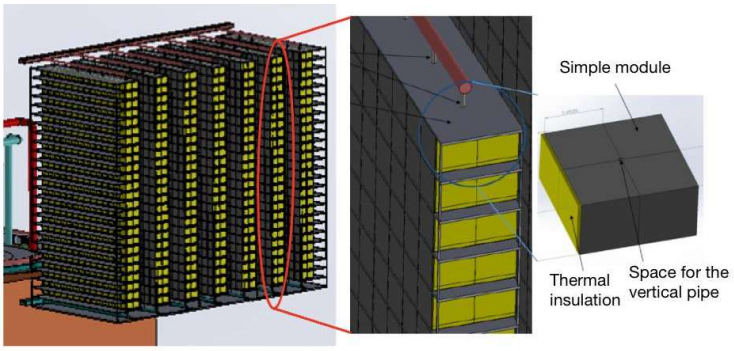


Figure 1: *Schéma du système d'évacuation de la puissance résiduelle*

La complexité et la taille de l'unité élémentaire industrielle nécessitent une simplification et une approche progressive lors de l'analyse. L'interaction entre les matériaux est d'abord étudiée à l'échelle du laboratoire, où l'influence de la couche d'oxyde sur le comportement de mouillage a été observée lors de la fusion de petits blocs de Zamak sur un substrat en acier inoxydable SS430 ; cette partie de l'étude a été présentée dans une contribution précédente [3]. Nous nous concentrerons ici sur la mise à l'échelle du système avec le développement d'un dispositif expérimental destiné à être représentatif d'une unité élémentaire ayant une géométrie simplifiée et réduite.

Plusieurs aspects clés doivent être pris en compte lors de la mise à l'échelle du système afin de garantir la représentativité de la conception de l'EPuR, notamment la fusion confinée et le chauffage latéral. Ces conditions introduisent des complexités supplémentaires : l'observation directe du processus de fusion est impossible et nécessite donc une analyse indirecte du comportement dynamique du système ; par ailleurs, le chauffage non homogène de l'enceinte entraîne une distribution thermique non uniforme au cours de l'évolution du système. Pour relever ces défis, un dispositif expérimental, nommé ZABOX, a été développé.

2. Matériaux et dispositif expérimental

Le Zamak (Zn-Al 4 % en poids) a été fourni par « Roger Fonderie » (France) sous forme de lingots, l'acier inoxydable 430 par Stainless Früchtl GmbH (Allemagne). Les matériaux ont été usinés et mis en forme aux dimensions souhaitées dans notre laboratoire pour la réalisation des expériences. Leur masse volumique à 20 °C est de 6 600 kg.m^{-3} [4] et 7 700 kg.m^{-3} [5] pour le Zamak et l'acier SS430 respectivement. La conductivité thermique et la capacité thermique sont

resp. de 113 $W.m^{-1}.K^{-1}$ et 419 $J.kg^{-1}.K^{-1}$ [4] pour le Zamak et 25 $W.m^{-1}.K^{-1}$ et 460 $J.kg^{-1}.K^{-1}$ [5] pour l'acier SS430 à 20°C. La température de fusion et la chaleur latente de fusion du zamak sont respectivement de 382 °C et 110 $kJ.kg^{-1}$ [3].

Le comportement de mouillage joue un rôle crucial dans la détermination de la forme et de l'étalement du métal fondu sur le substrat. De plus, les interactions chimiques entre le Zamak fondu et la paroi en acier inoxydable peuvent entraîner la corrosion de cette dernière, provoquant une fragilisation structurelle, comme observé pour les systèmes Zn-Fe sous contrainte ([6], [7]). Dans une communication précédente [3], l'affinité entre les deux matériaux a été étudiée à l'échelle du laboratoire, mettant en évidence l'influence de la couche d'oxyde superficielle sur les alliages Zn-Al. Comme indiqué dans la littérature ([8], [9], [10]), cette couche d'oxyde empêche le contact direct entre le métal en fusion et le substrat, ainsi que l'interaction qui pourrait en résulter. Cela a par ailleurs été observé pour des alliages Zn-Al lors de l'évaluation du mouillage sur un substrat en acier inoxydable [11]. Il est donc nécessaire de déterminer si le comportement observé à l'échelle laboratoire se maintient dans le cas de volumes de matériau plus importants et de quantifier son impact sur le comportement thermique du système étudié.

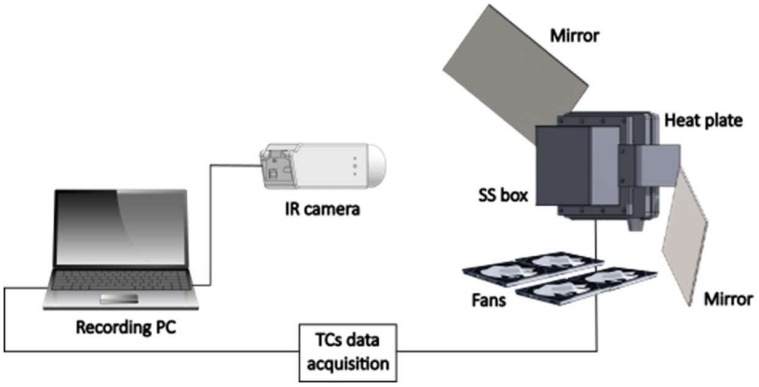


Figure 2*: Schéma de principe du dispositif expérimental Zabox*

Le dispositif expérimental ZABOX (Figure 2) est composé d'une boîte en acier inoxydable entièrement fermée (150 x 150 x 80 mm) chauffée sur une seule face. Toutes les parois de la boîte ont une épaisseur de 2 mm, à l'exception de celle chauffée, qui a une épaisseur de 5 mm. Le système de chauffage comprend une plaque chauffante et un diffuseur thermique en cuivre afin d'homogénéiser la température sur la face chauffée de la boîte ; des feuilles de graphite expansé sont ajoutées pour compenser la dilatation thermique des différents composants. La température des éléments chauffants est régulée par un thermocouple (TC) intégré au diffuseur en cuivre. A sa fermeture, la boîte est remplie d'azote sous une pression relative légèrement négative afin d'éviter toute surpression et toute déformation due à la dilatation thermique de l'azote. De plus, quatre ventilateurs sont installés sous la boîte pour contrôler le flux d'air et permettre la quantification du transfert thermique à travers la paroi ainsi que la définition des conditions limites en vue d'établir un modèle numérique représentatif.

Une caméra (FLIR A655sc) est utilisée pour enregistrer des images infrarouges de toutes les parois externes de la boîte grâce à des miroirs en aluminium poli qui réfléchissent les faces cachées dans le champ de vision direct de la caméra. La surface extérieure du boîtier est recouverte d'une peinture à émissivité constante (LabIR HERP-HT). Plusieurs TCs sont fixés sur cette surface pour l'analyse dynamique ainsi que l'étalonnage des mesures infrarouges. Tous les dispositifs d'enregistrement sont configurés pour acquérir une mesure de température toutes les 15 secondes.

Un programme a été spécialement développé pour analyser les données infrarouges enregistrées par la caméra. Il effectue une homographie géométrique afin de reconstruire la géométrie exacte des faces réfléchies par les miroirs à partir des coordonnées des coins identifiées et des dimensions connues. Les valeurs brutes des pixels des données expérimentales sont ensuite converties en champs de température grâce à des courbes d'étalonnage que nous avons obtenues en corrélant les mesures des TCs aux valeurs locales des pixels. L'ensemble du dispositif est placé dans une chambre noire isolée afin de garantir un environnement stable et contrôlé.

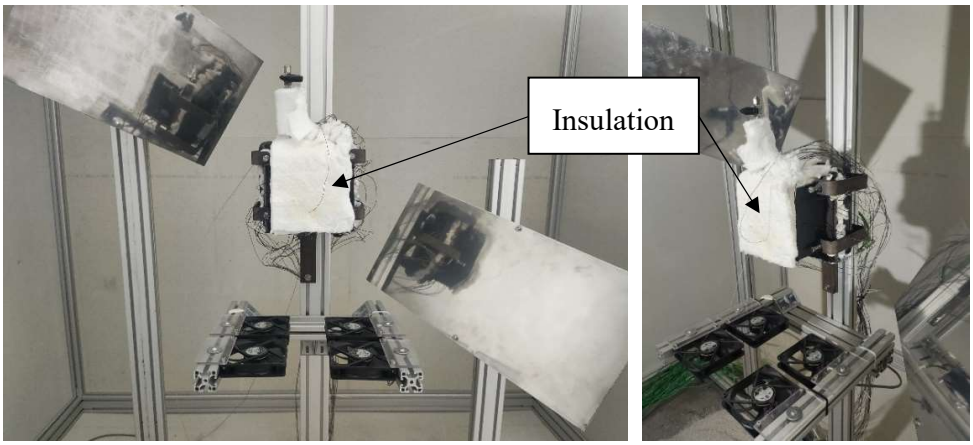


Figure 3: *Photos du dispositif expérimental Zabox*

L'expérience consiste à placer un lingot de Zamak (95 x 40 x 20 mm) équipé de TCs dans le dispositif ZABOX. Un de ses angles est chanfreiné pour mieux s'adapter au coin interne du boîtier en acier inoxydable (Figure 4). Le lingot est positionné dans le boîtier, comme illustré sur la Figure 5, dans l'angle de sorte qu'une de ses faces soit en contact avec la paroi chauffée. Ce positionnement permet d'évaluer le comportement du Zamak lors de la fusion dans différentes conditions de transfert thermique, en fonction de sa proximité avec les parois.

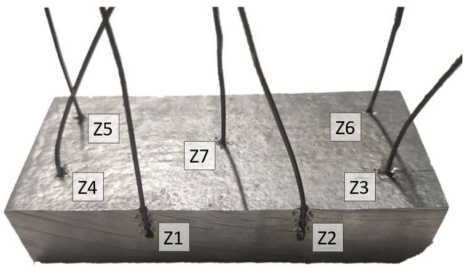


Figure 4: *Vue du bloc de Zamak avec ses thermocouples*

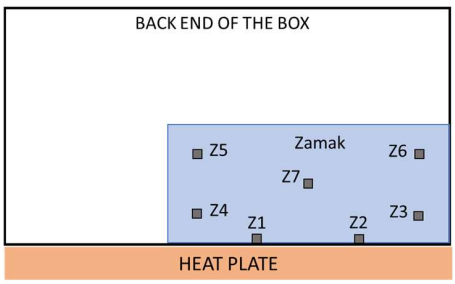


Figure 5: *Position du bloc de Zamak et des thermocouples dans la boite. (vue de dessus)*

Pour réduire les pertes de chaleur du système, deux des faces du boîtier en acier inoxydable sont isolées par trois couches de laine de roche (face perpendiculaire à la caméra et face supérieure de la boite en acier SS430), pour une épaisseur totale d'environ 3 cm. La configuration du boîtier ZABOX avec l'ajout de l'isolation est illustrée à la Figure 3. Les écarts de température entre les surfaces externes de l'enceinte et la surface de l'isolant sont mesurés afin de caractériser les conditions aux limites thermiques utilisées dans le modèle numérique.

3. Résultats et Discussion

L'expérience a consisté à chauffer le système jusqu'à un plateau à 450 °C, au niveau des éléments chauffants en contact avec le boîtier en acier inoxydable, avant d'entamer la montée en température finale. Le système possède deux faces isolées thermiquement, les deux autres (faces latérales) étant exposées à un flux d'air forcé. La température du bloc de Zamak à l'intérieur du boîtier se stabilise à 310 °C, en dessous de sa température de fusion de 382 °C. La plaque chauffante est ensuite réglée à sa puissance maximale afin de faire fondre le bloc de Zamak ; la température maximale atteinte est de 620 °C au niveau du chauffage. Le chauffage est alors interrompu et le boîtier est refroidi par une augmentation de la vitesse des ventilateurs.

Tout au long de l'expérience et jusqu'à la fusion, il est observé une bonne homogénéité des températures enregistrées par les TCs dans le bloc de Zamak, avec une différence maximale d'environ 5 °C lors de la montée en température. La Figure 6 montre une inflexion notable des courbes de température du Zamak lors de la première montée en température, avant le plateau thermique, où toutes les mesures de température présentent une légère stabilisation. Sur le diagramme de phase des alliages Zn-Al, présenté Figure 7, la ligne rouge correspond à la composition de l'alliage Zamak 3. Le plateau de température observé pour le Zamak lors de la montée en température correspond à la transformation eutectoïde solide-solide rapportée à 275 °C dans le diagramme de phases. Comme pour la transition de phase solide-liquide, cette transformation est endothermique et isotherme. L'énergie requise est estimée à environ 4 % de celle associée à la transition de phase solide-liquide ; son effet pourrait être intégré dans le modèle numérique bien qu'il n'ait pas d'influence sur le mécanisme de fusion.

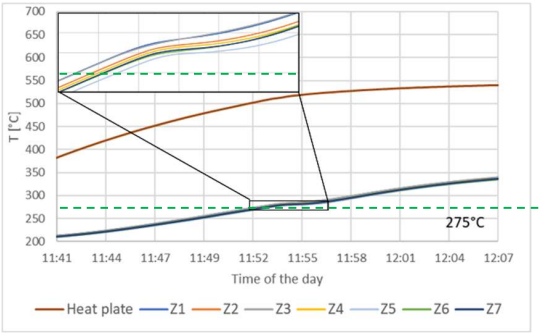


Figure 6: *Température mesurées dans le bloc de Zamak*

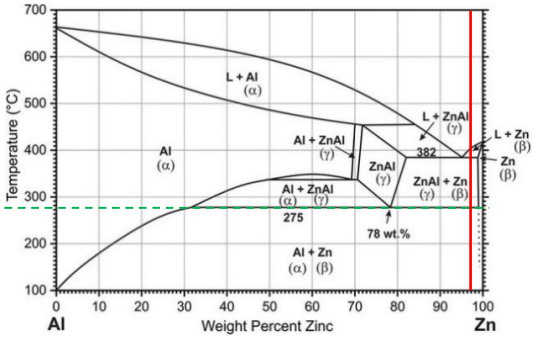


Figure 7: *Diagramme de phases de l'alliage Zn-Al*

La Figure 8 présente les relevés des thermocouples situés sur la surface extérieure inférieure de la boîte, ainsi qu'un schéma à droite indiquant leur position par rapport au bloc de Zamak. Les thermogrammes permettent de suivre la progression du processus de fusion. La forte hausse enregistrée par les thermocouples B7 et B6 indique que le Zamak liquide s'est initialement propagé vers le côté opposé au contact bloc-boîte (flèche N°1). Après environ 2 minutes, l'augmentation observée pour le thermocouple B5 suggère que le matériau fondu s'est étendu vers le coin arrière de la boîte (flèche N°2). Quelques minutes plus tard, la propagation commence vers la face arrière, avec la hausse de température des thermocouples B3 et B4 (flèche N°3). Enfin, environ 8 minutes plus tard, de plus faibles variations de température dans les thermocouples situés près de l'arrière indiquent une seconde vague de propagation de la fusion (flèche N°4). Les relevés de température des thermocouples intégrés au bloc de Zamak confirment l'observation concernant la position du front de fusion, cependant, une fois le Zamak fondu, il devient difficile d'évaluer la position des thermocouples qui ne sont alors plus maintenus. L'analyse porte donc sur les températures enregistrées à la surface extérieure de l'enceinte.

5

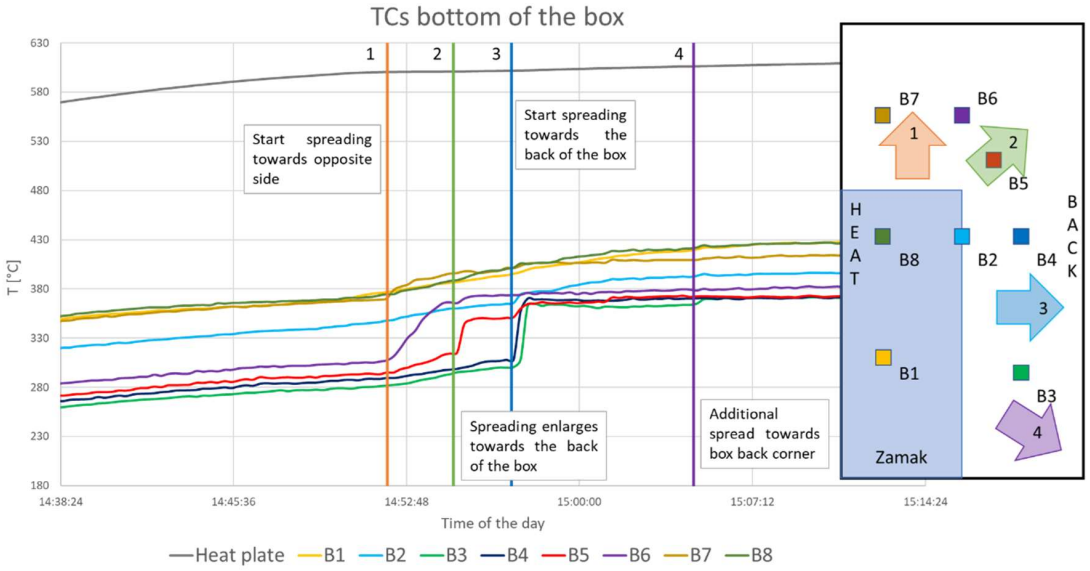


Figure 8: *Température (TCs) sur l'extérieur de la face inférieure de la boite.*

La séquence d'images infrarouges traitées présentée sur la Figure 9 illustre la dynamique de la carte de température de la surface externe de la face inférieure du boîtier en acier inoxydable. À titre de référence, le boîtier est chauffé par la gauche sur chaque image, et la position du bloc de Zamak massif est délimitée sur la première image de la séquence par un rectangle bleu. Les images 1 à 4 correspondent aux intervalles de temps indiqués et numérotés sur la Figure 8. La dernière image (5) montre la carte de température une minute après le dernier mouvement du Zamak fondu (4), et donc sa forme finale, qui reste visuellement inchangée avant le début du refroidissement. L'évolution de la carte de température est en bonne corrélation avec les valeurs locales de températures (TC) enregistrées et fournit une analyse détaillée de la forme et de la dynamique du Zamak fondu.

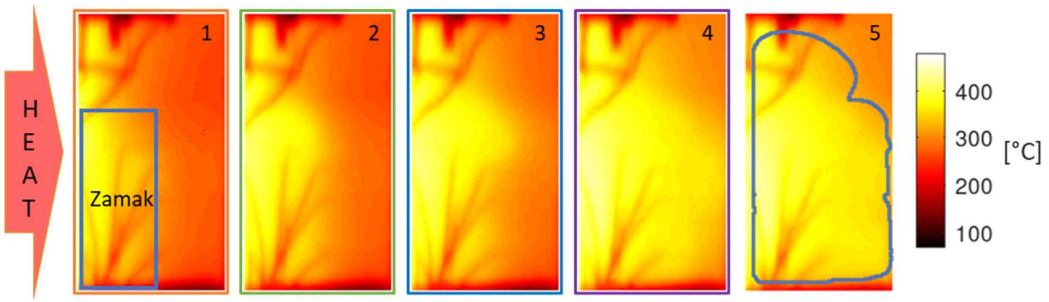


Figure 9: *Séquence d'images infrarouges de la surface extérieure du fond de la boîte. La position initiale et finale du Zamak sont représentées respectivement sur la première et la dernière image.*

L'interprétation des données de température est corroborée par les relevés des TCs sur les faces adjacentes, qui montrent des sauts de température coïncidant avec l'apparition de la fusion dans cette partie du caisson. Ces résultats suggèrent que malgré l'homogénéité apparente des relevés de température dans le Zamak lors de la montée en température jusqu'à la fusion, la position de la source de chaleur influence la répartition et la dynamique de fusion. Ceci est illustré par la propagation de la fusion vers le fond du caisson, retardée de quelques minutes par rapport au début de la fusion près de la face chauffée de l'enceinte.

Une fois le système revenu à température ambiante, la boîte est ouverte afin d'observer le bloc de Zamak resolidifié. Aucune adhérence n'a été observée entre le Zamak fondu et les parois internes de la boîte ; le bloc s'est détaché facilement par une légère traction. Cette absence

d'adhérence est cohérente avec les observations réalisées en laboratoire et indique l'absence d'interaction chimique entre le Zamak et l'acier inoxydable.

La Figure 10 montre la surface inférieure du bloc de Zamak fondu après resolidification (cette image est inversée par rapport aux images infrarouges enregistrées par la caméra sur la Figure 9). La forme initiale du bloc est facilement identifiable, car elle correspond à la surface d'oxyde natif indiquée par la ligne pointillée bleue. La matière fondue a acquis une forme finale qui concorde avec l'analyse thermique de la dynamique d'étalement (Figure 8), où le mouvement enregistré, indiqué par les flèches sur la Figure 10, correspond à la forme observée.

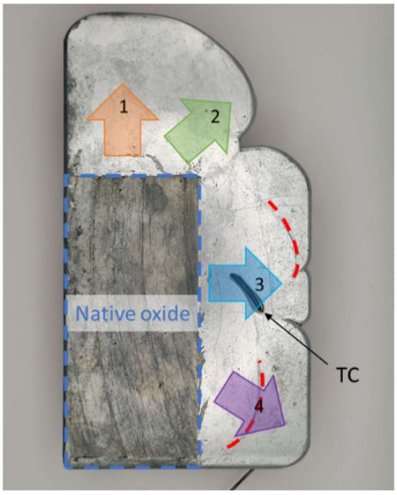


Figure 10: *Face inférieure du bloc de Zamak resolidifié (image miroir de l'image IR). Ligne pointillée bleue : position initiale du zamak ; ligne rouge : plis dus à la solidification du liquide.*

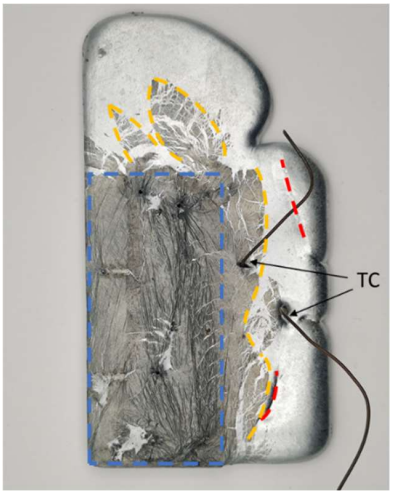


Figure 11: *Partie supérieure du bloc de Zamak resolidifié. Ligne pointillée bleue : position initiale du Zamak ; orange : oxyde natif résiduel ; rouge : plis dus à la solidification du liquide.*

La Figure 11 présente la surface supérieure du bloc de Zamak après son retrait de la boite. La ligne foncée visible sur l'image correspond à l'un des TCs placé à l'intérieur du bloc de Zamak, resté enrobé dans le matériau resolidifié (malgré un dépôt antiadhésif lors du placement) ; tous les autres TC ayant été retirés. Comme sur la Figure 10, la couche d'oxyde natif initiale et le bain de fusion solidifié qui l'a traversée sont clairement visibles.

On observe le déplacement d'une portion de la couche d'oxyde supérieure, suivant le mouvement du Zamak fondu depuis sa position initiale. Ce déplacement révèle la fissuration et la fragmentation de la couche, permettant ainsi d'absorber le mouvement du bain de fusion sans se mélanger à celui-ci. On peut donc supposer que les zones plus claires de la surface résultent de la rupture de la couche d'oxyde natif, autorisant l'étalement du Zamak fondu. Le manque d'adhérence peut être attribué soit à la faible réactivité du bain de Zamak avec l'acier inoxydable, soit à la réoxydation de la surface du bain, due à la forte affinité de l'aluminium pour l'oxygène, phénomène rendu possible par l'impossibilité de maintenir des conditions de vide poussé dans l'enceinte.

Les plis visibles sur les faces supérieure et inférieure du bloc resolidifié sont cohérents avec le mouvement du bain de fusion, correspondant à une deuxième vague liquide se propageant vers le fond et le coin du coffret.

4. Conclusion et Perspectives

L'expérience réalisée s'inscrit dans le cadre de la première mise à l'échelle d'un système représentatif de la conception industrielle d'un système de stockage thermique d'urgence à usage

unique. Ce système est constitué d'un boîtier fermé en acier inoxydable dans lequel fond un matériau métallique qui sert d'absorbeur thermique. Un dispositif à petite échelle, nommé ZABOX, comprenant une source de chaleur, des thermocouples et une caméra infrarouge a été développé pour étudier la fusion de l'alliage en milieu clos. Ce dispositif de surveillance s'est avéré approprié pour suivre la dynamique de fusion dans une enceinte. La fréquence d'échantillonnage de l'enregistrement devra être ajustée pour les expériences futures afin de mieux suivre le mouvement et l'évolution du système et d'éviter des variations de température trop brusques, mais les résultats obtenus donnent déjà un bon aperçu.

L'absence d'interaction chimique observée à l'échelle du laboratoire persiste lors de la première montée d'échelle du système, même après la fissuration visible de la couche d'oxyde native présente à la surface du Zamak. Les résultats indiquent également que l'évolution dynamique de la fusion dépend de la position du lingot par rapport à la source de chaleur.

Des expériences complémentaires devront être menées avec différentes quantités et configurations de Zamak afin d'évaluer leur influence sur la dynamique de fusion et les interactions interfaciales. Les résultats déjà obtenus, ainsi que les données futures recueillies grâce au dispositif expérimental ZABOX, permettront d'élaborer un modèle numérique visant à simuler avec précision l'évolution du système boîte-PCM en conditions de fonctionnement. Ce modèle numérique constituera un outil essentiel pour prédire le comportement thermique du système lors des passages à l'échelle supérieure.

References

[1] A. Pantano, P. Gauthe, M. Errigo, and P. Sciora, 'Pre-design of an innovative passive decay heat removal system for ATRIUM AMR-SFR', *Nuclear Engineering and Design*, vol. 378, no. May, p. 111259, 2021, doi: 10.1016/j.nucengdes.2021.111259.

[2] A. Pantano, L. Brissonneau, and J. Pouvreau, 'Liquid Metal Cooled Nuclear Reactor Incorporating a Fully Passive Decay Heat Removal (DHR) System with a Modular Cold Source', 2023

[3] J. Rosso, G. Largiller, S. Li, and F. Topin, 'Experimental and numerical study of constrained melting of metallic phase change material (PCM)', 2025, doi: 10.25855/SFT2025-051.

[4] Xometry, 'Zamak 3- Data sheet'. p. 71098.

[5] thyssenkrupp M. Services, 'Material Data Sheet- Ferritic corrosion resisting steel'. pp. 1–4.

[6] D. Bhattacharya *et al.*, 'Transgranular cracking in a liquid Zn embrittled high strength steel', *Scripta Materialia*, vol. 175, pp. 49–54, 2020, doi: 10.1016/j.scriptamat.2019.09.006.

[7] C. DiGiovanni, A. Ghatei Kalashami, E. Biro, and N. Y. Zhou, 'Liquid metal embrittlement transport mechanism in the Fe/Zn system: Stress-assisted diffusion', *Materialia*, vol. 18, p. 101153, Aug. 2021, doi: 10.1016/j.mtla.2021.101153.

[8] L. P. H. Jeurgens, W. G. Sloof, F. D. Tichelaar, and E. J. Mittemeijer, 'Structure and morphology of aluminium-oxide films formed by thermal oxidation of aluminium', *Thin Solid Films*, vol. 418, no. 2, pp. 89–101, 2002, doi: 10.1016/S0040-6090(02)00787-3.

[9] Y. Chen, P. Schneider, and A. Erbe, 'Investigation of native oxide growth on zinc in different atmospheres by spectroscopic ellipsometry', *Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science*, vol. 209, no. 5, pp. 846–853, 2012, doi: 10.1002/pssa.201100542.

[10] M. Mehrabian, B. Nayebi, D. Dietrich, T. Lampke, and M. Shokouhimehr, 'Characteristics of dynamically-formed surface oxide layers on molten zinc–aluminum alloys: A multimodality approach', *Thin Solid Films*, vol. 667, no. October, pp. 34–39, 2018, doi: 10.1016/j.tsf.2018.10.008.

[11] J. Yang, S. Xue, Y. Wu, C.-N. Yu, and D. P. Sekulic, 'Wetting behaviour of Zn–Al filler metal on a stainless steel substrate', *Science and Technology of Welding and Joining*, vol. 23, no. 1, pp. 1–6, Jan. 2018, doi: 10.1080/13621718.2017.1314657.

Influence de l'inclinaison de surface sur l'ablation d'un solide soumis à un jet de liquide chaud

Asma DJERMOUNE[1,2,*], Alexandre LECOANET[2], Nathalie SEILER[2], Nicolas Rimbert[1], Michel Gradeck[1]

[1] Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F 54000, Nancy, France
[2] CEA, DES, IRESNE, DTN, SMTA, Cadarache, F13108, Saint-Paul-Lez-Durance, France
[*](auteur correspondant : asma.djermoune@univ-lorraine.fr)

Résumé - Cette étude expérimentale analyse l'influence de l'inclinaison d'une surface solide sur l'ablation induite par l'impact d'un jet d'eau à surface libre. Des essais menés sur un bloc de glace pour différentes vitesses, températures et angles d'inclinaison mettent en évidence trois régimes d'ablation : film, transition et piscine. L'augmentation de l'inclinaison accélère la transition vers le régime de piscine, tout en retardant le remplissage complet de la cavité en raison d'un drainage en aval. Malgré ces modifications hydrodynamiques, la vitesse d'ablation au point de stagnation demeure quasi constante pour des inclinaisons $\geq 20°$, tandis qu'une diminution est observée à $0°$ et $10°$ en régime de piscine.

Nomenclature

D_j	Diamètre du jet (m)	y_0	Profondeur de la cavité (m)
H	Hauteur entre la buse et le solide (m)	ΔT	Écart de température, $T_j - T_s$ $(°\mathrm{C})$
r	Rayon de la cavité (m)	θ	Angle d'inclinaison $(°)$
t	Temps (s)	t_{pe}	Temps de début de transition vers le régime de piscine
T_j	Température du jet $(°\mathrm{C})$	$t_{end_{pe}}$	Temps de fin de transition vers le régime de piscine
V_j	Vitesse du jet à la sortie de la buse $(\mathrm{m.s^{-1}})$		
V_{abl}	Vitesse d'ablation		

1. Introduction

Ce travail s'inscrit dans le cadre de la mitigation des accidents graves avec fusion du cœur dans les réacteurs nucléaires à neutrons rapides refroidis au sodium (RNR-Na) de quatrième génération. Lors d'un tel accident, la fusion du cœur conduit à la formation d'un mélange radioactif à haute température, appelé « *corium* ».

Afin de limiter les conséquences d'un tel accident, deux dispositifs de sûreté peuvent être intégrés dans les nouveaux RNR-Na : des « *tubes de déchargement* », destinés à transférer le corium vers la partie inférieure de la cuve, et un « *récupérateur de corium* », conçu pour le recevoir et assurer son refroidissement à long terme [1, 2, 3]. Toutefois, cette architecture soulève une autre problématique de sûreté, car le corium atteignant ainsi le récupérateur sous la forme d'un jet à très haute température ($\approx 3000\,\mathrm{K}$) est susceptible d'entraîner une ablation locale, voire un percement. Ce risque est principalement lié au fort gradient thermique entre le jet de corium et le matériau utilisé pour le récupérateur.

La prise en compte de ce risque est essentielle pour garantir l'intégrité du récupérateur lors de la phase de relocalisation. L'intensité de l'ablation dépend notamment de la température et de la composition du corium, en particulier de sa nature métallique ou oxyde.

Plusieurs auteurs ont investigué l'ablation thermique d'un solide par un jet liquide de même nature afin de mieux comprendre les mécanismes physiques et les transferts thermiques [4, 5, 6]. Saito *et al.* [7] ont notamment observé deux régimes d'ablation : un régime de film et un régime

de piscine, ce dernier apparaissant lorsque la cavité est remplie de liquide. Ces régimes ont depuis été confirmés par d'autres travaux [5].

Dans le cadre du projet ESFR-SIMPLE, l'un des objectifs est d'identifier des solutions permettant de protéger le récupérateur de corium [8]. Parmi les stratégies envisagées figurent des *plots sacrificiels* qui, placés sous les tubes de déchargement, pourraient être inclinés afin de limiter l'ablation. L'étude de l'effet de l'inclinaison sur l'ablation sous l'impact d'un jet apparaît ainsi essentielle pour la conception de ces dispositifs.

L'influence de l'inclinaison sur les transferts thermiques a été étudiée. Baghel *et al.* [9] ont montré que le maximum de transfert ne coïncide pas nécessairement avec le point de stagnation en raison des effets de cisaillement et de turbulence. Beitelmal *et al.* [10] ont démontré que l'angle d'impact modifie significativement la distribution locale du nombre de Nusselt. Plus récemment, Talapati *et al.* [11] ont observé qu'une inclinaison accrue entre l'axe du jet et la normale à la surface cible renforce l'asymétrie du champ thermique et déplace la zone de transfert maximal. Ces travaux identifient ainsi l'angle d'impact comme un paramètre clé du transfert thermique.

2. Matériel et méthodes

Afin de mieux comprendre les mécanismes locaux de transfert thermique et de fusion dans cette configuration, une méthodologie de recherche basée sur l'utilisation de matériaux simulants a été développée [12]. Le dispositif expérimental HAnSoLO (Hot Ablation of a Solid by a Liquid – Observation), conçu par Lecoanet *et al.* [5], permet d'étudier l'ablation d'un bloc de glace sous l'impact d'un jet d'eau chaude à surface libre. Ce système vise à reproduire une phénoménologie représentative de l'ablation d'un récupérateur métallique par un jet issu de la phase métallique du corium [12].

Des expériences menées avec le dispositif HAnSoLO, basé sur le couple eau/glace, ont permis d'observer en temps réel l'évolution de l'ablation. Elles confirment l'existence des deux régimes rapportés dans la littérature, film et piscine, dont la transition dépend principalement de la température et de la vitesse du jet. Un schéma simplifié du dispositif est présenté en Figure 1.

Une matrice expérimentale, inspirée des travaux de Lecoanet [5] et Avrit [6], a été élaborée pour d'étudier l'influence des paramètres du jet et de l'inclinaison de la surface (θ) sur la dynamique d'ablation. Dans le dispositif HAnSoLO, l'inclinaison correspond à l'angle entre l'axe horizontal et la surface d'impact (Figure 1). Les expériences ont été enregistrées à l'aide d'une caméra rapide fonctionnant à une cadence de 30 images par seconde, avec un temps d'ouverture (temps d'exposition) de 1,07 ms.

3. Résultats expérimentaux d'ablation d'une surface inclinée

3.1. Régimes d'ablation

Lors des expériences menées, les régimes d'ablation précédemment rapportés dans la littérature ont également été observés pour différents angles d'inclinaison. Par ailleurs, en plus du régime de film, et du régime de piscine, un nouveau régime intermédiaire a été identifié. Lorsque le jet impacte la surface, la cavité atteint une certaine profondeur et le liquide commence à s'accumuler dans la partie amont de la cavité. Cependant, la cavité n'est pas entièrement remplie. L'eau peut encore s'écouler par la partie aval de la cavité. La figure 2 montre l'accumulation

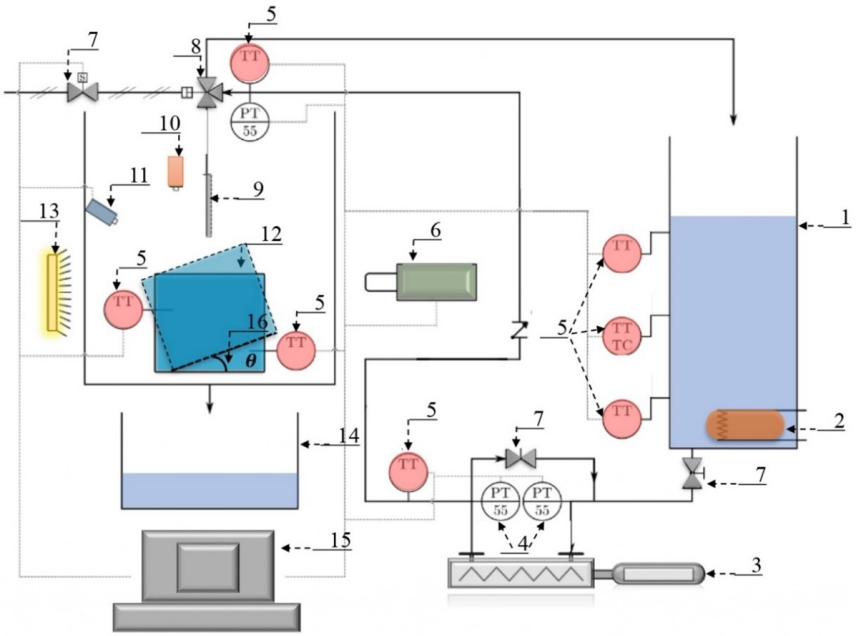


Figure 1 : *Schéma du dispositif expérimental. 1. Réservoir d'eau ; 2. Thermoplongeur ; 3. Pompe ; 4. Transmetteurs de pression ; 5. Thermocouples ; 6. Caméra rapide ; 7. Vanne ; 8. Vanne trois voies pneumatique ; 9. Buse ; 10. Caméra infrarouge ; 11. Go ProCaméra conventionnelle ; 12. Bloc de glace ; 13. Éclairage ; 14. Cuve de rétention ; 15. Pc de contrôle et d'acquisition ; 16. Angle d'inclinaison. [13]*

de liquide du côté amont et l'écoulement du côté aval de la cavité pendant la transition vers le régime de piscine pour une expérience avec un angle $\theta = 30°$. Ce régime représente la transition vers le régime de piscine.

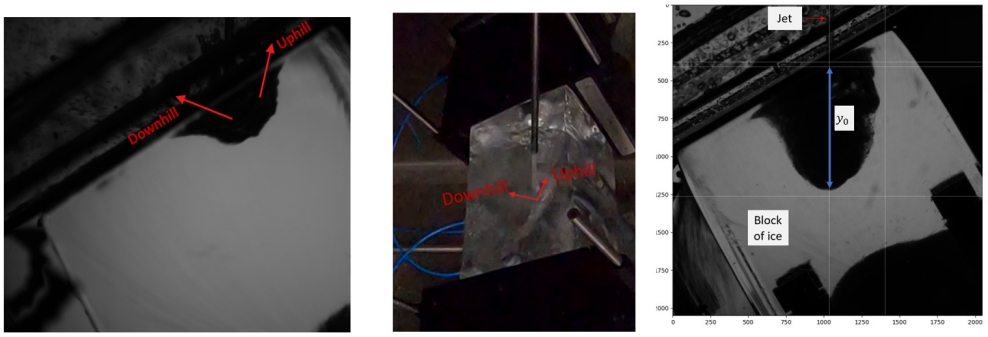


Figure 2 : ***À gauche*** *: image de la cavité capturée par la caméra rapide ($\theta = 30°$).* ***Au centre*** *: image de la cavité prise par la gopro au même instant. Les flèches rouges indiquent l'accumulation en amont et le drainage en aval.* ***À droite*** *: illustration de la définition de y_0. [13]*

Les graphes de la Figure 3 illustrent l'évolution de la profondeur ablatée au point de stagnation ($r = 0$), désignée y_0, telle que définie dans la figure 2, en fonction du temps t, pour des expériences réalisées avec une vitesse de jet $V_j = 5\,\mathrm{m/s}$, une température de jet $T_j = 50°\mathrm{C}$, et différents angles d'inclinaison de la surface impactée ($\theta = \{10°, 20°, 30°, 35°, 45°\}$). La Figure 3 indique également t_{pe}, le temps de début de la transition vers le régime de piscine, ainsi que $t_{end_{pe}}$, l'instant auquel la transition se termine et le régime de piscine est atteint. Ces instants sont déterminés visuellement par l'analyse des vidéos enregistrées par la caméra conventionnelle.

L'analyse des résultats de la figure 3 montre que, lorsque l'angle d'inclinaison augmente, la transition vers le régime de piscine (cercles verts) se produit plus rapidement, comme le montrent les courbes bleues de la figure 4. Une hypothèse possible est qu'avec l'augmentation de l'inclinaison, la paroi amont de la cavité agit comme une barrière, empêchant l'eau de s'échapper de ce côté. Une inclinaison plus forte entraîne une élévation plus marquée de la paroi amont par rapport à l'horizontale, limitant davantage l'évacuation de l'eau de ce côté. Ce qui peut expliquer pourquoi la transition vers le régime de piscine intervient plus tôt lorsque l'angle d'inclinaison augmente.

Cependant, bien que la transition débute plus tôt, la cavité ne se remplit pas immédiatement d'eau. Le temps nécessaire pour atteindre un remplissage complet (triangles orange) augmente significativement avec l'angle d'inclinaison, comme le montrent les courbes rouges de la figure 4. Cette augmentation s'explique par le fait que la paroi aval de la cavité est plus basse que l'horizontale , ce qui facilite l'évacuation du liquide de ce côté, sous l'effet de la gravité. Ce drainage progressif empêche ainsi le remplissage immédiat de la cavité. Cela explique le régime intermédiaire qui correspond à la transition vers le régime de piscine.

$V_j = 5\,\mathrm{m/s}$
$T_j = 50\,^\circ\mathrm{C}$

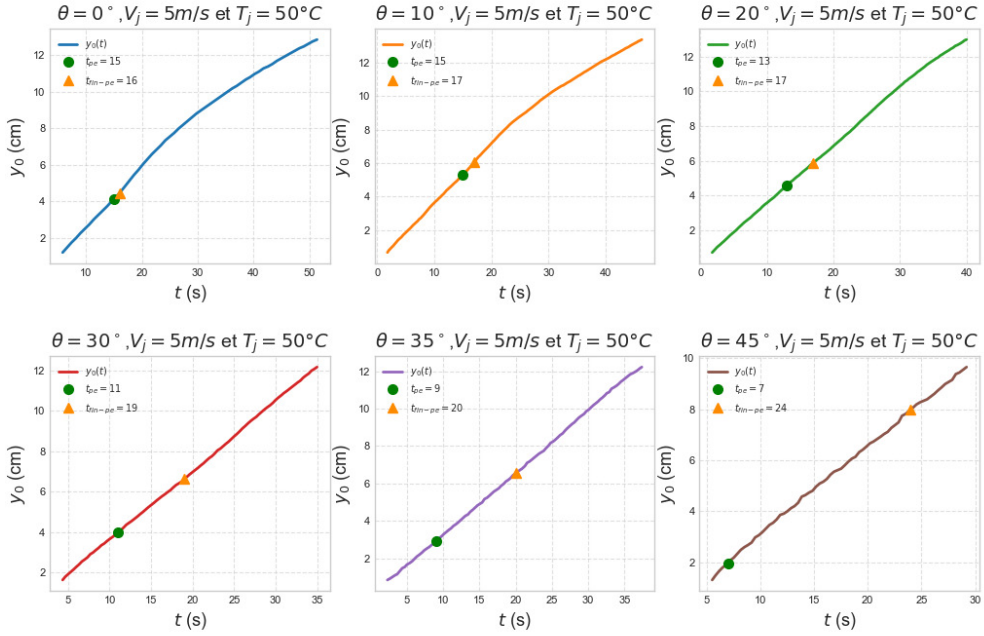
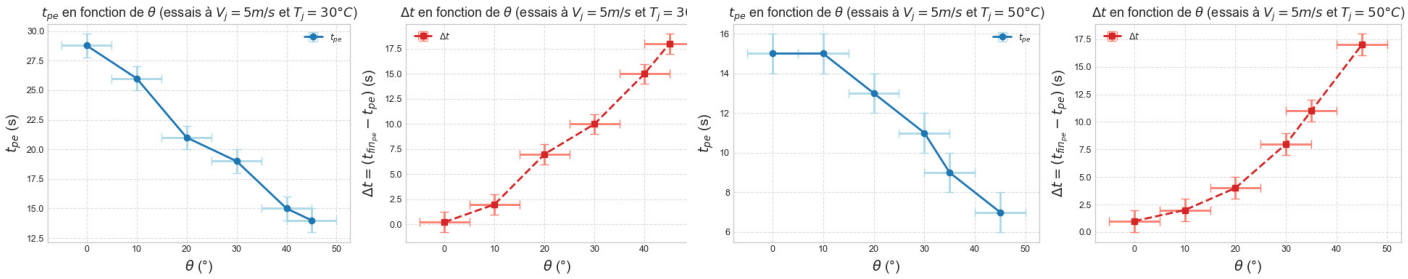


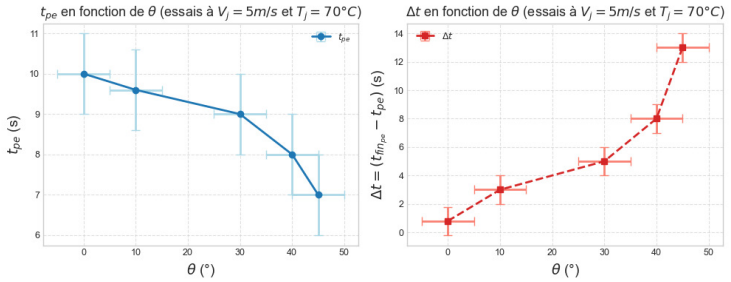
Figure 3 : *Exemples d'évolution temporelle de la profondeur de cavité (y_0) pour $V_j = 5\,\mathrm{m/s}$. Les cercles verts et triangles orange indiquent respectivement le début de la transition vers le régime de piscine (t_{pe}) et le remplissage complet de la cavité (t_{endpe}), identifiés à partir des vidéos [13].*

3.2. Effet de l'inclinaison sur la vitesse d'ablation au point de stagnation

Les résultats présentés à la Figure 5, illustrant l'évolution de la profondeur de la cavité le long de l'axe du jet (voir Figure 2), permettent d'analyser la dynamique d'ablation pour différentes inclinaisons de surface. Selon la littérature, lors de l'impact d'un jet sur une surface plane en régime de film, la vitesse d'ablation demeure constante [12, 4, 5, 7, 14, 15]. Cela a également été confirmé dans le cas de l'impact d'un jet sur une surface inclinée lors de nos expériences. La relation simplifiée $y_0(t) = V_{\mathrm{abl}} \cdot t$ est alors utilisée, où V_{abl} correspond à la pente de la courbe $y_0(t)$, permettant d'estimer directement la vitesse d'ablation à partir des données expérimentales.



(a) $V_j = 5\,\mathrm{m/s}$, $T_j = 30\,°\mathrm{C}$ (b) $V_j = 5\,\mathrm{m/s}$, $T_j = 50\,°\mathrm{C}$



(c) $V_j = 5\,\mathrm{m/s}$, $T_j = 70\,°\mathrm{C}$

Figure 4 : *Temps de transition vers le régime de piscine (t_{pe}) et durée de transition (Δt), définie par $\Delta t = t_{end,pe} - t_{pe}$, en fonction de l'angle d'inclinaison [**?**].*

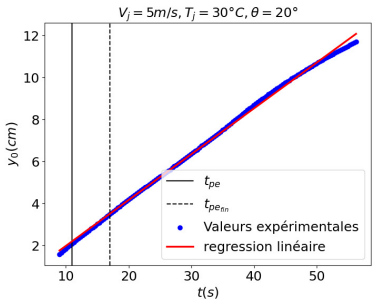
En régime de piscine, la vitesse d'ablation diminue généralement en raison du remplissage de la cavité, qui modifie les transferts thermiques et limite l'évacuation du liquide fondu. Toutefois, pour une surface inclinée, la vitesse d'ablation au point de stagnation reste globalement constante au cours des trois régimes identifiés (film, transition et piscine) (Figure 6a). Une déviation des courbes apparaît néanmoins en fin de régime de piscine pour les inclinaisons de $20°$ et $30°$, suggérant que l'augmentation de l'angle retarde l'établissement complet de ce régime. À $45°$, bien que le régime de piscine soit atteint, la durée de l'essai ne permet probablement pas d'observer la diminution de vitesse typique. Ces observations mettent ainsi en évidence l'influence de l'inclinaison sur la dynamique du régime de piscine, à travers une modification des temps caractéristiques associés à son établissement.

L'analyse des courbes de profondeur au point de stagnation (Figure 6a) montre qu'à partir de $\theta = 20°$, l'évolution de la cavité est quasi linéaire, indiquant une vitesse d'ablation quasi constante durant les trois régimes. Cette tendance est confirmée par une régression linéaire appliquée à l'ensemble des données. En revanche, pour $0°$ et $10°$, une diminution de la vitesse est observée en régime de piscine (Figure 6a).

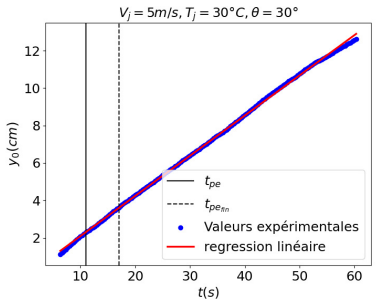
3.3. Effet de l'inclinaison sur la vitesse d'ablation en amont et en aval

La Figure 6b présente l'évolution de la profondeur de cavité mesurée en amont du point d'impact ($+2D_j$), en aval du point d'impact ($-2D_j$) et au point de stagnation pour une expérience réalisée à $V_j = 5\,\mathrm{m/s}$, $T_j = 50°\mathrm{C}$ et $\theta = 40°$. Une asymétrie marquée est observée, caractérisée par une ablation plus rapide en amont que dans la région aval.

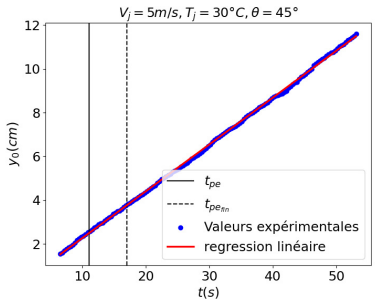
Ce comportement est cohérent avec la littérature relative aux jets inclinés, qui met en évidence une redistribution asymétrique du champ de vitesse et des transferts thermiques [10, 16].



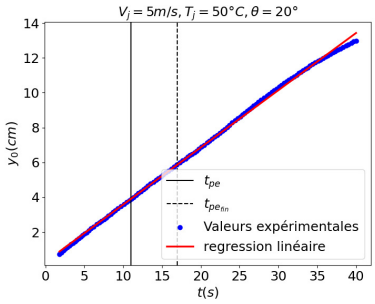
(a) $\theta = 20°$, $T_j = 30°\text{C}$



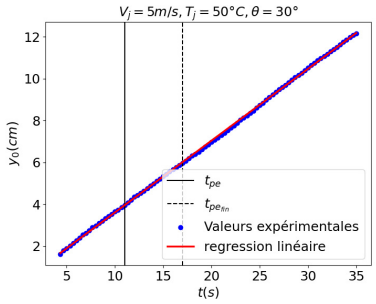
(b) $\theta = 30°$, $T_j = 30°\text{C}$



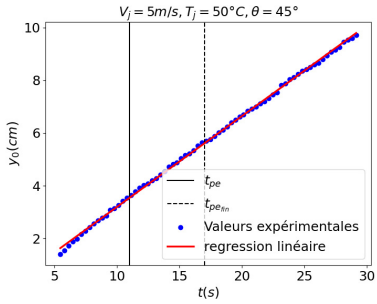
(c) $\theta = 45°$, $T_j = 30°\text{C}$



(d) $\theta = 20°$, $T_j = 50°\text{C}$

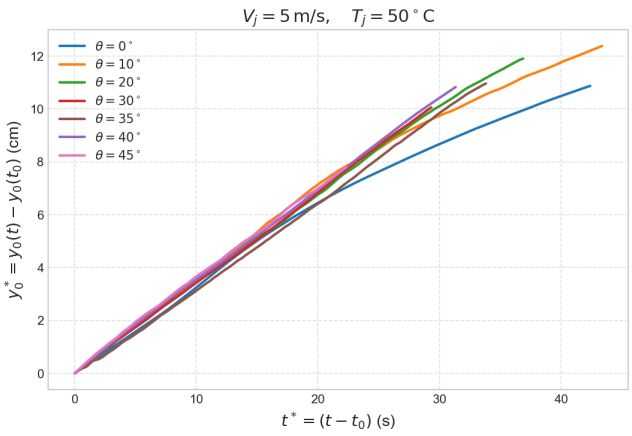


(e) $\theta = 30°$, $T_j = 50°\text{C}$

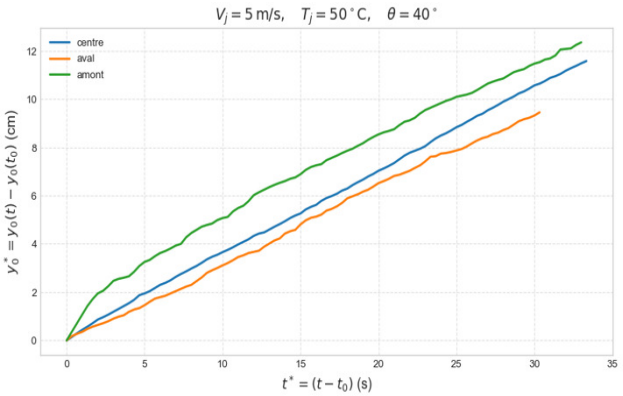


(f) $\theta = 45°$, $T_j = 50°\text{C}$

Figure 5 : *Régression linéaire sur les courbes $y_0(t)$ pour $V_j = 5$ m/s, et $T_j \in \{30°C, 50°C\}$, avec inclinaisons $\theta \in \{20°, 30°, 45°\}$.*



(a) Évolution de la profondeur de cavité en fonction du temps. Les données sont issues d'expériences réalisées avec une vitesse de jet $V_j = 5\,\text{m/s}$, une température de jet $T_j = 50\,^\circ\text{C}$, et différents angles d'inclinaison de la surface impactée (θ).



(b) Évolution de la profondeur de cavité en fonction du temps, mesurée en aval ($+2D_j$), en amont ($-2D_j$) et au point de stagnation, pour une expérience réalisée avec $V_j = 5\,\text{m/s}$, $T_j = 50°\text{C}$ et $\theta = 40°$.

Figure 6 : *Évolution de la profondeur de la cavité en fonction du temps*

Par ailleurs, l'asymétrie de l'écoulement favorise le développement de structures turbulentes et intensifie le mélange thermique dans la zone amont, ce qui contribue à augmenter la convection locale. Une telle redistribution des mécanismes de transfert fournit une explication plausible de l'accélération de la vitesse d'ablation observée expérimentalement. Ces résultats mettent ainsi en évidence le rôle de l'inclinaison dans la structuration des transferts thermiques.

4. Conclusions

Ce travail présente une investigation expérimentale de l'impact d'un jet liquide à surface libre sur une surface inclinée. Différents angles d'inclinaison ont été étudiés.

Les expériences réalisées mettent en évidence les deux régimes d'ablation classiquement décrits dans la littérature : (i) le régime de film, durant lequel l'eau s'écoule librement hors de la cavité, et (ii) le régime de piscine, correspondant au remplissage complet de cette dernière. Un régime intermédiaire de transition a également été observé. Dans ce régime, l'eau commence à s'accumuler dans la partie amont de la cavité alors que la partie aval permet encore l'évacuation du liquide. La cavité n'est donc pas totalement remplie, mais l'écoulement devient progressivement contraint.

L'effet de l'inclinaison sur cette dynamique est notable. Une augmentation de l'angle d'impact accélère l'entrée dans le régime de transition, car l'obstruction de la partie amont limite l'évacuation du liquide. Toutefois, même si la transition apparaît plus tôt, le passage complet au régime de piscine est plus long lorsque l'inclinaison augmente : le remplissage global de la cavité est ainsi retardé pour des angles plus élevés. Une étude approfondie sera menée par la suite afin de comprendre les phénomènes physique qui gouvernent.

Références

[1] François Gauché. Generation IV reactors and the ASTRID prototype : Lessons from the fukushima accident. *Comptes Rendus Physique*, 13(4) :365–371, 2012.

[2] F. Payot, C. Journeau, C. Suteau, F. Serre, M. Gradeck, N. Rimbert, A. Lecoanet, and A. Miassoedov. A new experimental R&D program associated with the corium jet impingement on the ASTRID core catcher sacrificial material. In *Proceedings of the 18th International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 18)*, Charlotte, United States, April (2018).

[3] F. Serre, F. Payot, C. Suteau, L. Trotignon, E. Batyrbekov, A. Vurim, A. Pakhnits, V. Vityuk, S. Kubo, A. Katoh, Y. Tobita, K. Kamiyamla, K. Matsuba, and J. Toyooka. R&D and experimental programs to support the ASTRID core assessment in severe accidents conditions. In *Proceedings of the 16th International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 16)*, San Francisco, United States, April (2016).

[4] K Sato, A Furutani, M Saito, M Isozaki, K Suganuma, and S Imahori. Melting attack of solid plates by a high-temperature liquid jet [ii]—erosion behavior by a molten metal jet. *Nuclear engineering and design*, 132(2) :171–186, 1991.

[5] Alexandre Lecoanet, Michel Gradeck, Frederic Payot, Christophe Journeau, Nathalie Seiler, and Nicolas Rimbert. Model for core catcher ablation and cavity shape in the film regime. *Nuclear Engineering and Design*, 414 :112591, 2023.

[6] Antoine Avrit, Asma Djermoune, Alexandre Lecoanet, Nathalie Seiler, Michel Gradeck, and Nicolas Rimbert. Etude expérimentale de l'effet de la rugosité sur l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide. In *Congrès français de thermique, ICUBE*, Juin 2024, Strasbourg, France.

[7] M.Saito, K. Sato, A. Furutani, M. Isozaki, S. Imahori, and Y. Hattori. Melting attack of solid plates by a high temperature liquid jet - effect of crust formation. *Nuclear Engineering and Design*, 121 :11–23, Juillet 1990.

[8] N. Seiler, X. Gaus-Liu, M. Gradeck, N. Rimbert, A. Lecoanet, C. Journeau, R. Clavier, B. Bigot, B. Fluhrer, and T. Cron. Evaluation results of core catcher innovation measures. Deliverable D6.3 ESFR-SIMPLE Project, CEA, March 2023.

[9] A. Baghel, A. Sridharan, and J. Srree Murallidharan. Experimental and numerical study of inclined free surface liquid jet impingement. *International Journal of Thermal Sciences*, 154 :106389, 2020.

[10] Abdlmonem H. Beitelmal, Michel A. Saad, and Chandrakant D. Patel. The effect of inclination on the heat transfer between a flat surface and an impinging two-dimensional air jet. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21(2) :156–163, 2000.

[11] S. Talapati et al. Influence of inclined unconfined circular air jet impingement on local heat transfer characteristics of smooth flat plate. *International Journal of Thermal Sciences*, 197 :108848, 2024.

[12] A. Lecoanet, M. Gradeck, X. Gaus-Liu, T. Cron, B. Fluhrer, F. Payot, C. Journeau, and N. Rimbert. Ablation of a solid material by high temperature liquid jet impingement : An application to corium jet impingement on a SFR core-catcher. *Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science*, 8(1) :NERS–21–1042, (2022).

[13] Asma Djermoune, Alexandre Lecoanet, Nathalie Seiler, Nicolas Rimbert, and Michel Gradeck. Investigation of the effects of surface inclination on the ablation of a solid by the impact of a hot liquid jet : implications for sodium-cooled fast reactor safety. In *International Topical Meeting on Nuclear Reactor Themal Hydraulics (NURETH-21)*, Septembre 2025, Busan, South Korea.

[14] M. Epstein, M. J. Swedish, J. H. Linehan, G. A. Lambert, G. M. Hauser, and L. J. Stachyra. Simultaneous melting and freezing in the impingement region of a liquid jet. *AIChE Journal*, 26(5) :743–751, (1980).

[15] D. A. Powers. Erosion of steel structures by high-temperature melts. *Nuclear Science and Engineering*, 88(3) :357–366, (1984).

[16] S.S. Pawar and M. Ibrahim. Numerical investigation of heat transfer characteristics of an inclined circular jet impinging on a flat surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 136 :1016–1031, 2019.

Remerciements

Funded by the European Union

Ce projet a reçu un financement au titre du programme HORIZON-EURATOM-2021-NRT-01 dans le cadre de la convention de subvention n° 101059543.

Dégivrage de gouttes sur un plan incliné

Melting droplet on an inclined plane

Sergio Peralta Ventocilla[1], **Julien Sebilleau**[1], **Guillaume Castanet**[2], **Dominique Legendre**[1], **Mehdi Stiti**[1*]

[1] IMFT, Université de Toulouse, CNRS, 3100, Toulouse, France
[2] LEMTA, Université de Lorraine, CNRS, 5400, Nancy, France
*(Corresponding author: mehdi.stiti@imft.fr)

Résumé - La dynamique de fusion et de glissement d'une goutte d'eau initialement gelée sur un substrat hydrophobe incliné est étudiée expérimentalement. Trois régimes — statique, inertie modérée et forte inertie — sont identifiés à l'aide d'un nombre de Bond modifié combinant les effets gravitaires et capillaires. Le dégivrage par chauffage par le bas favorise le décollement en générant une couche liquide interfaciale. Le mouvement de la goutte accélère la fusion, tandis que l'épaisseur critique de liquide augmente avec le diamètre de contact et dépend faiblement de l'inclinaison.

Abstract - The melting and sliding dynamics of an initially frozen water droplet on an inclined hydrophobic substrate are investigated experimentally. Three regimes—static, moderate inertia and high inertia—are identified using a modified Bond number combining gravitational and capillary effects. Bottom-up melting promotes depinning by forming an interfacial liquid layer. Droplet motion is shown to accelerate melting, while the critical liquid layer thickness increases with contact diameter and weakly depends on inclination.

Nomenclature

t	time, s
T	temperature, C
V	Volume, L
$\vec{k}$	unit vector
Bo	Bond number
h	thickness, m

Greek symbols

β	angle,
ρ	density, kg/m^3
σ	surface tension, N/m

1. Introduction

Droplet freezing and melting are ubiquitous phenomena that play a critical role in natural and industrial applications. Understanding these processes is essential to predict and mitigate ice accretion on aircraft [6], reduce operational risks in wind energy production [13], and ensure the reliability of overhead power lines in cold climates. Beyond icing-related issues, droplet solidification and melting influence additive manufacturing, where phase-change dynamics affect material properties and thermal energy storage in phase-change materials [1]. These applications motivate systematic experimental and theoretical investigations to characterize droplet freezing and melting and improve predictive models. From a fundamental viewpoint, droplet freezing and melting on a substrate can be considered as containerless phase-change configurations [2], involving heat transfer, phase change, moving phase boundaries, and surface tension effects [8]. Despite their relevance, most studies focus on freezing, while melting dynamics

remain comparatively unexplored [12]. Melting may appear as the reverse of freezing, yet important differences arise. Zhang et al. [15] showed that water droplet melting occurs near 0.5 °C, with minimal superheating, whereas freezing requires significant supercooling. Characteristic time scales differ due to the contrast in thermal diffusivity between ice and liquid water [5]. Internal flow dynamics also differ: convective flows are more pronounced during melting, primarily driven by thermocapillary effects, even for small temperature differences and thin liquid layers [9]. Marangoni convection has been reported during melting on superhydrophobic substrates [14]. Recent studies highlight the combined influence of thermocapillary and thermogravitational effects on melting [3]. Cui et al. [4] proposed a dewetting strategy using freezing–melting cycles, showing that melting can induce droplet depinning on mechanically fragile superhydrophobic surfaces. Strong thermocapillary flows may also modify melting modes: Lei et al. [11] showed that intense Marangoni flows push the solid phase into the droplet, establishing full ice–liquid contact and reducing melting time. In many practical situations, droplet freezing occurs on inclined surfaces, introducing a gravitational component. Freezing on inclined subcooled substrates has been studied experimentally and numerically [7], but melting of iced droplets under similar conditions remains poorly explored. Jin et al. [10] examined droplet impact, freezing, and melting on inclined cold surfaces, yet droplets remained stationary during melting, and sliding dynamics were not addressed. To date, no systematic study has examined the coupled melting and sliding of a frozen droplet on a heated inclined substrate. This work presents an experimental investigation of an initially frozen water droplet deposited on a hydrophobic inclined surface and heated from below. The study focuses on de-icing dynamics, including the formation of the interfacial liquid layer during melting and the onset of droplet sliding. Key aspects include the influence of droplet volume and substrate inclination on depinning, the interplay between capillary forces and gravity, and the coupling between sliding motion and melting kinetics. These observations aim to provide a foundation for predictive modeling of droplet sliding during phase change, relevant for icing mitigation and heat-transfer applications.

2. Experimental setup

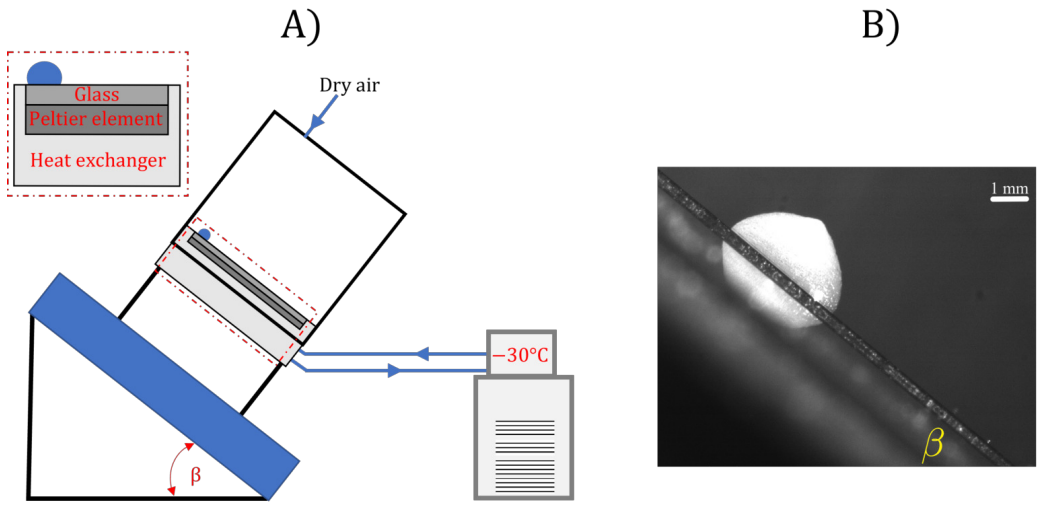


Figure 1: A) Experimental setup for studying the de-icing of a single water droplet on an inclined, thermally controlled substrate. B) Side-view image of a solidified droplet on the inclined surface prior to melting.

The experimental setup is designed to investigate the de-icing dynamics of a single water

droplet as a function of the inclination angle of the substrate. The core element of the setup consists of a flat glass plate mounted on a controllable inclination system. The glass substrate is chemically treated using a silanization process in order to obtain a hydrophobic surface, thereby limiting contact line pinning and ensuring reproducible wetting conditions. The treated glass plate is placed directly on top of a Peltier thermoelectric module, which enables both precise temperature regulation and rapid heating of the substrate. The surface temperature of the glass plate is monitored and regulated using an electrical control system coupled to the Peltier module. This configuration allows controlled transitions between freezing and melting regimes, which are essential for studying the de-icing process under well-defined thermal conditions. To ensure efficient heat removal and to reach low substrate temperatures, the Peltier module is coupled on its cold side to a plate heat exchanger. This heat exchanger is connected to a Julabo refrigerated heat exchanger, capable of cooling the system down to -40°C. The combined use of the Peltier module and the external cooling loop provides a wide and well-controlled temperature range, as well as fast thermal response times. The entire assembly is housed inside a closed environmental chamber. Dry air with a dew point of -40°C is continuously injected into the chamber to suppress condensation and frost formation on the substrate and surrounding components. This controlled atmosphere ensures stable and repeatable experimental conditions during both freezing and melting stages.

The objective of the optical measurements is to investigate the de-icing dynamics, which encompasses not only the sliding motion of the droplet along the inclined surface, but also the conditions required to initiate sliding. In particular, special attention is paid to the minimum liquid layer thickness necessary to enable droplet motion. To characterize the droplet shape evolution and the ice–liquid interface during the de-icing process, optical measurements are performed using a side-view shadowgraphy configuration. In order to enhance the contrast between the solid ice phase, which strongly reflects light, and the liquid phase, the droplet is illuminated along the flow direction, providing a well-defined intensity gradient suitable for accurate interface detection. Two different optical objectives are used depending on the measurement objective. A low-magnification objective (80 µm/pixels) is employed to capture the global sliding dynamics of the droplet along the inclined surface, which has a characteristic length of 5 cm. In contrast, a higher-magnification objective (7 µm/pixels) is used to zoom in on the droplet, enabling a detailed investigation of the solidification and melting front evolution within the droplet. An example of the visualisation of the droplet using the high magnification zoom is shown in Fig.1B.

3. Melting-induced sliding on inclined surfaces: critical angle and regimes

In this section, the focus is placed on determining the minimum inclination angle required to trigger droplet sliding during the de-icing process. The experimental protocol is designed accordingly. A water droplet of volume V_0 is first deposited and frozen on the glass substrate maintained at an inclination angle of $\beta = 0°$. Once the droplet is fully solidified, the experimental assembly is tilted to a given inclination angle, and de-icing is initiated by imposing a constant heating rate of 2.25°C/s delivered by the Peltier module. This procedure allows the coupled effects of melting, gravity, and thermal inertia to be systematically investigated and enables the identification of the critical conditions leading to droplet motion. Additionally, for the typical water droplet sizes considered here ($\mathcal{O}(10^{-3})$ m), surface tension forces are also significant in the droplet kinematics.Therefore, the dimensionless Bond number is employed to characterize the present droplet dynamics, as it naturally combines gravitational and capillary

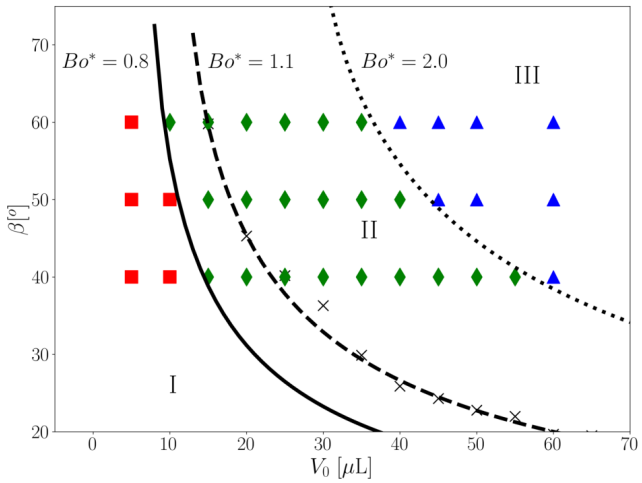


Figure 2: Evolution of the critical inclination angle for the onset of droplet sliding as a function of the initial droplet volume. Experimental conditions are classified into three regimes: static, moderate-inertia, and high-inertia.

effects. The Bond number is defined as:

$$Bo^* = \frac{D_{eq}^2 \, g \, \rho_l \, \sin\beta}{\sigma}, \tag{1}$$

where $D_{eq} = (6V_0/\pi)^{1/3}$ is the equivalent droplet diameter based on the initial droplet volume V_0 . In the experimental images obtained in this study, three distinct sliding patterns are identified. Each pattern corresponds to a specific region in Fig.2, which are indicated by filled markers (■, ♦, and ▲). For clarity, these regions are also labeled (I), (II), and (III) in Fig.2. In region (I), the droplet remains stationary and does not slide along the substrate during the de-icing process, even as melting progresses, until the iced droplet is fully melted. In region (II), the droplet exhibits a smooth sliding motion characterized by a relatively low velocity. In contrast, region (III) corresponds to a regime in which the droplet slides at significantly higher velocities. Accordingly, the sliding patterns associated with regions (I), (II), and (III) are hereafter referred to as the static, moderate-inertia, and high-inertia regimes, respectively. To provide a physical interpretation of these regimes, contours of the modified Bond number Bo^* are superimposed in Fig.2. In particular, the contours corresponding to $Bo^* = 0.8$ and $Bo^* = 2$ are shown to highlight the transitions between regions (I), (II), and (III). It should be emphasized that these contours do not represent sharp thresholds between the different sliding patterns. Rather, the transitions observed experimentally are gradual, and the Bo^* contours are displayed for reference only. The kinematics of isothermal water droplets sliding on the present glass substrate provide an essential reference framework for interpreting the melting–sliding dynamics investigated in this work. To this end, a systematic analysis of the same configuration in the absence of phase change was performed. The corresponding experimental results are represented by × markers in Fig.2 and indicate the critical conditions at which isothermal water droplets begin to slide. In addition, the $Bo^* = 1.1$ contour is plotted in Fig.2 as a dashed black line. This contour shows good agreement with the experimentally determined sliding threshold under isothermal conditions, as it corresponds to a regime in which the droplet inertia becomes sufficient to overcome retention forces and initiate motion on the inclined glass substrate. An intermediate region is therefore identified between the $Bo^* = 0.8$ and $Bo^* = 1.1$ contours. In this region, isothermal water droplets remain pinned on the inclined surface, whereas sliding is systematically observed when bottom-up melting is induced. This highlights the crucial role played by the liquid layer

generated during de-icing in reducing adhesion and enabling droplet motion.

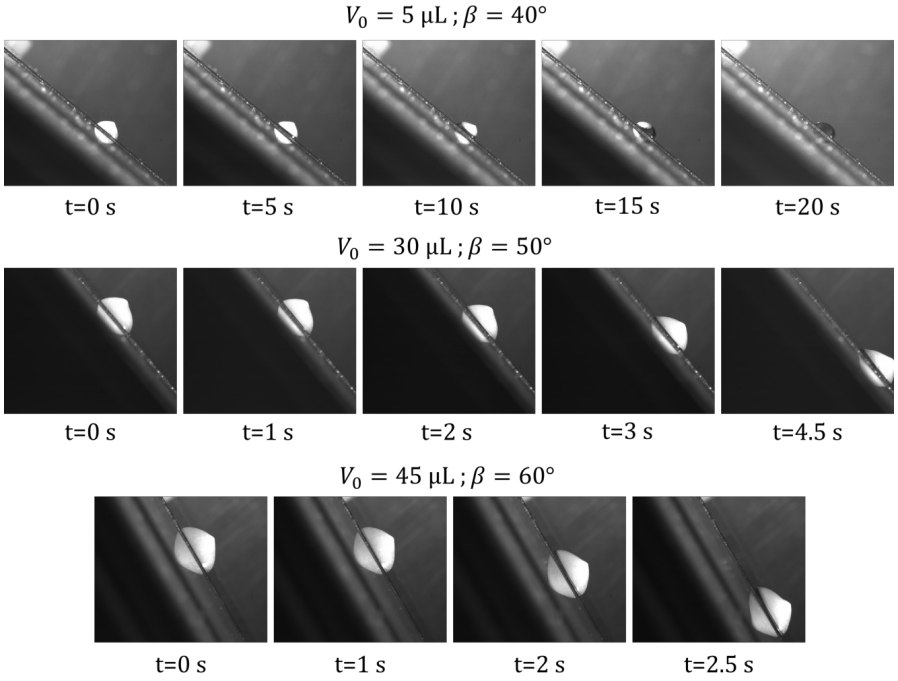


Figure 3: Examples of droplet de-icing dynamics for different initial droplet volumes and substrate inclination angles.

Experimental observations of the melting evolution of droplets with volumes of 5 µL, 30 µL, and 45 µL, for substrate inclination angles of 40), 50°, and 60°, respectively, are presented in Fig.3. In the case of the 5 µL droplet, the droplet remains pinned to the surface throughout the entire melting process, corresponding to the static regime identified in Fig.2. Under these conditions, the gravitational force component parallel to the inclined substrate remains too weak to overcome capillary retention at the contact line. As a result, de-icing occurs entirely at the droplet–substrate interface, and the droplet melts in place without exhibiting any sliding motion. In contrast, increasing the droplet volume leads to qualitatively different sliding dynamics, reflecting a transition from moderate- to high-inertia regimes. Fig.4 presents the temporal evolution of the droplet velocity for three droplet volumes at a fixed inclination angle of 40°. For the intermediate case (30 µL, green markers), the droplet velocity exhibits a two-stage evolution: an initial phase of slow acceleration, followed by a sudden increase in acceleration. This behavior is characteristic of the moderate-inertia regime, in which gravitational forces progressively overcome capillary retention as melting proceeds and the liquid layer at the substrate thickens. By contrast, for larger droplets (45 µL and 60 µL), the velocity increases abruptly immediately after the onset of motion, without the intermediate slow-acceleration phase. These cases correspond to the high-inertia regime, where the droplet weight is sufficiently large to rapidly dominate capillary forces once depinning occurs, leading to a sharp acceleration of the droplet along the inclined surface.

Fig.4 presents the temporal evolution of the ratio between the liquid and solid (ice) surface areas during the melting process. The solid surface is represented as white in Fig.3. This representation provides direct insight into the dynamics of the de-icing front and its coupling with the droplet sliding motion. In this configuration, the influence of the sliding velocity on the melting dynamics can be clearly identified. A marked acceleration of the de-icing process is observed as the droplet sliding velocity increases. Specifically, droplets exhibiting higher sliding velocities

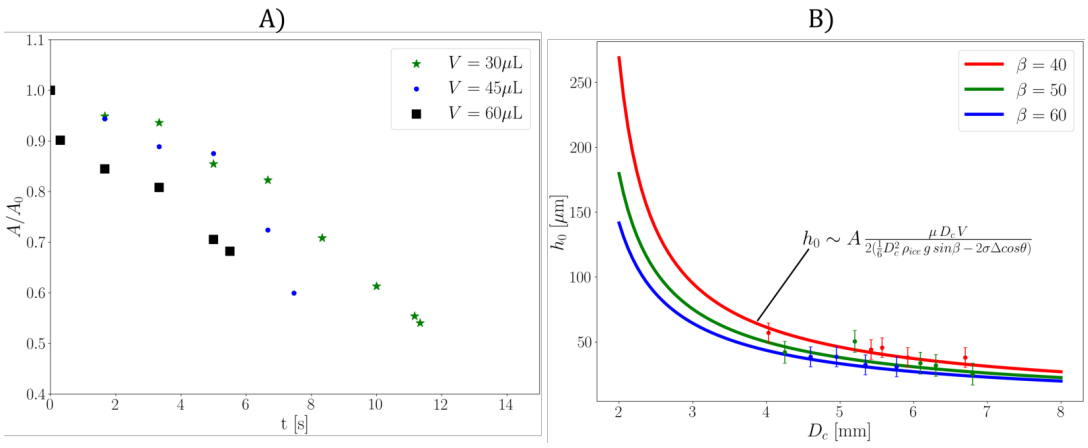


Figure 4: A) Temporal evolution of the ratio between ice-covered and liquid-covered surface areas for different initial droplet diameters at an inclination angle of 30°. B) Evolution of the measured critical liquid-layer thickness as a function of the droplet contact diameter for different substrate inclination angles. Solid lines correspond to fits based on a force balance between the projected droplet weight, capillary retention, and viscous dissipation within the liquid layer.

show a significantly faster increase of the liquid surface fraction, indicating a more rapid retreat of the ice–liquid interface. This behavior highlights the strong coupling between the hydrodynamic motion of the droplet and the phase-change process. This acceleration can be attributed to several concurrent mechanisms. As the droplet slides along the inclined surface, the relative motion enhances heat transfer at the ice–substrate and ice–liquid interfaces by promoting advective transport within the liquid phase. In addition, faster sliding is associated with stronger internal flows, which facilitate heat redistribution inside the droplet and reduce thermal gradients near the melting front. As a result, the melting front advances more rapidly for droplets in the moderate- and high-inertia regimes compared to slowly moving or static droplets. These observations demonstrate that droplet motion does not merely accompany the de-icing process but actively contributes to accelerating it. The results further emphasize the critical role of sliding dynamics in controlling the overall de-icing kinetics, particularly in regimes where inertia dominates capillary resistance.

4. Onset of sliding: critical liquid-layer thickness during de-icing

If we now consider the minimum thickness required for the drop to slide, we can initially assume a gravity-driven flow of a thin water film down an inclined plane, disregarding the effects related to melting. Considering this type of flow, it is possible to show that a minimum thickness of 70 µm is necessary to induce flow. Therefore, in the following, we will only consider the results obtained with the small field of view lens, which provides a resolution of around 7 µm/pixels.

From the side-view images, it is possible to quantify the evolution of the liquid layer thickness at the droplet–substrate interface from which droplet motion is initiated. This thickness corresponds to the minimum liquid layer required to trigger sliding during the de-icing process. Fig.4 presents the evolution of this critical liquid layer thickness as a function of the droplet contact diameter, defined as the diameter of the droplet–substrate contact area measured after solidification and prior to the onset of melting. The measurements are reported for several substrate inclination angles, enabling the combined influence of droplet geometry and inclina-

tion on the onset of sliding to be assessed. This representation provides direct insight into the conditions required for droplet depinning during melting and highlights the respective roles of contact area and gravitational forcing in controlling the transition from a pinned to a sliding state. A clear increase in the critical liquid layer thickness required for sliding is observed with increasing droplet–substrate contact area. Larger contact diameters are associated with stronger capillary retention forces, which must be overcome by a thicker interfacial liquid layer before motion can occur. In addition, a weaker but systematic dependence on the inclination angle is observed, with the critical thickness tending to increase as the inclination angle decreases, consistent with the reduction of the gravitational driving force projected along the substrate.

To rationalize these trends, a modelling approach is subsequently introduced based on a balance between the projected weight of the droplet, the capillary retention forces at the contact line, and the viscous dissipation occurring within the liquid layer formed during melting. This viscous dissipation originates from internal flows inside the droplet induced by two coupled mechanisms. First, the de-icing process itself generates liquid motion due to the continuous melting of the ice phase at the droplet–substrate interface. Second, as the solid ice cap melts, it continuously adjusts toward a new equilibrium position, inducing additional internal circulation during droplet motion. These internal flows contribute to energy dissipation within the liquid layer and play a key role in determining the critical conditions required for droplet depinning and subsequent sliding.

In Fig.4 , the scaling law derived from this model is reported together with the experimental data. The proposed scaling successfully captures the main experimental trends, namely the increase of the critical liquid layer thickness with the droplet contact diameter and its comparatively weak dependence on the inclination angle. However, the model does not predict the absolute magnitude of the critical liquid layer thickness. A single multiplicative prefactor, identical for all experimental conditions, is therefore introduced to fit the experimental data. This prefactor can be interpreted as an effective dissipation length scale that is not explicitly resolved in the present formulation. In particular, the simplified description of viscous dissipation does not fully account for localized flow structures near the contact line, within the wedge-shaped interfacial liquid film, or around the partially molten solid cap. The introduction of this empirical dissipation length scale thus highlights the limitations of the current modelling approach and indicates that a more detailed description of the interfacial hydrodynamics and internal flow topology is required to fully capture the melting–sliding dynamics observed experimentally.

5. Conclusion

This work investigated experimentally the melting and sliding dynamics of an initially frozen water droplet on an inclined hydrophobic substrate. The focus was placed on identifying the conditions required for droplet depinning during de-icing and on characterising the resulting sliding regimes. Three distinct behaviours were identified—static, moderate-inertia, and high-inertia—organised by a modified Bond number that captures the balance between gravitational forcing and capillary retention. Comparison with isothermal reference experiments demonstrated that bottom-up melting substantially reduces the sliding threshold, enabling droplet motion in conditions where isothermal droplets remain pinned. This highlights the key role of the interfacial liquid layer formed during de-icing. Velocity measurements revealed clear differences between moderate- and high-inertia regimes, while analysis of the liquid-to-solid surface ratio showed that droplet motion significantly accelerates the melting process through enhanced internal advection and heat transfer. The minimum liquid layer thickness required for sliding was quantified and found to increase with droplet contact diameter and to depend weakly on the

inclination angle. A scaling model based on a balance between droplet weight, capillary forces, and viscous dissipation within the liquid layer captures the main experimental trends. However, an empirical prefactor was required to match the absolute values, indicating that additional dissipation mechanisms, not fully resolved in the present model, remain to be incorporated. These results emphasise the strongly coupled thermo-hydrodynamic nature of droplet de-icing and provide a basis for improved predictive models of melting-induced droplet motion on inclined surfaces.

References

[1] I. Ahmad, R. Kumar, U. Ghosh, and A. Bhargav. Consistent description of phase-change processes in substances with density contrast: a finite volume based approach. *International Journal of Thermal Sciences*, 192:108385, 2023.

[2] D. Anderson, M. G. Worster, and S. Davis. The case for a dynamic contact angle in containerless solidification. *Journal of crystal growth*, 163(3):329–338, 1996.

[3] J. Cui, T. Wang, and Z. Che. Melting process of frozen sessile droplets on superhydrophobic surfaces. *Langmuir*, 39(41):14800–14810, 2023.

[4] J. Cui, T. Wang, and Z. Che. Freezing–melting mediated dewetting transition for droplets on superhydrophobic surfaces with condensation. *Langmuir*, 40(28):14685–14696, 2024.

[5] S. H. Davis. *Theory of solidification*. Cambridge University Press, 2001.

[6] R. W. Gent, N. P. Dart, and J. T. Cansdale. Aircraft icing. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 358(1776): 2873–2911, 2000.

[7] N. X. Ho and T. V. Vu. Solidification of a liquid drop enclosing a bubble on an inclined surface. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 103:259–268, 2024.

[8] A. Huerre, C. Josserand, and T. Séon. Freezing and capillarity. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 57, 2024.

[9] J. Ivall, J.-S. Renault-Crispo, S. Coulombe, and P. Servio. Ice-dependent liquid-phase convective cells during the melting of frozen sessile droplets containing water and multiwall carbon nanotubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 101:27–37, 2016.

[10] Z. Jin, D. Sui, and Z. Yang. The impact, freezing, and melting processes of a water droplet on an inclined cold surface. *International journal of heat and mass transfer*, 90:439–453, 2015.

[11] S. Lei, Y. Lee, Y. Li, and J. Shiomi. Enhanced ice melting by strong marangoni convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 248:127173, 2025.

[12] S. Lyu, K. Wang, Z. Zhang, A. Pedrono, C. Sun, and D. Legendre. A hybrid vof-ibm method for the simulation of freezing liquid films and freezing drops. *Journal of Computational Physics*, 432: 110160, 2021.

[13] E. Madi, K. Pope, W. Huang, and T. Iqbal. A review of integrating ice detection and mitigation for wind turbine blades. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 103:269–281, 2019.

[14] L. Wang, Z. Tian, G. Jiang, X. Luo, C. Chen, X. Hu, H. Zhang, and M. Zhong. Spontaneous dewetting transitions of droplets during icing & melting cycle. *Nature communications*, 13(1):378, 2022.

[15] X. Zhang, X. Wu, and J. Min. Freezing and melting of a sessile water droplet on a horizontal cold plate. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 88:1–7, 2017.

Thème 5

Phénomènes de combustion et étude des flammes

Analyse de performances de combustion de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une micro turbine classique 204
Dégradation thermique d'un câble électrique multiconducteur sous atmosphères inerte 212
Simulation prédictive de la combustion du fer en atmosphère d'oxygène pur, de l'allumage à la propagation. 220

Etude de la combustion de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une micro turbine à gaz classique : Analyse des performances de combustion et impact de la vapeur d'eau sur les émissions polluantes

Jeremy BOMPAS[1*], **Ward DE PAEPE**[1]

[1]Université de Mons (UMONS)
Service de Thermique et Combustion, Département Mécanique, Faculté Polytechnique de Mons
Place du Parc 20, 7000 Mons, Belgium
[*](auteur correspondant : jeremy.bompas@umons.ac.be)

Résumé - L'utilisation de combustibles à faible pouvoir calorifique requiert habituellement une transformation de géométrie de chambres de combustion conçues spécifiquement pour le gaz naturel. Dans un objectif de remplacement progressif des technologies fossiles vers des solutions durables, les solutions de micro-turbine à gaz existantes, alimentées de multiples combustibles aux caractéristiques variables, présentent un avantage indéniable dans le fonctionnement flexible des systèmes énergétiques futurs. Des recherches précédentes ont montré l'intérêt de l'emploi de syngaz en chambre de combustion non-modifiée, en abaissant la température globale des fumées et en réduisant les émissions de NO_x tout en maintenant la stabilité de flamme. L'objectif de ce travail est d'identifier numériquement le comportement combustible de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une chambre de combustion industrielle, originellement conçue pour le gaz naturel, en variant conjointement la teneur en vapeur d'eau du combustible ainsi que la distribution de puissance entre la flamme pilote et la flamme principale. Les résultats montrent que l'utilisation de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau est particulièrement sensible à la distribution de combustible entre les zones pilote et principale. Une richesse plus importante du syngaz en zone pilote améliore la stabilité de la flamme en engendrant une production de NO_x supérieure. En outre, une teneur en vapeur d'eau plus importante dans le gaz de synthèse diminue les NO_x pour une répartition de combustible pilote/principale équivalente.

Nomenclature

PCI	Pouvoir Calorifique Inférieur	$\dot{m}$	Débit massique, $\mathrm{g/s}$
ODE	Ordinary Differential Equations	$RANS$	Reynolds Averaged Navier-Stokes
$TDAC$	Tabulation of Dynamic Adaptative Chemistry		

1. Introduction

Les crises énergétiques successives mettent en lumière notre dépendance aux ressources fossiles. Pour autant, la demande en électricité et en chaleur ne cesse de croître tandis que les ressources fossiles s'épuisent par définition. Leurs perspectives de disponibilité à long terme, aggravée par les conflits majeurs internationaux engendrent de l'incertitude et des tensions sur le seul marché énergétique. Parallèlement, nous avons l'ambition de respecter l'Accord de Paris [1] et réduire drastiquement nos émissions de gaz à effet de serre afin d'atteindre la neutralité carbone à l'horizon 2050. De plus, au-delà des engagements climatiques liés aux gaz à effet de serre, les normes en matière d'émissions polluantes se renforcent dans les politiques sanitaires globales. Les ressources renouvelables produites à base de déchets organiques que sont les syngaz sont de bons candidats à la poursuite des objectifs de diversification et de flexibilité

énergétique, particulièrement dans un contexte de production décentralisée telle que l'utilisation de micro turbines à gaz dans une application de cogénération de faible puissance.

Des études précédentes [2, 3] ont identifié le comportement à la combustion de différents gaz de synthèse caractéristiques dans une chambre de combustion industrielle classique, l'AE-T100 [4], développée originellement pour fonctionner au gaz naturel, dans le but d'étudier l'impact de syngaz sur les émissions et la stabilité de la combustion. Il a été montré que l'utilisation de gaz de synthèse abaisse la température globale dans la zone de combustion [2] et, par conséquent, réduit les NO_x tout en augmentant modérément les émissions de CO [5]. Certains aspects pénalisants tels que l'énergie nécessaire à la compression des syngaz aux caractéristiques diluées [6] ou la présence d'eau dans leur composition [7] trouvent des réponses régulières à l'échelle industrielle. Outre la robustesse matérielle des microturbines à la vapeur d'eau, nous savons qu'une injection de vapeur dans la zone principale permet d'atteindre des températures qui favorisent l'oxydation du CO [5]. Il a également été constaté qu'une fraction limitée de vapeur d'eau dans le combustible de synthèse n'affecte pas la stabilité de la flamme [8].

En outre, il a été constaté que, bien que les émissions de NO_x soient globalement réduites grâce à l'utilisation du syngaz, les résultats varient sensiblement en fonction de la distribution de combustible dans la chambre de combustion [9]. Malgré la disponibilité de plusieurs recherches, des aspects fondamentaux de la combustion de gaz de synthèse à haute teneur en vapeur d'eau en chambre de microturbines à gaz, telle l'influence de la distribution de combustible entre flamme pilote et flamme principale et l'influence de la fraction en vapeur d'eau contenue dans le gaz de synthèse, sur la stabilité de la flamme et le contrôle des émissions, restent indéterminés et requièrent des investigations supplémentaires.

L'objectif de ce travail est donc d'identifier numériquement le comportement combustible de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une chambre de combustion industrielle, originellement conçue pour le gaz naturel, en variant la distribution de syngaz entre la flamme pilote et la flamme principale et en augmentant la teneur en vapeur d'eau du gaz de synthèse.

2. Chambre de combustion AE-T100

Dans cette section, la géométrie et le cycle de fonctionnement de la chambre de combustion (microturbine AE-T100) seront présentés. Ensuite, le maillage et les hypothèses de modélisation utilisées (chimiques et thermophysiques) seront décrites. En outre, la stratégie de validation des simulations numériques de référence sera détaillée. Enfin, les configurations de simulations spécifiques à la détermination de l'impact de la répartition pilote/principale et de la teneur en vapeur d'eau du syngaz sur les émissions polluantes seront explicitées.

2.1. Géométrie

L'AE-T100 [4] considérée dans cette étude est un système de microturbine à gaz classique développé par Ansaldo Energia et utilisé dans des applications de cogénération de faible puissance. La puissance électrique nominale est de $100\,\mathrm{kW_e}$ alors que sa puissance thermique nominale est de $165\,\mathrm{kW_{th}}$, respectivement avec un rendement électrique de 30% et une rendement thermique de 50% (rendement global de 80% [4]).

L'AE-T100 exploite le cycle de Brayton à récupération (voir Figure 1(i)). L'air est comprimé en développant un système de compresseur radial à vitesse variable (1). L'air est ensuite préchauffé par les fumées au niveau du récupérateur (2), avant d'entrer dans la chambre de com-

bustion (3), entraînant des performances électriques supérieures. Dans cette chambre de combustion, du gaz naturel est classiquement brûlé afin d'amener les fumées à une température maximale contrôlée de $950\,°\mathrm{C}$ à l'entrée de la turbine. Les fumées chaudes seront ensuite détendues afin de fournir la puissance mécanique transmise à la turbine (4) et au générateur électrique (5). Enfin, en sortie de récupérateur, la chaleur résiduelle des fumées est convertie en puissance thermique en réchauffant de l'eau dans l'économiseur (6).

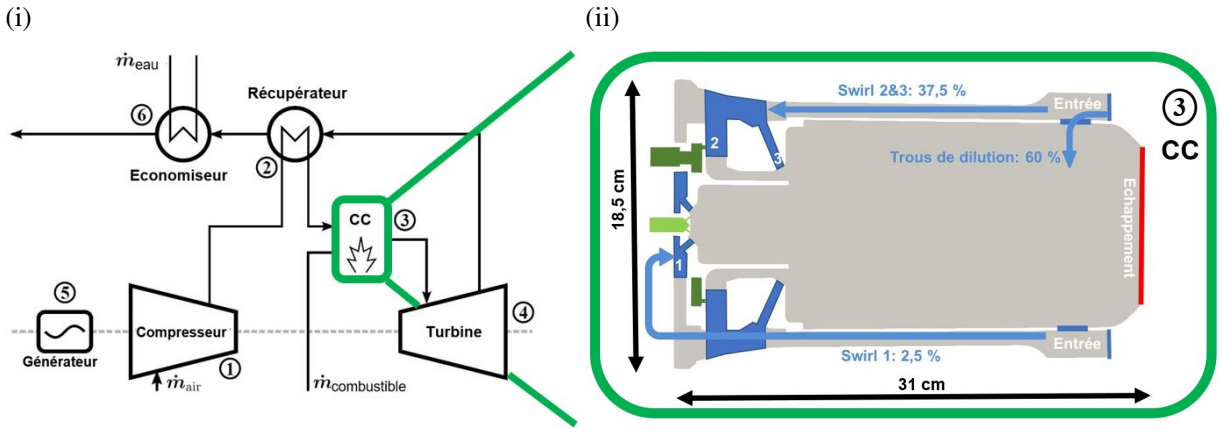


Figure 1 : (i) Le cycle de Brayton à récupération de la microturbine à gaz AE-T100.
(ii) Coupe schématique 2D de la chambre de combustion AE-T100.

L'air préchauffé ($\approx 865\,\mathrm{K}$) dans le récupérateur (Figure 1(ii)) entrant dans la chambre de combustion à contrecourant de la flamme est divisé en différentes sections : Les "swirl 1" (12 conduits) fournissent l'air à la flamme pilote (approximativement 2,5% du débit d'air) tandis que les "swirl 2" (15 ailettes radiales) et "swirlers 3" (30 conduits) fournissent l'air à la flamme principale (respectivement 25% et 12,5% du débit d'air). Enfin, la fraction d'air restante (60,1%) pénètre les neuf trous de dilution afin de parvenir à une température de gaz d'échappement limitée à $950\,°\mathrm{C}$.

Le combustible est lui injecté à l'intérieur de la chambre de combustion (Figure 1(ii)) par l'intermédiaire de deux circuits différents : La conduite pilote constituée de 6 buses d'injection (flamme de diffusion) et la conduite principale composée d'une chambre toroïdale aboutissant à 15 buses d'injection (flamme de prémélange).

2.2. Maillage

Le maillage est généré sur l'entiereté du domaine fluide de la chambre de combustion, sans simplifications géométriques et en intégrant le conduit d'air à contrecourant (Figure 1(ii)). Dû à la géométrie complexe de l'AE-T100, un maillage 3D complet à mailles héxaédriques a été adopté. Un raffinement spécifique a été réalisé sur les formes complexes des "swirlers" et la zone de combustion pilote. Une discrétisation plus fine a également été effectuée sur les petits éléments des injecteurs pilotes et principaux. Une étude de sensibilité de maillage préliminaire a été conduite afin de déterminer la taille de maillage optimum [10]. Cette étude indique qu'un maillage raffiné constitué de 4,3 millions de cellules (de volume compris entre $2{,}2.10^{-3}$ mm³ et 8,3 mm³) est suffisamment raffiné pour donner des résultats précis sur les champs de vitesse et de température ainsi que sur les espèces chimiques des fumées, et un raffinement supplémentaire n'améliore plus sensiblement la précision des résultats en augmentant le coût calcul. De plus, des maillages de taille similaire ont été utilisés par d'autres chercheurs, dans le cadre de simu-

Tableau 1 : Composition (fractions molaires X_i) des syngaz étudiés.

	X_{CO}	X_{CO_2}	X_{H_2O}	X_{H_2}	X_{CH_4}	PCI [kJ/g]
Sxxyy W0 [Biomasse sèche]	37	14,2	8,5	38,3	1,7	10,84
Sxxyy W20 [0,2 kg H_2O/ kg biomasse]	26,5	19	13,7	37,7	3,1	9,76
Sxxyy W50 [0,5 kgH_2O/ kg biomasse]	14	23	22	35,5	5,5	8,64

lations de type RANS sur cette même chambre de combustion [3].

2.3. Configuration des modèles numériques

Dans ce travail, des simulations tridimensionnelles instationnaires ont été réalisées, combinant une méthode des volumes finis et un algorithme "PIMPLE" (Pressure Implicit Splitting Operators + Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations [11]). Les écoulements fluides avec réactions chimiques ont été simulées sur le solveur reactingFoam de OpenFOAM [12], pour lesquels les équations de transport d'espèces chimiques et les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, sont résolues.

Le modèle de turbulence est basé sur l'approche des équations de Navier-Stokes moyennées par Reynolds (RANS). Un facteur primordial affectant le choix du modèle de turbulence d'écoulements complexes est le coût-calcul. Le modèle doit décrire le plus fidèlement possible la physique de l'écoulement tout en étant abordable numériquement. Pour cela, l'utilisation du modèle k-ϵ est considérée dans ce papier pour sa robustesse sur la physique de la combustion étudiée à un coût calcul raisonnable.

Le T100 exploite une technologie à prémélange pauvre pour contrôler la température de flamme et assurer la réduction des émissions de NO_x dans la gamme de 6 à 15 $ppmv$ rapportée par le constructeur [4]. Comme le point de fonctionnement est proche de la limite d'inflammabilité, une flamme de diffusion pilote assure la stabilité de la combustion et prévient du phénomène de soufflage. Le régime de combustion présente à la fois des caractéristiques de flammes de diffusion (pilote) et de prémélange (principale). Par conséquent, le modèle "Eddy Dissipation Concept" (EDC) apporte une grande fiabilité étant donné la présence des 2 régimes de combustion (diffusion et prémélange) dans la chambre de combustion de l'AE- T100.

Dans le présent travail, toutes les simulations ont été effectuées en utilisant le mecanisme chimique GRI3.0 MECH [13] qui modélise la cinétique de combustion d'hydrocarbures en examinant la sensibilité de 325 réactions chimiques afin de mieux prédire l'occurence de 53 espèces chimiques. Ce mécanisme détaillé est particulièrement intéressant dans la détection des NO_x et du CO, permettant une analyse avancée sur le processus de combustion. Cependant, la résolution de systèmes d'équations différentielles ordinaires (ODE) pour les équations de cinétique chimique dépassent habituellement les ressources informatiques. Des techniques de réduction doivent être employées afin d'éviter ce coût calcul. Le nombre d'espèces chimiques peut être dynamiquement réduit en sélectionnant les espèces actives dominantes. Parallèlement, le résultat de solutions précédentes sont tabulées et interpolées pour les cellules présentants des conditions similaires. L'algorithme de tabulation adaptative de la dynamique chimique (TDAC) utilisé dans notre travail, combine ces deux techniques de réduction [14].

Tableau 2 : Conditions aux limites et conditions initiales des cas simulés à charge nominale P_{th} = 330 kW ; Entrée d'Air : $\dot{m}$ = 690 g/s — T = 865 K ; Combustible syngaz : T = 288 K

		Biomasse sèche **Cas A**	0,2 kg H_2O/kg biomasse **Cas B**	**Cas C**	**Cas D**	0,5 kg H_2O/kg biomasse **Cas E**
Pilote	$\dot{m}$ [g/s]	4,6	3,4	5,1	6,8	5,8
	$\%P_{\text{th,total}}$	15%	10%	15%	20%	15%
	Φ_{local}	0,5	0,33	0,5	0,66	0,5
Principal	$\dot{m}$ [g/s]	26,1	30,7	29	27,3	32,7
	$\%P_{\text{th,total}}$	85%	90%	85%	80%	85%

2.4. Configuration des simulations

Dans les conditions nominales d'opération de la micro-turbine employant du gaz naturel, la répartition de combustible pilote/principal est classiquement de 15% - 85%. Nous utiliserons cette première configuration "référence" pour la simulation nominale de syngaz (Voir cas C, Tableau 2).

Afin d'évaluer l'incidence de distributions différentes de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau (voir syngaz 0,2 kg H_2O, Tableau 1) entre pilote et principal, 2 simulations supplémentaires ont été réalisées sur la base des modèles numériques décrits précédemment, sous les mêmes conditions nominales d'entrée, à savoir puissance thermique totale (330 kW), température de combustibles (288 K), débit (690 g/s) et température (865 K) d'air préchauffé : Le cas B représente une limite basse d'alimentation au pilote de 10% pour 90% au principal. Les cas C et D (voir Tableau 2) représentent une augmentation progressive du pourcentage d'alimentation en syngaz au pilote jusqu'à 20% traitant les conditions nominales d'utilisation de l'AE-T100 (Cas C, 15% - 85%) jusqu'à des conditions de mélanges riches dans la zone pilote afin de traiter une gamme étendue de fonctionnement de la chambre de combustion en y vérifiant les impacts sur la stabilité de flamme ainsi que les émissions polluantes.

Enfin, nous étudierons l'impact lié à la présence d'eau dans les syngaz en simulant l'utilisation d'un syngaz à biomasse sèche (Cas A) ainsi qu'un syngaz à teneur en vapeur d'eau de 0,5 kg d'eau par kilogramme de biomasse (voir syngaz 0,5 kg H_2O, Tableau 1) pour une répartition de combustibles nominale classique (voir Tableau 2). Dans ces conditions, l'utilisation de syngaz W50 (0,5 kg H_2O/ kg de biomasse) correspond à l'adjonction de 7.8 g/s de vapeur d'eau dans la chambre de combustion, pour 4.3 g/s pour le syngaz W20 (0,2 kg H_2O/ kg biomasse).

3. Résultats

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés aux champs de températures et à la composition des gaz d'échappement, plus particulièrement au CO et au NO_x, dans le but d'étudier l'impact sur les émissions et sur la stabilité de flamme d'une large répartition de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau entre la zone pilote et la zone principale ainsi que l'importance de la teneur en vapeur d'eau du syngaz lui-même.

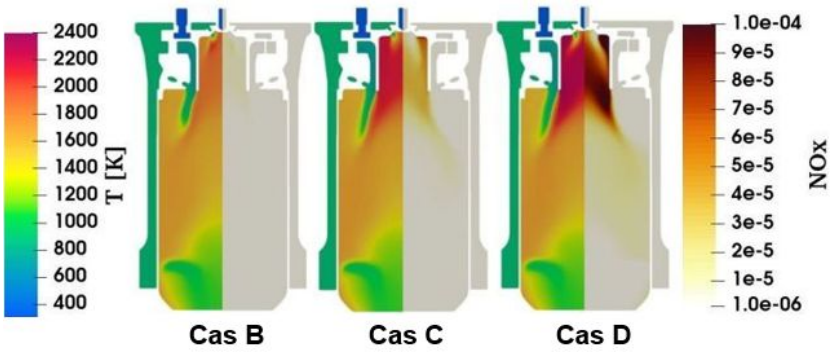


Figure 2 : Evolution du champ de température et du champ de production de NO_x où l'on voit une augmentation du niveau de températures et de NO_x jusqu'à un $\Phi_{l,pilote}$ de 0,66 (Cas D).

Tableau 3 : Composition des gaz d'échappement et Températures pour les cas considérés

	S1585 W0	Sxxyy W20			S1585 W50
	Cas A	**Cas B**	**Cas C**	**Cas D**	**Cas E**
Répartition % Pilote / Principal	15 - 85	10 - 90	15 - 85	20 - 80	15 - 85
$T_{moy,pil}$	2227 K	1850 K	2150 K	2274 K	2040 K
T_{sortie}	1250 K		1235 K		1214 K
$\Phi_{l,pilote}$	0,5	0,33	0,5	0,66	0,5
NO_x $[ppmv@15\%O_2]$	8,8	2	4,1	8,5	1,5
CO $[ppmv@15\%O_2]$	2	2,9	2,7	3	3,5

3.1. Impact de la répartition de combustibles pilote/principal

Le cas B (10% pilote - 90% principal, Tableau 3) correspond à la limite basse de stabilité de flamme de la zone pilote. En effet, pour cette répartition pilote/principal de syngaz, la richesse locale correspondante pour la flamme pilote est faible ($\Phi_{l,pilote}$ = 0,33 pour le syngaz Versus 0,7 pour la même répartition pilote/principal en gaz naturel). En augmentant progressivement le pourcentage de syngaz en zone pilote, nous constatons que le champ de température est lui clairement influencé par la distribution du combustible au niveau du front de flamme (voir Figure 2). La température moyenne de la chambre pilote augmente fortement avec la richesse locale ($\Phi_{l,pilote}$), de $1850\,\mathrm{K}$ (Cas B, voir Tableau 3) à $2150\,\mathrm{K}$ (Cas C) et $2274\,\mathrm{K}$ (cas D, 20% pilote - 80% principal) alors que la température moyenne des gaz en sortie est conservée pour une puissance thermique totale identique. Les températures plus élevées en zone pilote engendrent une production croissante de NO_x (voir Tableau 3) qui entraînent des émissions globales plus importantes dans les gaz d'échappement, tout en restant en dessous des valeurs normées (< 15 $ppmv@15\%O_2$).

Plus particulièrement, l'analyse de l'évolution des espèces chimiques dans la chambre pilote (voir Figure 3) montre que les NO_x sont produits essentiellement dans cette zone de haute température et ces émissions entraînent de facto les tendances des fumées à l'échappement. Les NO_x thermiques augmentent avec la richesse du mélange local en zone pilote jusqu'à une répartition pilote/principal de 20% - 80 % (Cas D).

En augmentant progressivement la richesse locale au pilote, le défaut en oxygène entraîne des concentrations en CO croissant fortement en zone pilote (voir Figure 4). La concentration

de CO dans les gaz d'échappement (voir Tableau 3) tend à rester stable à mesure que la richesse locale de la zone pilote est augmentée, l'apport massif d'air secondaire et les températures plus importantes favorisant l'oxydation du CO en CO_2 et ainsi la stabilisation des émissions de CO à l'échappement ($< 6\ ppmv@15\%O_2$).

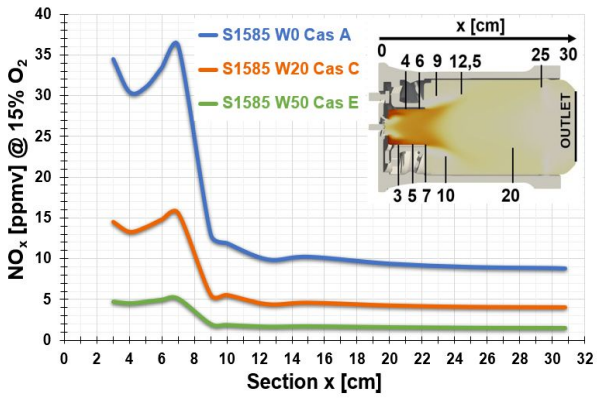


Figure 3 : Evolution de la concentration en NO_x dans la chambre de combustion pour des syngaz à haute teneur en vapeur d'eau

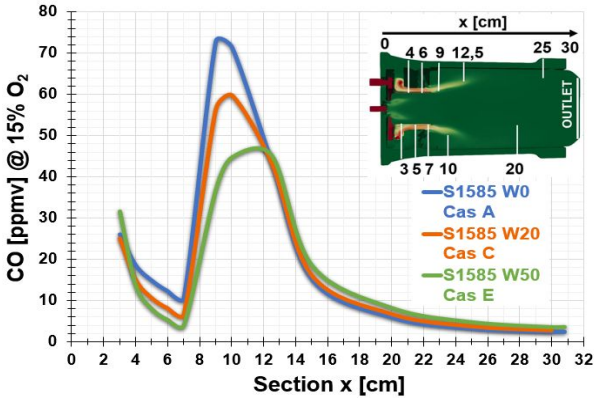


Figure 4 : Evolution de la concentration en CO dans la chambre pilote pour des syngaz à haute teneur en vapeur d'eau

3.2. Impact de la teneur en vapeur d'eau du syngaz

Nous constatons que l'utilisation de syngaz à plus haute teneur en vapeur d'eau (Cas A, C et E), pour une même répartition de combustible pilote/principale, diminue fortement la température moyenne dans la chambre de combustion pilote (Tableau 3) entraînant des émissions de NO_x moindres en zone pilote (voir Figure 3) ce qui se répercute in fine à l'échappement. Ceci s'explique par l'effet de dilution et l'abaissement du taux de réaction chimique dus à la présence de vapeur d'eau [7]. Cette quantité de vapeur d'eau présente à l'échappement augmente par ailleurs la chaleur massique moyenne des gaz d'échappement ce qui engendre une température de sortie plus basse pour une même puissance thermique totale.

Outre la présence de vapeur d'eau dans la composition du mélange 0,5 $\mathrm{kg H_2O / kg}$ biomasse, nous avons constaté que le fonctionnement de la micro-turbine avec un mélange Air-syngaz pauvre en zone pilote ($\Phi_{l,pilote}$ = 0,33) diminue drastiquement la température moyenne de chambre de combustion à 1790 K (pour 2040 K en fonctionnement nominal) et ainsi les émissions globales de NO_x dans les gaz d'échappement à une valeur inférieure à $2\ ppmv@15\%O_2$.

4. Conclusion

L'objectif de notre travail était d'identifier le comportement à la combustion d'un gaz de synthèse à haute teneur en vapeur d'eau dans une chambre de combustion industrielle. Les résultats principaux sont qu'une augmentation de la richesse en syngaz dans la zone pilote, pour une même puissance thermique totale, favorise la stabilité de la flamme. Une richesse plus importante du syngaz en zone pilote augmente significativement la température de flamme et provoque une production de NO_x croissante jusqu'à une saturation due à un défaut d'oxygène à la flamme pilote. Les valeurs d'émissions polluantes telles que les NO_x et le CO sont maintenues toutefois dans les valeurs d'émissions limites normées pour une large plage d'utilisation du syngaz. En outre, il a été montré que la présence de vapeur d'eau dans la composition du syngaz possède un effet favorable quant à la limitation des températures globales et aux émissions de NO_x au sein de la chambre de combustion. Ces conclusions permettent d'élargir la plage de

fonctionnement de la microturbine, tant sur le plan de la répartition de combustible entre la flamme pilote et la flamme principale, que sur l'utilisation de syngaz à teneur en vapeur d'eau variée.

Références

[1] ONU, Accord de paris, https ://www.un.org/fr/climatechange/paris-agreement.

[2] M. Cadorin, *et al.*, Analysis of a micro gas turbine fed by natural gas and synthesis gas : Test bench and combustor cfd analysis, Proceedings of the ASME Turbo Expo 2011 (2011).

[3] R. Calabria, *et al.*, Numerical of a micro gas turbine fed by liquid fuels : potentialities and critical issues., Energy Procedia [Internet] 81 (2015) 1131–42.

[4] Ansaldo Energia SpA, Ae-t100 microturbine system natural gas : Technical description, https ://www.ansaldoenergia.com/offering/equipment/turbomachinery/microturbines/ae-t-100.

[5] M. Renzi, C. Riolfi, M. Baratieri, Influence of the syngas feed on the combustion process and performance of a micro gas turbine with steam injection., Energy Procedia 105 (2017) 1665–70.

[6] K. Al-attab, Z. Zainal, Micro gas turbine running on naturally aspirated syngas : An experimental investigation, Renewable Energy 119 (2018) 210–216.

[7] W. De Paepe, P. Sayad, S. Bram, S. Klingmann, F. Contino, Experimental investigation of the effect of steam dilution on the combustion of methane for humidified micro gas turbine applications, Combustion Science and Technology 188 (2016) 1199–1219.

[8] B. Ge, Y. Tian, S. Zang, The effects of humidity on combustion characteristics of a non-premixed syngas flame, International Journal of Hydrogen Energy 41 (2016) 9219–26.

[9] L. Casarsa, D. Micheli, V. Pediroda, R. Radu, Investigations of pyrolysis syngas swirl flames in a combustor model, ASME Paper GT2009-59610 (2009).

[10] J. Bompas, A. Pappa, W. De Paepe, Analysis of combustion performance of non-conventional syngas in mgt combustor : Assessment of the impact of the quality of synthesis gas towards flame stability and emissions, Proceedings of the ASME Turbo Expo (2022) Paper GT2022–82888.

[11] O. Ltd, Cfd direct ltd, https ://doc.cfd.direct/notes/cfd-general-principles/the-pimple-algorithm.

[12] ESI group, Opencfd ltd, https ://www.openfoam.com/.

[13] M. Frenklach, H. Wang, M. Goldenberg, G. P. Smith, D. M. Golden, Gri-mech : An optimized detailed chemical reaction mechanism for methane combustion., Topical Report (1995) 156.

[14] F. Contino, H. Jeanmart, B. Lucchini, G. D'Errico, Coupling of in situ adaptive tabulation and dynamic adaptive chemistry : An effective method for solving combustion in engine simulations, Proceedings of the Combustion Institute 33 (2011) 3057–3064.

Remerciements

Les moyens de calcul ont été fournis par le Consortium des Équipements de Calcul Intensif (CÉCI), financé par le Fonds de la Recherche Scientifique de Belgique (F.R.S.-FNRS) sous la convention n° 2.5020.11 et par la Région Wallonne. Ces calculs représentent en moyenne pour une simulation complète : 10 jours de simulation parallèle sur 169 CPUs.

Dégradation thermique d'un câble électrique multiconducteur en absence d'oxygène.

Modibo DEMBELE[1,2,*], Damien Marquis[1], Lucas TERREI[2], Anthony COLLIN[2]

[1]Laboratoire national de métrologie et d'essais (LNE)
29, Avenue Roger Hennequin, 78197 Trappes Cedex, France
[2] Université de Lorraine, CNRS, LEMTA
2, Avenue de la Forêt de Haye, 54500 Vandœuvre-lès-Nancy, France
*(modibo.dembele@lne.fr)

Résumé - Cette étude examine la pyrolyse de câbles électriques multiconducteurs en l'absence d'oxygène, afin d'analyser le comportement thermique du matériau en supprimant tout phénomène de flamme et d'oxydation. Des essais au cône calorimètre ont été réalisés pour des densités de flux thermique externe de 5000 à 60000 $W{\cdot}m^{-2}$. Une méthode tenant compte de la répartition réelle de la densité de flux thermique sur la surface cylindrique est proposée définissant une densité de flux thermique moyen spatial absorbé. Cette approche corrige le biais lié à l'hypothèse d'un échantillon plat et fournit une estimation plus réaliste de l'énergie reçue par le câble. La vitesse moyenne de perte de masse augmente linéairement avec la densité de flux thermique moyen spatial absorbé, tandis que la masse résiduelle diminue. La pyrolyse débute à une densité de flux thermique moyen spatial absorbé critique de 4805 $W{\cdot}m^{-2}$ fournissant des données quantitatives pour améliorer les modèles avant oxydation et inflammation.

1. Introduction

Dans le cadre de la transition énergétique et de la réduction de l'empreinte carbone encouragées par des initiatives internationales telles que l'Accord de Paris [1], le développement à grande échelle des réseaux électriques est devenu un enjeu majeur. Cette électrification croissante s'accompagne toutefois d'une augmentation significative du risque incendie, en particulier en milieu confiné, du fait de l'utilisation généralisée de câbles électriques dont les gaines polymériques favorisent la propagation de flamme en cas de sollicitations thermiques, de court-circuits ou de surcharges. D'après l'Observatoire National de la Sécurité Électrique (ONSE) [2], en France 20 à 35 % des incendies d'habitation sont d'origine électrique, ce qui fait de la défaillance électrique l'une des principales causes d'incendie domestique. Les câbles électriques jouent un rôle critique dans la propagation du feu en raison de la nature combustible de leurs gaines polymériques et de l'âme conducteur influant le transfert thermique. Plusieurs études ont montré que les polymères utilisés pour les gaines en PVC (Polychlorure de vinyle) et les mélanges PE/EVA/ATH (Polyéthylène/Acétate d'éthylène et de vinyle/Trihydrate d'aluminium) influencent fortement les temps d'inflammation et la propagation de la flamme [3–5]. L'âme métallique agit également comme puits thermique, modifiant la dynamique de propagation selon sa conductivité (Cu, Fe, NiCr) [4, 6]. Cependant, l'essentiel des études existantes a été réalisé dans des milieux ouverts et oxygénés. Les environnements appauvris en oxygène, pourtant courants dans les installations réelles (conduits de câbles, planchers surélevés, cloisons fermées) demeurent largement peu explorés. En particulier, la décomposition en l'absence de flamme reste peu étudiée, notamment pour des câbles multi-conducteurs. Le présent travail vise ainsi à étudier expérimentalement des câbles multi-conducteurs soumis à des atmosphères appauvries en oxygène au moyen d'un cône calorimètre à atmosphère contrôlée. Cette première étape se concentre sur le comportement de la phase solide en milieu inerte (azote), afin d'éliminer les contributions de la flamme et des réactions d'oxydation.

2. Matériel et méthodes

2.1. Matériel

Les échantillons étudiés sont des câbles électriques rigides commerciaux U-1000 R2V (3G2.5 mm²), couramment utilisés dans les installations industrielles et résidentielles. Chaque câble est composé de trois conducteurs en cuivre (section de 2,5 mm² chacun) isolés individuellement par du polyéthylène réticulé (XLPE) et protégés par une gaine extérieure en polychlorure de vinyle (PVC). Le diamètre extérieur des câbles est d'environ 9 mm et les échantillons ont été coupés en sections de 10 ± 0,07 cm avec une masse moyenne de 12,8 ± 0,1 g chacune. Les caractéristiques chimiques du câble n'ont pas été caractérisées dans cette étude. Une photographie et un schéma représentatif en coupe transversale (conducteurs, isolants, gaine) sont présentés sur la figure 1.

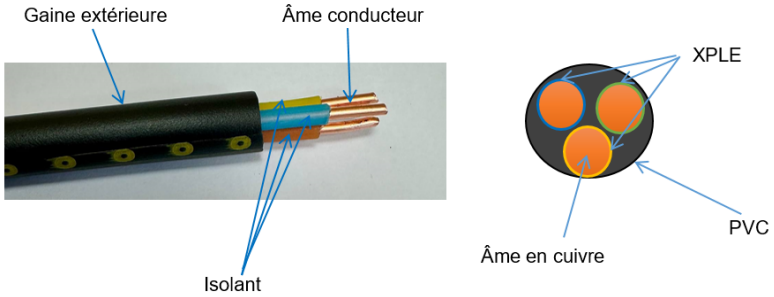


Figure 1 : *Photographies et schéma de coupe du câble étudié.*

Les principales propriétés thermophysiques (conductivité thermique λ et capacité thermique massique c) des matériaux constitutifs ont été rapportées par Huang et Nakamura [4]. Les masses sont mesurées expérimentalement sur des échantillons de 10 cm, tandis que les volumes sont estimés à partir des dimensions géométriques du câble. Les masses volumiques (ρ) sont ensuite déduites du rapport masse/volume. Les valeurs correspondantes sont présentées dans le tableau 1.

Propriétés	**Âme (Cuivre)**	**Isolation (XLPE)**	**Gaine (PVC)**	**Référence**
λ (W·m^{-1}·K^{-1})	398	0,23	0,19	[4]
c (kJ·kg^{-1}·K^{-1})	0,4	1,55	1,37	[4]
Volume (mm^3)	750	1290	4322	Géométrie
Masse (g)	6,2	1,3	5,3	Mesurée
Fraction massique (%)	48,1	10,2	41,7	Mesurée
ρ (kg·m^{-3})	8267	1008	1227	Masse/Volume

Tableau 1 : *Propriétés thermophysiques et composition massique des matériaux du câble.*

2.2. Dispositif expérimental

Les essais ont été réalisés à l'aide d'un cône calorimètre à atmosphère contrôlée, décrit dans la norme ISO 5660-5 [7]. Le dispositif est équipé d'une chambre de combustion en acier inoxydable mesurant 380 × 320 × 350 mm^3 (longueur × largeur × hauteur) est placée sous une hotte, comme illustré sur la figure 2.

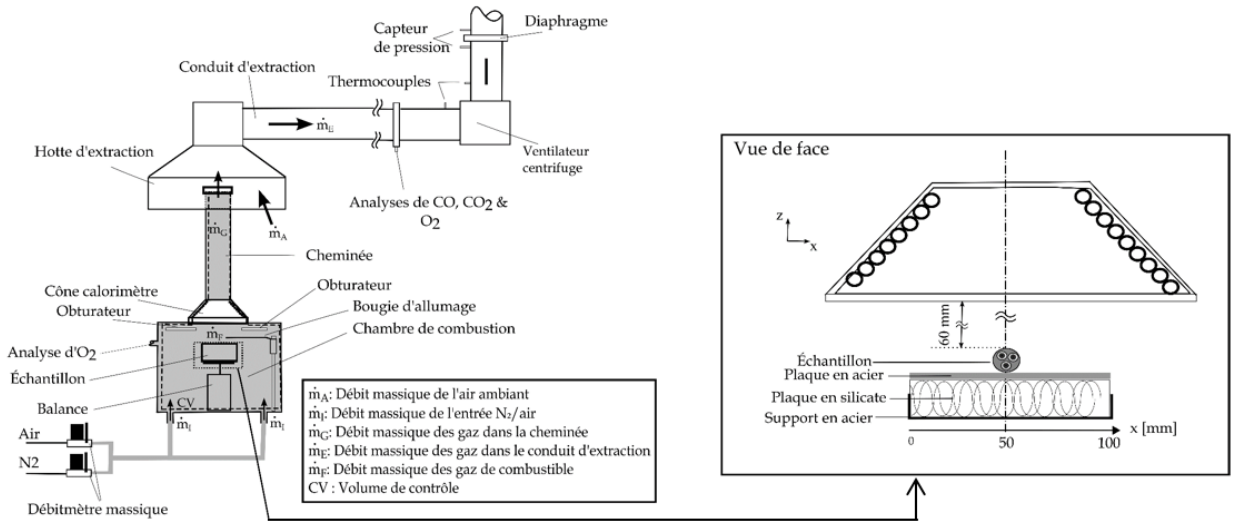


Figure 2 : *Dispositif expérimental.*

La chambre est équipée d'un élément chauffant conique tronqué en partie supérieure dont la température est maintenue constante et régulée par trois thermocouples de contrôle. L'émetteur du cône se comporte comme un corps noir quasi parfait [8]. Les conditions initiales du test étaient contrôlées par un obturateur actionné à distance, positionné sous l'émetteur et qui limitait le chauffage de l'échantillon avant son exposition à la sollicitation thermique externe. Le banc d'essai était équipé d'un système de pesée (précision : ±0,1 g) enregistrant les données avec une fréquence d'acquisition de 1 Hz afin de mesurer l'évolution de la perte de masse. La chambre est alimentée via deux orifices situés à la base permettant l'injection contrôlée de gaz à l'aide de débitmètres massiques indépendants pour l'air et l'azote. Dans cette étude, seule une atmosphère d'azote pur a été utilisée avec un débit volumique fixe de 160 $\mathrm{L{\cdot}min^{-1}}$ à température ambiante, conformément à la recommandation de Marquis *et al.* [9]. L'analyse a été réalisée sur un seul câble afin d'éviter les phénomènes d'interaction entre câbles adjacents et de mieux évaluer le comportement intrinsèque d'un câble unique. Les échantillons étaient placés horizontalement au centre d'une plaque d'acier de 3 mm d'épaisseur montée sur le support standard (figure 2). Une plaque de silicate de calcium de 19,7 mm d'épaisseur ($\lambda = 0,086$ $\mathrm{W{\cdot}m^{-1}{\cdot}K^{-1}}$ à 300 K [10]) était placée sous la plaque en acier à la base du support afin d'assurer l'isolation thermique. Cette configuration horizontale correspond aux conditions réelles d'installation dans les bâtiments et environnements industriels où les câbles sont généralement positionnés horizontalement dans des chemins de câbles métalliques. Les parois à proximité direct peuvent amplifier la décomposition thermique et influencer la propagation du feu. Il est toutefois reconnu que cette plaque en acier peut influencer l'échauffement du câble par plusieurs mécanismes : conduction vers la face inférieure non exposée à la densité de flux thermique externe, ré-rayonnement dû à l'élévation de température de la plaque et réflexion du rayonnement thermique reçu par la plaque. Une comparaison expérimentale entre une plaque d'acier et une plaque de silicate de calcium a été réalisée dans les mêmes conditions (22281 $\mathrm{W{\cdot}m^{-2}}$). Les vitesses de perte de masse obtenues (6.8 ± 1.2 contre 7.5 $\mathrm{g{\cdot}m^{-2}{\cdot}s^{-1}}$) sont du même ordre de grandeur, ce qui peut indiquer un effet limité de la plaque en acier. Les essais ont été réalisés avec une distance cône-échantillon de 60 mm. Une série de densités de flux thermique externe a été appliquée : 5000, 10000, 15000, 25000, 35000, 40000, 50000 et 60000 $\mathrm{W{\cdot}m^{-2}}$. Afin d'évaluer la répétabilité des résultats, chaque condition expérimentale a été répétée trois fois.

2.3. Post-traitement

2.3.1. Densité de flux thermique moyen spatial absorbé

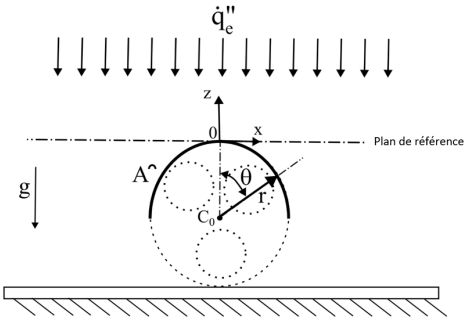


Figure 3 : *Schéma d'un câble exposé à une densité de flux thermique externe uniforme parallèle à l'axe Z. Les cercles en pointillés représentent trois conducteurs en cuivre massif.*

Contrairement à un échantillon plat, la surface cylindrique d'un câble ne reçoit pas de densité de flux thermique provenant d'un cône calorimètre de manière uniforme en raison de sa géométrie cylindrique. L'intensité locale de la densité de flux thermique externe dépend de l'angle θ entre la normale à la surface en chaque point et la direction de la densité de flux externe. Pour simplifier le problème, la densité de flux thermique externe $\dot{q}''_e$ est supposé unidirectionnel et aligné avec l'axe z. En réalité, la distribution spatiale de la densité de flux est influencée par la divergence du cône et par les facteurs de vue entre le cône et la surface cylindrique, ce qui peut conduire à une non-uniformité de la densité de flux radiatif. Une analyse plus rigoureuse tiendrait compte de cette divergence du cône et du facteur de vue correspondant pour capturer la distribution spatiale réelle de la densité de flux radiatif sur la surface du câble, comme l'ont récemment souligné Pinto *et al.* [11]. Le câble est modélisé comme un cylindre de rayon r et de longueur L, orienté horizontalement le long de l'axe y comme montré sur la figure 3. Un élément différentiel de la surface latérale est $\mathrm{d}S = r\,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}y$, où θ est l'angle azimutal autour du cylindre et y la coordonnée axiale. L'émissivité hémisphérique totale est supposée égale à l'unité, $\varepsilon = 1$. La densité de flux thermique élémentaire absorbé par cette surface est exprimé comme suit (équation 1) :

$$\mathrm{d}\dot{q}'' = \dot{q}''_e \cos\theta\, r\, \mathrm{d}\theta\, \mathrm{d}y \tag{1}$$

La puissance totale absorbé par la portion exposée du cylindre correspondant à la surface latérale du demi-cylindre exposé est obtenu par intégration sur sa surface $A^{\cap} = \pi r L$:

$$\dot{Q}_{\mathrm{abs}} = \int_0^L \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \dot{q}''_e \cos\theta\, r\, \mathrm{d}\theta\, \mathrm{d}y = 2\,\dot{q}''_e\, r\, L \tag{2}$$

La densité de flux thermique moyen spatial absorbé $\overline{\dot{q}''}$ sur le demi-cylindre exposé est :

$$\overline{\dot{q}''} = \frac{\dot{Q}_{\mathrm{abs}}}{A^{\cap}} = \frac{2\,\dot{q}''_e\, r\, L}{\pi\, r\, L} = \frac{2}{\pi}\,\dot{q}''_e \approx 0{,}6366\,\dot{q}''_e \tag{3}$$

En raison de sa géométrie cylindrique et sous les hypothèses de densité de flux unidirectionnel et de surface noire, le câble n'absorbe en moyenne qu'environ 64 % de la densité de flux

thermique externe nominal sur la face exposée. Les valeurs correspondantes sont présentées dans le tableau 2.

$\dot{q}''_e$ (W·m^{-2})	5000	10000	15000	25000	35000	40000	50000	60000
$\overline{\dot{q}''}$ (W·m^{-2})	3183	6366	9549	15915	22281	25464	31830	38196

Tableau 2 : *Densité de flux thermique externe et densité de flux thermique moyen spatial absorbé correspondant.*

Dans la suite de ce travail, l'analyse des résultats expérimentaux est menée uniquement en fonction de la densité de flux thermique moyen spatial absorbé $\overline{\dot{q}''}$.

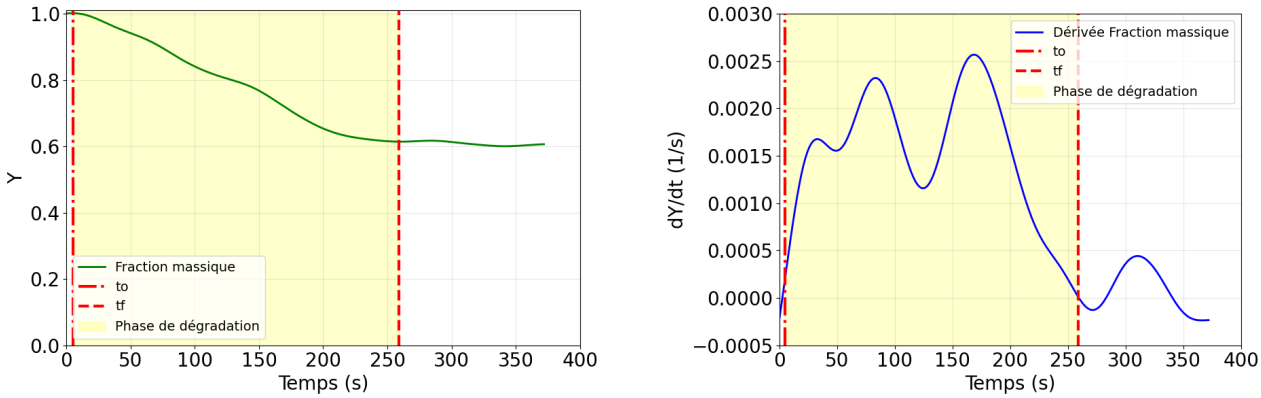
2.3.2. Perte de masse et temps caractéristiques

Les données brutes de masse ont été lissées à l'aide d'un filtre passe-bas de Butterworth (ordre 4, fréquence de coupure 0,02 Hz) afin de réduire le bruit haute fréquence tout en préservant la cinétique de dégradation. La fraction massique a ensuite été calculée en corrigeant la masse mesurée de la masse de cuivre, considérée constante dans les conditions expérimentales puisqu'il ne s'est pas décomposé :

$$Y(t) = \frac{m(t) - m_{\mathrm{Cu}}}{m_0 - m_{\mathrm{Cu}}} \tag{4}$$

avec $m(t)$ la masse à l'instant t, m_0 la masse initiale de l'échantillon et m_{Cu} la masse de cuivre.

La détermination des temps caractéristiques (t_0 et t_f) est basée sur l'évolution de la dérivée de la fraction massique $\dot{Y}(t)$. Le début de la dégradation t_0 est défini comme le premier instant où $\dot{Y}(t)$ est nulle. La fin de la dégradation t_f correspond au dernier instant où $\dot{Y}(t)$ revient vers zéro. L'évolution de $Y(t)$ et $\dot{Y}(t)$ est illustrée pour une densité de flux 38196 W·m^{-2} sur la figure 4.



(a) (b)

Figure 4 : *Évolution de la fraction massique (a) et de sa dérivée (b) pour une densité de flux externe de 38196 W·m^{-2}.*

La fraction massique résiduelle Y_f correspond à la valeur de $Y(t)$ à la fin de la pyrolyse t_f. La vitesse moyenne de perte de masse par unité de surface sur la surface exposée $A^{\cap}$ est définie par :

$$\overline{\dot{m}''} = \frac{m_0}{A^{\cap}(t_f - t_o)} \int_{t_o}^{t_f} \frac{\mathrm{d}Y}{\mathrm{d}t} \mathrm{d}t \tag{5}$$

3. Résultats et discussion

3.1. Durée de la pyrolyse

La décomposition soutenue des constituants polymères (gaine et isolant) se déroule sur une durée Δt_p (définie comme $\Delta t_p = t_f - t_o$). La Fig. 5 montre l'évolution de cette durée de pyrolyse soutenue Δt_p en fonction de la densité de flux thermique moyen spatial absorbé ($\overline{\dot{q}''}$).

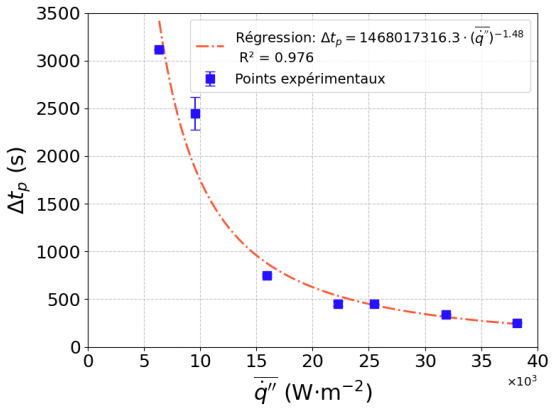


Figure 5 : *Évolution de la durée de pyrolyse Δt_p en fonction de la densité de flux thermique moyen spatial absorbé.*

La durée de pyrolyse diminue avec l'augmentation de la densité de flux thermique moyen spatial absorbé, suivant une tendance de loi de puissance. Ce comportement est attribué à une pénétration thermique amplifiée et à une atteinte plus rapide de la température de décomposition dans le matériau.

3.2. Fraction massique résiduelle et vitesse moyenne de perte de masse

La fraction massique résiduelle Y_f mesurée à la fin de chaque essai et la vitesse moyenne de perte de masse par unité de surface $\overline{\dot{m}''}$ ont été analysées en fonction de la densité de flux thermique moyen spatial absorbé $\overline{\dot{q}''}$. Les résultats sont présentés sur la figure 6 pour la fraction résiduelle et la figure 7 pour la vitesse de perte de masse.

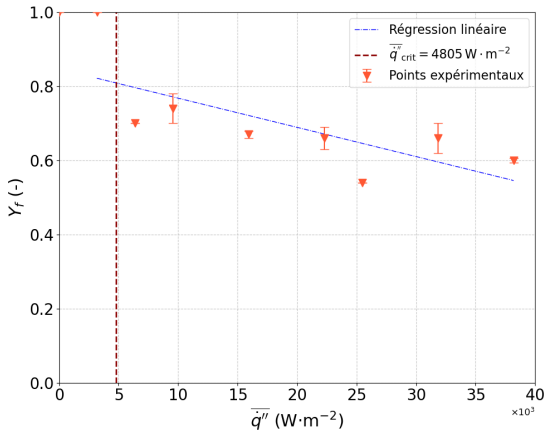


Figure 6 : *Fraction massique résiduelle Y_f en fonction $\overline{\dot{q}''}$.*

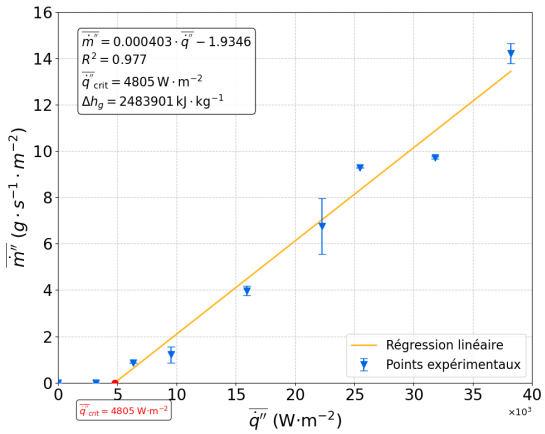


Figure 7 : *Vitesse moyenne de perte de masse par unité de surface $\overline{\dot{m}''}$ en fonction $\overline{\dot{q}''}$.*

La fraction massique résiduelle décroit quasi-linéairement avec avec $\overline{\dot{q}''}$ sous l'expression $Y_f = 0{,}85 - 7{,}88 \times 10^{-6} \cdot \overline{\dot{q}''}$. À faible densité de flux thermique moyen spatial absorbé ($\overline{\dot{q}''} = 9549$ W·m^{-2}), la fraction résiduelle reste élevée ($Y_f \approx 0{,}74$) tandis qu'à densité de flux thermique moyen spatial absorbé élevée ($\overline{\dot{q}''} = 38196$ W·m^{-2}) elle diminue à $Y_f \approx 0{,}60$.

La vitesse moyenne de perte de masse $\overline{\dot{m}''}$ augmente linéairement avec la densité de flux thermique moyen spatial absorbé indiquant une dégradation thermique plus rapide à densité de flux thermique élevé. À 38196 W·m^{-2}, $\overline{\dot{m}''}$ atteint environ 14,25 g·s^{-1}·m^{-2} alors qu'à 6366 W·m^{-2}, elle est de 0,87 g·s^{-1}·m^{-2} correspondant à une cinétique de décomposition plus lente. À partir de la régression linéaire de $\overline{\dot{m}''}$ en fonction de $\overline{\dot{q}''}$, la densité de flux thermique moyen spatial absorbé critique pour la dégradation thermique est estimé à $\overline{\dot{q}''}_{crit} = 4805$ W·m^{-2} correspondant à l'intersection de la droite avec l'axe des abscisses. En se basant sur la densité de flux thermique moyen spatial absorbé critique et en supposant que les pertes de chaleur sont principalement radiatives, il est possible d'estimer la température de pyrolyse (T_p) nécessaire pour initier la décomposition du matériau du câble, comme établi dans les travaux de Delichatsios [12]. Celle-ci peut être exprimée à l'aide de la loi de Stefan–Boltzmann :

$$T_p = \left(\frac{\overline{\dot{q}''}_{crit}}{\epsilon \sigma} \right)^{1/4} \tag{6}$$

avec une émissivité $\varepsilon = 1$, donnant $T_p \approx 539$ K.

L'inverse de la pente de la régression linéaire fournit l'enthalpie effective de gazéification $\Delta h_g = 2483901$ J·kg^{-1}, comme établi dans les études sur la pyrolyse des polymères par Vovelle *et al.* [13]. Pour tenir compte de la fraction résiduelle Y_f, l'enthalpie corrigée est :

$$\Delta h_g^\circ = \frac{\Delta h_g}{1 - \overline{Y_f}} \tag{7}$$

En prenant $Y_f = 0{,}7 \pm 0{,}14$, on obtient $\Delta h_g^\circ \approx 8279670$ J·kg^{-1}. La dépendance de Y_f à $\overline{\dot{q}''}$ permet ainsi un calcul plus précis de l'enthalpie libérée, contrairement à l'hypothèse classique d'une fraction résiduelle constante. De plus, cette valeur de l'enthalpie de gazéification observée pour le câble électrique peut être attribuée à sa composition hétérogène. Contrairement aux polymères homogènes, les câbles contiennent des conducteurs métalliques (par exemple le cuivre) des matériaux isolants et peut être des additifs, qui influencent à la fois le processus de décomposition thermique et la fraction résiduelle.

4. Conclusion

Cette étude améliore la caractérisation du comportement thermique des câbles électriques en considérant leur géométrie cylindrique et qui introduit une densité de flux thermique moyen spatial absorbé. Contrairement aux approches basées sur des échantillons plats, cette méthode prend en considération l'énergie réellement reçue. Toutefois, cette étude présente plusieurs limites. Elle a été menée en absence d'oxygène et sur un câble unique et elle repose sur des hypothèses simplificatrices (densité de flux unidirectionnel, émissivité unité). Ces hypothèses seront progressivement levées dans des travaux futurs qui incluront des niveaux d'oxygène variables, une modélisation du système permettant l'estimation du facteur de vue et la quantification des échanges thermiques avec le support.

Références

[1] Nations Unies, Accord de paris (2015), https ://unfccc.int/process-and-meetings/the-paris-agreement/the-paris-agreement.

[2] Observatoire National de la Sécurité Electrique (ONSE), Baromètre 2025 de la sécurité électrique en france, https ://www.onse.fr/ (2025).

[3] R. Meinier, Experimental and analytic study of ignition and fire spreading along an electric cable tray, Ph.D. thesis, IMT - MINES ALES (2021).

[4] X. Huang, Y. Nakamura, A review of fundamental combustion phenomena in wire fires, Fire Technol. 56 (1) (2020) 315–360, https ://doi.org/10.1007/s10694-019-00918-5.

[5] B. Shi, C. Yang, H. Long, Research on the fire hazard of different cables based on cone calorimetry, Fire 6 (11) (2023) 431, https ://doi.org/10.3390/fire6110431.

[6] Y. Konno, N. Hashimoto, O. Fujita, Role of wire core in extinction of opposed flame spread over thin electric wires, Combust. Flame 220 (2020) 7–15, https ://doi.org/10.1016/j.combustflame.2020.06.026.

[7] International Organization for Standardization, Iso/ts 5660-5 :2020 - international organization for standardization, https ://www.iso.org/standard/71346.html.

[8] P. Boulet, G. Parent, Z. Acem, T. Rogaume, T. Fateh, J. Zaida, F. Richard, Characterization of the radiative exchanges when using a cone calorimeter for the study of the plywood pyrolysis, Fire Saf. J. 51 (2012) 53–60, https ://doi.org/10.1016/j.firesaf.2012.03.003.

[9] D. Marquis, E. Guillaume, A. Camillo, Effects of oxygen availability on the combustion behavior of materials in a controlled atmosphere cone calorimeter, Fire Saf. Sci. 11 (2014) 138–151, https ://doi.org/10.3801/IAFSS.FSS.11-138.

[10] H.-P. Ebert, F. Hemberger, Intercomparison of thermal conductivity measurements on a calcium silicate insulation material, Int. J. Therm. Sci. 50 (10) (2011) 1838–1844, https ://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2011.05.007.

[11] P. E. Pinto, J. Valdivia, A. Singh, X. Xi, J. Cuevas, J. L. Urban, Investigating radiation heat transfer from the cone calorimeter heater : A new view factor model and uncertainty quantification, Int. J. Heat Mass Transf. 245 (2025) 126976, https ://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2025.126976.

[12] M. A. Delichatsios, M. M. Delichatsios, Upward flame spread and critical conditions for pe/pvc cables in a tray configuration, Fire Safety Science—Proceedings of the Fourth International Symposium (1994) 433–444Factory Mutual Research Corporation, Norwood, Massachusetts, USA.

[13] C. Vovelle, R. Akrich, J. L. Delfau, Mass loss rate measurements on solid materials under radiative heating, Combust. Sci. Technol. 36 (1-2) (1984) 1–18, https ://doi.org/10.1080/00102208408923722.

Remerciements

Les auteurs remercient vivement l'Association Nationale de la Recherche et de la Technologie (ANRT) pour son soutien dans le cadre CIFRE n° 2024/0770, ayant permis le financement de la thèse de Modibo DEMBELE.

Simulation prédictive de la combustion du fer en atmosphère d'oxygène pur, de l'allumage à la propagation.

Morgan DAL[1*], Samy TOUZOUIRT[1,2], Frédéric COSTE[1], Nicolas GALLIENNE[2], Bernard LABERGORE[2], Martina RIDLOVA[2]

[1] PIMM, Arts et Métiers - Sciences and Technologies, CNRS, Cnam, 151 boulevard de l'Hopital 75013 Paris, France
[2] Campus Innovation Paris d'Air Liquide, 1 Chem. de la Prte des Loges, 78350 Les Loges-en-Josas, France.
[*](auteur correspondant : morgan.dal@ensam.eu)

Résumé - Les travaux présentés ici proposent un développement numérique du test ASTM G124-18 utilisé usuellement pour le dimensionnement d'installation sous pression d'oxygène. La simulation est basée sur un modèle thermo-hydrodynamique et complété par la description du transport des espèces chimiques, de l'apport énergétique dû à la réaction et par la gestion de la frontière métal-oxyde / gaz. L'objectif est de proposer un modèle suffisamment multiphysique pour être prédictif, notamment au regard de critères d'allumage et de propagation. Après avoir présenté le cadre physique de la simulation et discuté des hypothèses les plus fortes, des résultats de comparaison numérique / expérimental illustreront le caractère prédictif du modèle.

1. Introduction

1.1. Contexte

Le domaine de la combustion est vaste et recouvre un grand nombre d'applications, allant de la propulsion aéronautique ou spatiale, à la sécurité industrielle ou médicale. Cette thématique est également fortement dépendante des milieux et des matériaux en présence. En effet, dans le très classique « triangle de feu », la nature du combustible et du comburant oriente l'analyse selon différents points de vue.

Dans le cas présent, l'étude porte sur la sécurité industrielle, et notamment sur la qualification de matériaux aptes à être utilisés comme conduite, réservoir ou actionneurs, dans un environnement d'oxygène pur. En d'autres termes, il s'agit d'étudier le comportement énergétique d'un matériau métallique, en atmosphère d'oxygène pure et sous sollicitation thermique.

Dans ce contexte, la littérature fait état de différents critères tels que le coefficient de Pilling-Bedworth [1], le critere de Glasmann [2] ou le « Burn Factor » [3], [4], non applicables dans notre cas, soit en raison du matériau, soit à cause du type de combustion (gazeuse ou liquide). De ce fait, l'approche qui est utilisée dans le domaine est plutôt expérimentale et se base sur le test ASTM (G124-18 [5]). La configuration expérimentale, est un barreau de métal, suspendu dans une enceinte à atmosphère contrôlée, et qui est chauffé par décharge pyrotechnique. Cette procédure, bien que très utilisée présente des défauts critiques : le manque de reproductibilité, la perte d'information de l'allumage et une forte dépendance aux paramètres secondaires [6]. Pour ces raisons, les travaux de Coste et al. [6] proposent une évolution de ce test avec un allumage par laser, beaucoup moins sensible aux limites précédentes.

Néanmoins, dans une démarche de compréhension, l'analyse expérimentale reste limitée quant à la compréhension des mécanismes limitants (combustion parfois en phase liquide donc difficile à observer), les résultats restent dépendants des paramètres secondaires (écoulement gazeux, temps de chauffe, …) et l'analyse de sensibilité reste fastidieuse et potentiellement dangereuse lorsqu'il s'agit d'étudier l'effet de la pression (dans l'industrie les pressions d'usage sont de plus de 100 bars et 700 bars dans le spatial). Pour toutes ces raisons, une étude numérique semble aujourd'hui pertinente.

La présente étude se propose donc, de développer un outil numérique multiphysique ayant pour vocation double, d'être suffisamment prédictif pour apporter de la compréhension et potentiellement aider au dimensionnement.

Le matériau étudié est volontairement simplifié au fer pur. Le fer à l'avantage de ne présenter, à haute température qu'une phase d'oxyde sensible (FeO) mais l'inconvénient de bruler en phase liquide [3], [4].

1.2. État de l'art

La littérature sur la thématique de la combustion est très vaste, seules les informations clés phénoménologiques et numériques liées à la combustion des métaux en phase liquide seront énoncés ici.

La communauté a, au cours du temps, identifié que pour l'analyse, l'oxydation en phase solide, l'allumage et la propagation ne peuvent être traités séparément [7]. Des erreurs non négligeables apparaissent lorsque des étapes sont omises [8] et l'ajout de données d'entrées empiriques fait perdre tout le caractère prédictif d'une étude [9], [10].

Il a été identifié, la présence de deux phases liquides fortement dynamiques et distinctes lors du processus de combustion du fer [11], [12], [13]. Muller et al. [14] illustrent d'ailleurs, que sans considération de l'écoulement, la combustion ne peut pas être entretenue seule. Le moteur de l'écoulement a été identifié comme étant majoritairement l'effet Marangoni (thermique et chimique)[15].

Lors de l'allumage, la solubilité de l'oxygène dans le fer liquide seule ne permet pas de décrire le phénomène de création d'oxyde. La nucléation liée à la sursaturation en oxygène à l'interface fer / oxyde doit être intégrée à une modélisation [16], [17] pour être prédictive. Certains auteurs [18] considèrent même l'interface comme source de réaction.

En termes de mécanismes physiques pilotant la combustion, la réaction à l'interface est identifiée comme essentielle, mais aucune explication convaincante n'existe sur l'effet de la pression ou du diamètre de barreau (pour le test ASTM G124).

En conséquence, le modèle présenté dans ce papier à vocation à intégrer l'ensemble des trois étapes : oxydation solide, allumage et propagation, grâce à :

- des couplages multiphysiques : thermique, hydrodynamique (avec frontières libres) et transport d'espèces chimiques,
- des propriétés matériaux réalistes et définies en fonction de la température, pour avoir les bons flux et moteurs d'écoulement,
- une réaction pilotée par la diffusion, le transport et la nucléation,
- la pression comme donnée d'entrée (résultat et méthode non présentés dans ce papier).

Dans ce document, les modèles physiques seront premièrement présentés. Ensuite, une validation qualitative sera effectuée afin d'évaluer la potentialité du modèle. Pour finir, une validation quantitative sera réalisée, justifiant de la bonne représentativité de la simulation. Après une brève conclusion, les perspectives seront présentées.

2. Modèles physiques

Comme énoncés précédemment, cette partie à vocation à décrire les phénomènes physiques intégrés dans la simulation. Avant toute description physique, le contexte géométrique doit être clarifié.

2.1. Géométrie

La géométrie simulée se base sur les géométries traitées expérimentalement (Figure *1*). Même si le rayon du barreau reste une variable, il s'agit d'un cylindre de fer de 3 mm de diamètre, contenu dans une enceinte d'1,3 cm de diamètre (Figure *2*). La géométrie du barreau étant traitée de manière Eulérienne, la géométrie physique affichée sur la Figure *2* a), ne permet de visualiser que l'enceinte. Le maillage affiché sur la partie Figure *2* b), permet cependant d'identifier la position initiale de l'interface fer / oxygène grâce au raffinement du maillage.

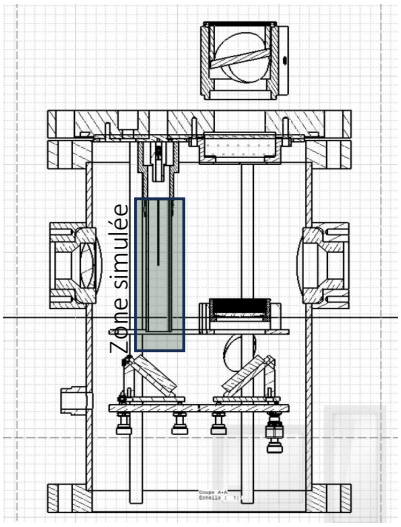


Figure 1 : *Plan de l'installation G124-18 Laser*

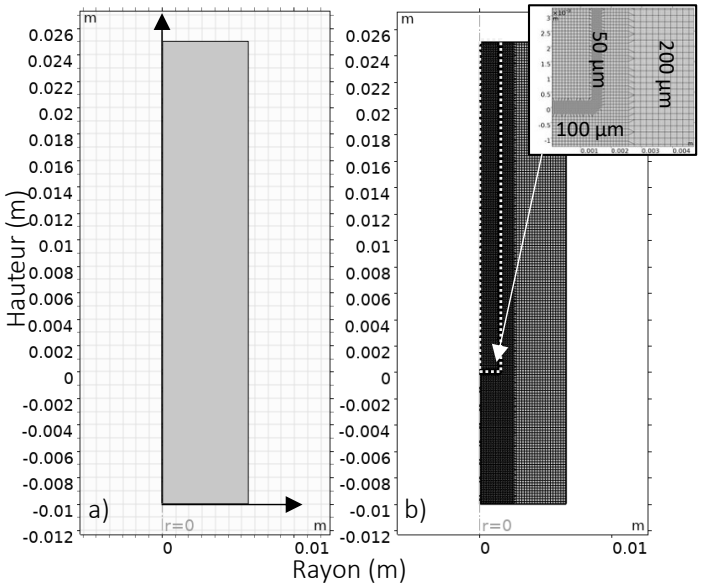


Figure 2 : *a) Géométrie simulée, b) maillage utilisé (pointillés : position théorique du barreau)*

Il est à noter au regard des figures précédentes, que le calcul est réalisé avec l'hypothèse d'axisymétrie (repère *O,r,z*) afin de réduire les temps de calculs.

2.2. Gestion de l'interface libre métal et oxyde / gaz

La frontière milieu dense – gaz est traitée de manière Eulérienne. Cette technique est utilisée pour permettre une gestion « naturelle » du détachement des gouttes liées à la propagation de la combustion. La formulation en champs de phase (Phase Field) est utilisée ici. Son fondement physique en fait une méthode robuste même si dans le cas présent elle ne sera utilisée que comme un outil numérique. La position initiale de l'interface est définie analytiquement. Cette interface est transportée grâce à l'équation :

$$\frac{\partial \emptyset}{\partial t} + \vec{u}.\vec{\nabla}\emptyset = \vec{\nabla}.(M\vec{\nabla}\mu) \quad (1)$$

La variable $\emptyset$ devient donc un indicateur de phase, métal et oxyde ($\emptyset = +1$) – gaz ($\emptyset = -1$), utilisable par les autres physiques.

2.3. Thermique

Afin de déterminer la température dans l'ensemble du barreau et de l'enceinte, l'équation de la chaleur est résolue en fonction du temps. Les propriétés thermophysiques sont identifiées grâce à la fonction $\emptyset$. Les termes sources, normalement définis sur l'interface physique métal et oxyde / gaz, sont introduits dans l'ensemble du volume mais appliqués uniquement lorsque $\delta\phi$ est non nul. Cette fonction est la dérivée de $\emptyset$ selon la normal. Les flux apportés sur cette interface sont respectivement, l'apport du laser ($\varphi_{las} = -\frac{\alpha P_l}{\pi R_l^2} n_z(r < R_l)$), les pertes dues à la vaporisation ($\varphi_{evap=\dot{m}L_{vap}}$) avec $\dot{m}$ le débit de matière évaporée [19] et les pertes radiatives ($\varphi_{ray} = \varepsilon\sigma(T^4 - T_\infty^4)$).

$$\rho_\emptyset c_{p,eq\emptyset} \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_\emptyset c_{p,eq\emptyset}\left(\vec{u}.\vec{\nabla}T\right) - \vec{\nabla}.\left(k_\emptyset \vec{\nabla}T\right) = (\varphi_{las} + \varphi_{evap} + \varphi_{ray})\delta\phi + S_\emptyset \qquad (2)$$

Le terme $S_\emptyset$ représente l'apport de chaleur généré par la réaction d'oxydation :

$$S_\phi = \Delta h_f R_i$$

Avec Δh_f l'enthalpie de formation de l'oxyde considéré et R_i le taux de réaction (création d'oxyde) dépendant des espèces chimiques et explicité dans la relation (7).

Étant donné la méthode de gestion d'interface, les conditions aux limites sont essentiellement celles relatives au gaz, i.e. axisymétrie sur l'axe, une température imposée dans la partie supérieure, une isolation thermique sur l'extérieur et un écoulement sortant sur la partie inférieure.

2.4. Mécanique des fluides

Il a été identifié précédemment que les aspects advectifs sont de premier ordre dans ce type de modèle. Les conservations, de la quantité de mouvement et de la masse, sont donc résolues. A ce stade la masse volumique est considérée comme constante.

$$\vec{\nabla}.\vec{u} = 0 \qquad (3)$$

$$\rho_\emptyset \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho_\emptyset\left(\vec{u}.\vec{\nabla}\right)\vec{u} = \vec{\nabla}.\left[-p\bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\tau}}\right] + \rho_\emptyset \vec{g}(1 + \alpha_p(T - T_{fusion})) + \gamma(T)\kappa\delta\phi + \vec{F} \qquad (4)$$

Comme pour le problème thermique les effets d'interfaces sont intégrés dans le volume grâce à la fonction $\delta\phi$. Dans le cas présent il s'agit de la pression de Laplace générée par la tension de surface. De même, les propriétés sont identifiées par phase avec la variable ϕ.

Ici aussi les conditions aux limites sont essentiellement liées à l'écoulement. La condition de symétrie est également appliquée sur l'axe, les parties, supérieure et latérale, sont définies comme fixes (vitesse nulle) et la partie inférieure est une sortie à pression ambiante.

2.5. Transport des espèces et réaction

La problématique du transport des espèces est essentielle à la description du taux de réaction R_i . Pour calculer les concentrations de fer et d'oxygène dans le métal, l'oxyde et dans le gaz, deux équations de conservations sont calculées :

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} + \vec{\nabla}.\vec{J_i} + \vec{u}.\vec{\nabla}c_i = \begin{cases} R_i \;\; if \;\; \emptyset > 0 \; (métal) \\ 0 \;\; if \;\; \emptyset < 0 \; (gaz) \end{cases} \qquad (5)$$

i est l'indice qui indique l'espèce considérée (Fe et O), Jle flux molaire et R_i le taux de réaction discuté précédemment (thermique). Un soin particulier est apporté à la définition des

coefficients de diffusion, étant donné qu'ils doivent intégrer la phase et l'espèce. Ce point est détaillé dans la partie suivante.

2.6. Phase oxyde

La phase oxyde, doit être identifiable afin de lui imputer des propriétés thermiques, fluides et de transport d'espèces adaptées. Pour ce faire, un second champ de phase est intégré au modèle.

$$\frac{\partial \emptyset_2}{\partial t} + \vec{u}.\vec{\nabla}\emptyset_2 = \vec{\nabla}.\left(M\vec{\nabla}\mu\right) + R_t \tag{6}$$

L'équation est similaire à précédemment, la variable $\emptyset_2$représente dans ce cas, l'interface entre l'oxyde (FeO) est le reste, i.e. le fer liquide et le gaz. La phase de Fe0 n'étant pas présente au début, $\emptyset_2$ est donc imposée en tout point égale à *-1*. Sa création est conditionnée par le taux de réaction et la condition de nucléation $R_i * (c_0 > c_0^{max})$ soit :

$$R_t = \underbrace{c_0 c_{Fe} A exp\left(-\frac{E}{RT}\right)}_{R_i} * (c_O > c_0^{max}) \tag{7}$$

Notons que la condition de nucléation est ici formulée en concentration, i.e. que l'oxide ne peut apparaître que lorsque la concentration d'oxygène est supérieure à la solubilité (ici 2% massique).

Les propriétés peuvent donc être définies par phase, par exemple la diffusion de l'oxygène se définira par :

$$D_o(T) = \begin{matrix} D_{0\to Fe}(T)(\phi_1 > 0)(\phi_2 < 0) + \\ D_{0\to Fe0}(T)(\phi_1 > 0)(\phi_2 > 0) + \\ D_{0\to 0_2}(T)(\phi_1 < 0)(\phi_2 < 0) \end{matrix}$$

La variation de diffusion de l'oxygène dans le Fe solide et liquide est intégrée dans la dépendance à la température. Les autres propriétés sont définies sur le même principe et ne sont pas détaillées ici mais proviennent essentiellement de l'ouvrage de Mills [20].

3. Validation

3.1. Propagation de la combustion

La première notion à valider est la capacité du modèle à permettre l'écoulement des gouttes de métal et d'oxyde fondus et à restituer la notion de propagation. Sur la Figure *3*, sont affichées des illustrations de la forme du barreau au cours du temps. On y observe une continuité de la réaction après l'arrêt du laser (chauffage par le bas pendant 1s ici), la régression du barreau et le détachement de la goutte à 2,1 s. Sur chaque image, la partie droite correspond au champ de température et sur la gauche le pourcentage massique d'oxygène. Les résultats seront analysés plus finement par la suite.

3.2. Comportement thermique

Sur la Figure 4 un cycle thermique numérique du cas précédent est affiché (température maximum dans le métal en fonction du temps). Différentes phases caractéristiques du processus thermique sont identifiables :

- **L'allumage** est bien représenté par une augmentation brutale de la température (maximale sur le graphique) amenant le matériau de la température de fusion (entre 1600 et 1800 K) à la température de combustion (> 3000 K).
- La **combustion avec laser** est identifiable par un haut niveau de température et des oscillations dues aux gradients thermiques.

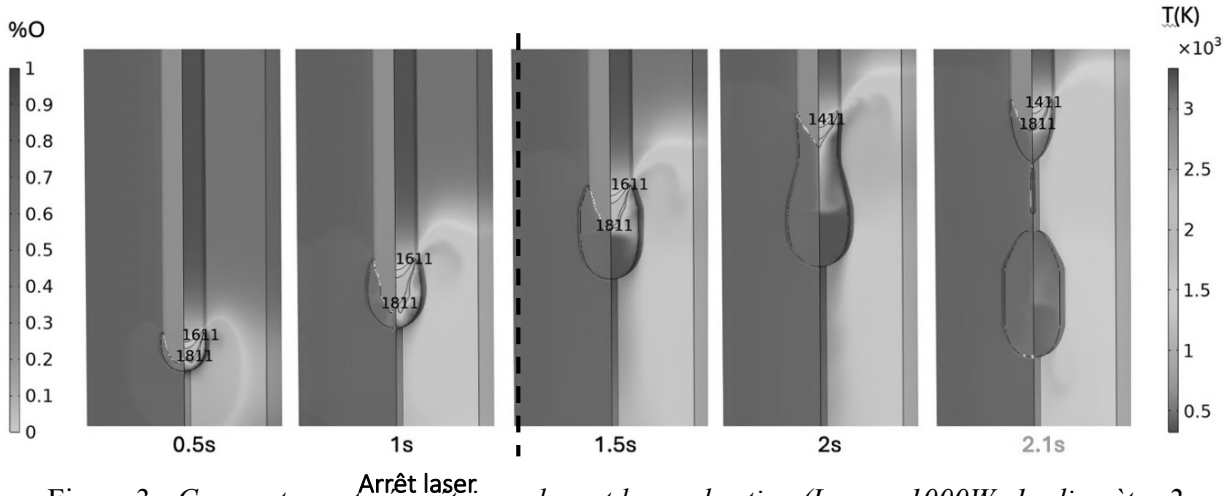


Figure 3 *: Comportement géométrique durant la combustion (Laser : 1000W -1s-diamètre 2mm).*

- La **combustion auto-entretenue** est également visible, après l'arrêt du laser et se caractérise par une stagnation ou une montée lente en température.
- Finalement, la **chute d'une goutte** est observée par une baisse de température, suivie d'une **reprise de la réaction** grâce à l'exposition de métal non oxydé.

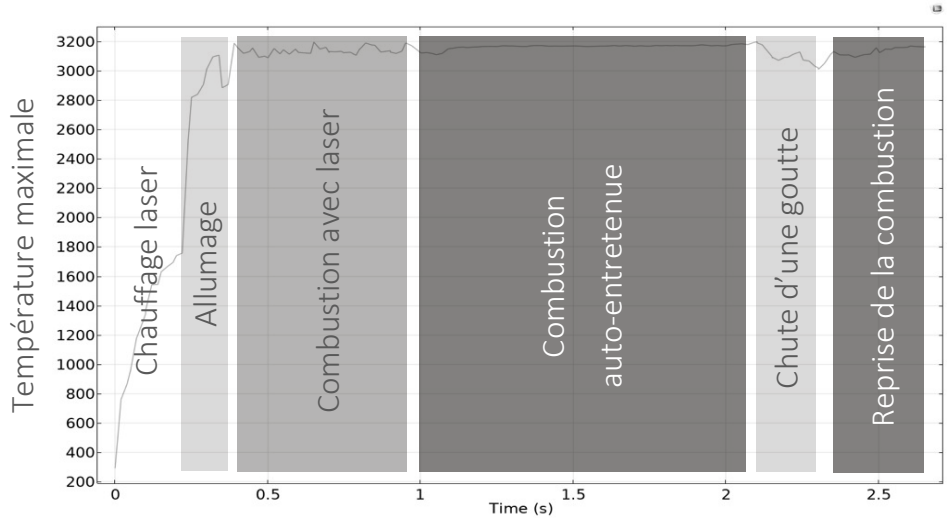


Figure 4*: Comportement thermique du barreau (Laser : 1000W -1s-diamètre 2mm)*

Ce cycle est parfaitement adapté aux observations expérimentales aussi bien en termes de comportement que d'amplitude de température [6].

3.3. Concentrations

La figure 5 illustre le champ de concentration d'oxygène dans le barreau à haute température (zoom sur la zone fondue). Ces résultats sont difficiles à valider expérimentalement étant donnés les écarts de propriétés à chaud et à froid, néanmoins, certains points caractéristiques sont accessibles. Premièrement, la concentration d'oxygène dans le fer solide froid est bien nulle. Ensuite, proche de la frontière Fe0-Fe, la concentration est assez faible (21,4 %wt) ce qui

correspond aux 22 % du FeO. Pour finir, dans l'oxyde la concentration d'oxygène atteint 42 % soit un excès de 20 %, ce qui correspond tout à fait aux valeurs de la littérature [21].

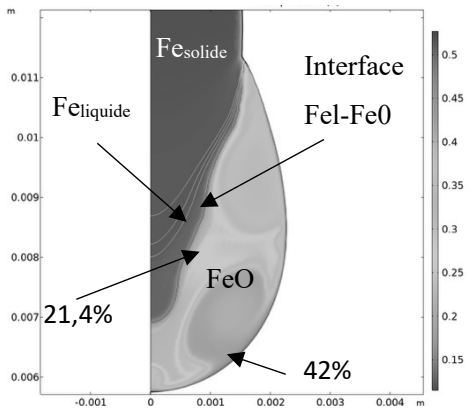


Figure 5 : *Champ de concentration d'0 dans le liquide (%wt) et phases.*

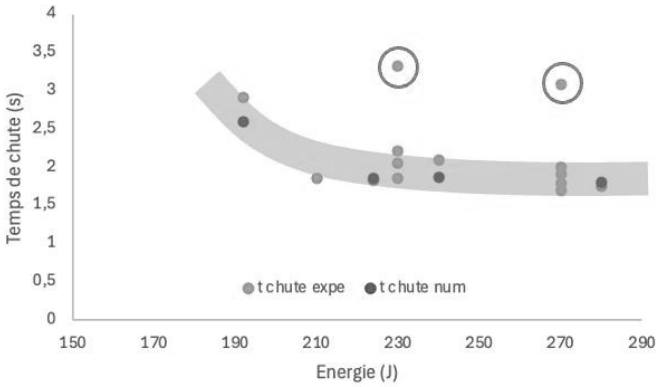


Figure 6 *: Comparaison des temps de chutes numériques et expérimentaux.*

3.4. Temps de chute

Les validations qualitatives présentées dans les paragraphes précédents illustrent d'un bon comportement du modèle, néanmoins nous devons valider quantitativement les résultats plus globaux afin de prévoir une utilisation future du modèle. La Figure *6* illustre une comparaison graphique des temps de chute entre deux gouttes obtenues expérimentalement et numériquement. Le temps de chute est un indicateur multiple et global, il intègre notamment, les effets thermiques (comme l'énergie de réaction), les effets fluides (dont la tension de surface) et le transport des espèces (taux de réaction). Les données expérimentales illustrent d'une certaine dispersion probablement due à l'alignement du laser avec le barreau faisant varier légèrement l'énergie apportée. Les résultats numériques correspondent cependant tout à fait aux mesures expérimentales.

4. Conclusion

Références

[1] N. Pilling et R. Bedworth, « The Oxidation of Metals at High Temperatures », *Journal of the Institute of Metals 29*, p. 529-591, 1923.

[2] I. Glassman, P. Papas, et K. Brezinsky, « A New Definition and Theory of Metal Pyrophoricity », *Combust. Sci. Technol.*, vol. 83, nº 1-3, p. 161-166, mai 1992, doi: 10.1080/00102209208951829.

[3] T. A. Steinberg, D. B. Wilson, et F. Benz, « The combustion phase of burning metals », *Combust. Flame*, vol. 91, nº 2, p. 200-208, nov. 1992, doi: 10.1016/0010-2180(92)90100-4.

[4] E. L. Dreizin, « Phase changes in metal combustion », *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 26, nº 1, p. 57-78, févr. 2000, doi: 10.1016/S0360-1285(99)00010-6.

[5] G04 Committee, *Test Method for Determining the Combustion Behavior of Metallic Materials in Oxygen-Enriched Atmospheres*. doi: 10.1520/G0124-18.

[6] F. Coste *et al.*, « Laser Ignition of Metallic Rods and Discs in Gaseous Oxygen: A Complementary Approach to the Standard ASTM G124 Test Method », in *Flammability and Sensitivity of Materials in Oxygen-Enriched Atmospheres: 15th Volume*, 100 Barr Harbor Drive, PO Box C700, West Conshohocken, PA 19428-2959: ASTM International, 2021, p. 46-77. doi: 10.1520/STP162620200020.

[7] T. A. Steinberg, « Metals combustion at high oxygen pressure in normal gravity and reduced gravity: Model and experiment », New Mexico State University, 1990.

[8] Y. Zhang *et al.*, « Numerical simulation of nano-aluminum ignition in oxygen and steam environments », *FirePhysChem*, vol. 4, nº 2, p. 114-121, juin 2024, doi: 10.1016/j.fpc.2023.07.001.

[9] S. I. Shabunja, V. V. Martynenko, et V. I. Ignatenko, « Simulation of iron rods combustion in oxygen with the drop detachment », *Energetika*, vol. 59, nº 3, oct. 2013, doi: 10.6001/energetika.v59i3.2702.

[10] S. I. Shabunja, V. V. Martynenko, V. I. Ignatenko, et J.-C. Rostaing, « Simulation of Cylindrical Rod Combustion in High-Pressure Oxygen by Steady-State Jet Model », in *Flammability and Sensitivity of Materials in Oxygen-Enriched Atmospheres: 14th Volume*, ASTM International100 Barr Harbor Drive, PO Box C700, West Conshohocken, PA 19428-2959, 2016, p. 338-362. doi: 10.1520/STP159620150061.

[11] V. A. Nemchinsky, « Heat transfer in a liquid droplet hanging at the tip of an electrode during arc welding », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 30, nº 7, p. 1120-1124, avr. 1997, doi: 10.1088/0022-3727/30/7/009.

[12] J. Sato, K. Sato, et T. Hirano, « Fire spread mechanisms along steel cylinders in high pressure oxygen », *Combust. Flame*, vol. 51, p. 279-287, janv. 1983, doi: 10.1016/0010-2180(83)90106-2.

[13] T. Steinberg et F. Benz, « Iron Combustion in Microgravity », in *Flammability and Sensitivity of Materials in Oxygen-Enriched Atmospheres: Fifth Volume*, ASTM International100 Barr Harbor Drive, PO Box C700, West Conshohocken, PA 19428-2959, 1991, p. 298-312. doi: 10.1520/STP17770S.

[14] M. Muller, « Etude du processus d'initiation par laser de la combustion d'un alliage métallique sous atmosphère d'oxygène », ENSAM, 2013.

[15] N. R. Ward et T. A. Steinberg, « The Rate-Limiting Mechanism for the Heterogeneous Burning of Cylindrical Iron Rods », *J. ASTM Int.*, vol. 6, nº 6, p. 1-13, juin 2009, doi: 10.1520/JAI102269.

[16] G. Zhou, « Nucleation thermodynamics of oxide during metal oxidation », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, nº 20, p. 201905, mai 2009, doi: 10.1063/1.3141511.

[17] A. Wight, N. G. Condon, F. M. Leibsle, G. Worthy, et A. Hodgson, « Initial stages of Fe(110) oxidation at 300 K: kinetics and structure », *Surf. Sci.*, vol. 331-333, p. 133-137, juill. 1995, doi: 10.1016/0039-6028(95)00176-X.

[18] T. A. Steinberg, J. Kurtz, et D. B. Wilson, « The Solubility of Oxygen in Liquid Iron Oxide During the Combustion of Iron Rods in High-Pressure Oxygen », *Combust. Flame*, vol. 113, nº 1-2, p. 27-37, avr. 1998, doi: 10.1016/S0010-2180(97)00165-X.

[19] P. Ferro, H. Porzner, A. Tiziani, et F. Bonollo, « The influence of phase transformations on residual stresses induced by the welding process—3D and 2D numerical models », *Model. Simul. Mater. Sci. Eng.*, vol. 14, nº 2, p. 117-136, mars 2006, doi: 10.1088/0965-0393/14/2/001.

[20] K. C. Mills, *Mills, Kenneth C. Recommended values of thermophysical properties for selected commercial alloys.* Woodhead publishing, 2002.

[21] D. Wilson, T. Steinberg, et J. DeWit, « The Presence of Excess Oxygen in Burning Metallic Materials », in *Flammability and Sensitivity of Materials in Oxygen-Enriched Atmospheres: Ninth Volume*, ASTM International100 Barr Harbor Drive, PO Box C700, West Conshohocken, PA 19428-2959, 2000, p. 145-162. doi: 10.1520/STP12493S.

Thème 6

Technologies de stockage de l'énergie thermique

Caractérisation de matériaux de stockage à chaleur latente par la thermodynamique des processus irréversibles . . . 230
Matériaux composites céramiques recyclés intégrant un MCP pour la récupération de chaleur fatale industrielle . . . 238
Numerical simulation of concrete based modular solid thermal energy storage system . . . 246
Revue des systèmes de stockage thermique d'énergie appliqués aux enceintes d'AEC . . . 254
Simulation des performances énergétiques d'un stockage souterrain à faible profondeur pour valoriser l'énergie solaire . . . 262
Stockage électrothermique en chaleur latente par matrice conductrice issue des copeaux métalliques recyclés : vers une approche circulaire de la décarbonation de l'industrie. . . . 270

Caractérisation de matériaux de stockage à chaleur latente par la thermodynamique des processus irréversibles

Characterisation of latent heat storage materials using the thermodynamics of irreversible processes

Régis OLIVÈS[1*], **Jean-Marie MANCAUX**[1]

[1]Laboratoire PROMES-CNRS, Université de Perpignan Via Domitia
Rambla de la thermodynamique, Tecnosud, 66100 Perpignan
[*](auteur correspondant : olives@univ-perp.fr)

Résumé - Le changement de phase solide/liquide constitue un mode de stockage de la chaleur pertinent. Ces performances sont directement liées aux propriétés de stockage et de transfert des matériaux. La thermodynamique des processus irréversibles (TPI) permet d'identifier ces propriétés et l'efficacité du stockage. On s'appuie sur une méthode expérimentale qui consiste en la mesure et le traitement des températures superficielles et des flux de chaleur sur un matériau soumis à une sollicitation dynamique. La TPI conduit à exprimer la production d'entropie selon les conditions limites appliquées.

Abstract - The solid/liquid phase change can be exploited to ensure efficient thermal energy storage. This performance is directly linked to the properties of the materials in terms of both storage and transfer. The thermodynamics of irreversible processes (TIP) enables the identification of these properties and the efficiency of storage. We use an experimental method that involves measuring and processing surface temperatures and heat flows on a material subjected to dynamic stress. TIP leads to expressing entropy production according to the boundary conditions applied.

Nomenclature

Bi	Nombre de Biot, $-$
c	capacité thermique massique, J.kg^{-1}.K^{-1}
e	épaisseur, m
Ex	exergie, J
Fo	nombre de Fourier, $-$
h	coefficient d'échange, W.m^{-2}.K^{-1}
j	densité de flux entropique, W.m^{-2}.K^{-1}
J	entropie par unité de surface, J.m^{-2}.K^{-1}
J_0	entropie par u. de surface $x = 0$, J.m^{-2}.K^{-1}
q	densité de flux de chaleur, W.m^{-2}
Q	quantité de chaleur, J
L	chaleur latente, J.kg^{-1}
S	entropie par unité de surface, J.m^{-2}.K^{-1}
s_g	taux de production d'entropie vol., W.K^{-1}
Ste	nombre de Stefan, $-$
T	température, K
t	temps, s
t_0	temps en fin de créneau, s

Symboles grecs

α	diffusivité thermique, m.s^{-2}
η	efficacité exergétique, $-$
δ	longueur caractéristique, m
λ	conductivité thermique, W.m^{-1}.K^{-1}
ρ	masse volumique, kg.m^{-3}
σ	position de l'interface, m

Indices et exposants

env	environnement
i	initial
g	généré
l	liquide
m	changement de phase
s	solide
$*$	grandeur adimensionnelle

1. Introduction

Le stockage d'énergie devient un élément clé dans la chaîne énergétique en permettant la mise en phase de la production à la consommation. Le changement de phase solide/liquide peut être mis à profit pour pouvoir réaliser un stockage performant. Ces performances sont directement liées aux propriétés des matériaux tant en termes de stockage (chaleur latente, capacités thermiques des phases solide et liquide) que de transfert (conductivités thermiques). Il a été montré précédemment l'intérêt de la thermodynamique des processus irréversibles en vue de l'identification de ces propriétés, en particulier de l'effusivité et la conductivité [1]. La méthode expérimentale consiste en la mesure et le traitement des températures superficielles et des flux de chaleur sur un matériau soumis à une sollicitation dynamique. Ainsi, le banc expérimental est constitué d'un échantillon inséré entre deux parois dont on peut faire varier la température et isolé par ailleurs. Un capteur planaire inséré entre la paroi et l'échantillon mesure à la fois le flux et la température. Le bilan entropique est établi lors d'une transformation obtenue par variation du flux et de la température en paroi autour de la température de changement de phase. L'analyse thermodynamique des irréversibilités conduit à l'établissement de la production d'entropie selon différentes conditions limites appliquées. On compare les résultats obtenus sur des matériaux à changement de phase à base de paraffine (RT28 - Rubitherm) et qui imprègnent une matrice de graphite poreuse. L'objectif est de caractériser, à partir de la production d'entropie, l'efficacité du stockage [2].

2. Étude théorique

L'étude repose sur l'analyse des irréversibilités au cours du processus de transfert par conduction dans un matériau qui passe de l'état solide à l'état liquide. Nous allons considérer le problème de Stefan pour une substance pure. On suppose que les propriétés thermophysiques sont constantes, la variation de densité du matériau lors du changement d'état est négligeable et les transferts ne sont assurés que par la conduction, la convection n'apparaissant pas dans la phase liquide. L'équilibre thermodynamique local se traduit par une température à l'interface telle que $T_l = T_s = T_m$. Dans la configuration 1D, nous avons l'équation du bilan d'énergie dans chaque phase :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial q}{\partial x} \qquad \text{avec} \qquad q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \tag{1}$$

D'autre part, le bilan d'entropie s'écrit :

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial x} + s_g \qquad \text{avec} \qquad j = \frac{q}{T} \tag{2}$$

où s_g est le taux de production d'entropie et j la densité de flux entropique. Ces équations peuvent se réécrire de la façon suivante :

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \tag{3}$$

$$\frac{\rho c}{T} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\lambda}{T}\frac{\partial T}{\partial x}\right) - \frac{q}{T^2}\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right) \tag{4}$$

Dans le cas d'un changement d'état solide/liquide avec déplacement d'une interface d'épaisseur nulle, une grandeur thermodynamique extensive B suit la relation :

$$\frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}t} = \int_{v_l} \frac{\mathrm{d}b_l}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}v + \int_{v_s} \frac{\mathrm{d}b_s}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}v + \int_{\sigma} (b_l - b_s)\dot{\sigma}\mathrm{d}\sigma \tag{5}$$

où $\dot{\sigma}$ est la vitesse d'un élément dσ de l'interface. Le bilan d'énergie interne à l'interface s'écrit :

$$\rho L\dot{\sigma} = q_l - q_s \tag{6}$$

Si la phase solide est maintenue à T_m durant le processus, le problème se réduit à un problème de Stefan à une phase. Ainsi, lors d'une fusion, le bilan à l'interface s'écrit :

$$\rho L\dot{\sigma} = q_l \tag{7}$$

Par ailleurs, le bilan entropique à l'interface se traduit par :

$$s_l - s_s = \frac{L}{T_m} \tag{8}$$

En combinant les équations (5) et (7), on obtient :

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}t} = \int_{V_l} \frac{\mathrm{d}s_l}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}v + \int_{\sigma} \frac{L}{T_m}\dot{\sigma}\mathrm{d}\sigma \tag{9}$$

En conséquence, l'interface ne contribue pas à la production d'entropie.

On considère le cas d'un mur plan d'épaisseur e et de température initiale T_m soumis à des variations de température ou de flux telles que $Ste < 1$ avec les nombres de Stefan, de Fourier et de Biot définis comme suit :

$$Ste = \frac{c(T_{max} - T_m)}{L} \qquad Fo = \frac{\alpha t}{\delta^2} \qquad Bi = \frac{h\delta}{\lambda} \tag{10}$$

où δ est une longueur caractéristique que l'on prendra égale à l'épaisseur e de l'échantillon.

Dans le cas de l'application d'un échelon de température correspondant à un écart $\Delta T = T_o - T_m$ (condition de Dirichlet), le gradient de température dans la phase liquide peut être estimé à l'aide du bilan à l'interface [3]. Pour $\sigma/e \ll 1$, on a :

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x} \simeq -\frac{\rho L\dot{\sigma}}{\lambda} \tag{11}$$

Or, l'entropie n'est produite que dans la phase liquide qui présente un gradient de température et d'après [4], le taux de production d'entropie $s_g(t)$ s'écrit :

$$s_g(t) \simeq \frac{(\rho L)^2}{\lambda T_m^2}\dot{\sigma}^2(t)\sigma(t) \tag{12}$$

La position σ est obtenue suite au bilan à l'interface :

$$\sigma = \sqrt{\frac{2\lambda\Delta T}{\rho L}.t} \qquad \text{soit} \qquad \sigma^* = \sqrt{2.Ste.Fo} \tag{13}$$

L'entropie générée par unité de surface suit donc une loi de type $t^{1/2}$:

$$S_g = \int_0^t s_g(\tau)\mathrm{d}\tau = \frac{\Delta T^{3/2}}{T_m^2}\sqrt{2\lambda\rho L.t} \tag{14}$$

En adimensionnalisant l'entropie générée par l'entropie par unité de surface liée au changement d'état de tout l'échantillon $S_m = \dfrac{\rho L\delta}{T_m}$, on obtient :

$$S_g^* = \frac{\Delta T}{T_m}\sqrt{2Ste.Fo} \tag{15}$$

Dans le cas d'un mur plan soumis à un flux convectif $q = h(T_o - T_m) = h\Delta T$ (condition de Neumann), le bilan à l'interface conduit à :

$$\lambda \frac{\Delta T}{\frac{1}{h} + \frac{\sigma}{\lambda}} = \rho L \dot{\sigma} \tag{16}$$

La position du front est alors [5] :

$$\sigma = \frac{\lambda}{h}\left(-1 + \sqrt{1 + \frac{2h^2\Delta T}{\lambda \rho L}.t}\right) \tag{17}$$

soit

$$\sigma^* = \frac{1}{Bi}\left(-1 + \sqrt{1 + 2Bi^2.Ste.Fo}\right) \tag{18}$$

Le taux de production d'entropie est alors :

$$s_g(t) \simeq \frac{h^2\Delta T^2}{\lambda T_m^2} \frac{1}{1 + \frac{2h^2\Delta T}{\lambda \rho L}.t} \tag{19}$$

On en déduit l'entropie générée au cours du temps t :

$$S_g \simeq \frac{\rho L \Delta T}{2T_m^2} \ln\left(1 + \frac{2h^2\Delta T}{\lambda \rho L}.t\right) \qquad \text{soit} \qquad S_g^* \simeq \frac{\Delta T}{2T_m} \ln\left(1 + 2Bi^2.Ste.Fo\right) \tag{20}$$

Pour $Bi^2.Ste.Fo \ll 1$, l'entropie générée suit une loi linéaire en temps :

$$S_g \simeq \frac{\Delta T^2}{T_m^2} \frac{h^2}{\lambda}.t \qquad \text{soit} \qquad S_g^* \simeq \frac{\Delta T}{T_m} Bi^2.Ste.Fo \tag{21}$$

Dans le cas d'un mur plan auquel est appliqué un échelon de flux q_o, le gradient de température est donné, en première approximation, par :

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x} \simeq -\frac{q_o}{\lambda} \tag{22}$$

et la position du front de fusion par :

$$\sigma \simeq \frac{q_o}{\rho L}.t \tag{23}$$

Le profil de température s'exprime alors simplement :

$$T \simeq T_m - \frac{q_o}{\lambda}(x - \sigma) \tag{24}$$

Ainsi, le taux de production d'entropie est alors obtenu à partir de la relation :

$$s_g(t) \simeq \frac{q_o^3.t}{\rho L T_m \left(\lambda T_m + \frac{q_o^2.t}{\rho L}\right)} \tag{25}$$

Après intégration, on obtient l'expression suivante :

$$S_g \simeq \frac{q_o}{T_m}.t - \frac{\rho L \lambda}{q_o} \ln\left(1 + \frac{q_o^2.t}{\rho L \lambda T_m}\right) \tag{26}$$

que l'on peut adimensionnaliser avec $Bi = \frac{q_o \delta}{\lambda \Delta T}$:

$$S_g^* \simeq Bi.Ste.Fo - \frac{T_m}{\Delta T}\frac{1}{Bi} \ln\left(1 + \frac{\Delta T}{T_m} Bi^2.Ste.Fo\right) \tag{27}$$

Ainsi, pour un rapport $\frac{q_o^2.t}{\rho L \lambda T_m} < 1$, le terme logarithmique peut être approché par un développement limité au second ordre. L'entropie générée suit alors une loi en t^2 :

$$S_g \simeq \frac{q_o^3}{\rho L \lambda T_m^2}.t^2 \qquad \text{soit} \qquad S_g^* \simeq \frac{\Delta T}{T_m} Bi^3.Ste^2.Fo^2 \tag{28}$$

Si $\frac{q_o^2.t}{\rho L \lambda T_m} \ll 1$, l'entropie générée suit une loi linéaire avec le temps :

$$S_g \simeq \frac{q_o}{T_m}.t \qquad \text{soit} \qquad S_g^* \simeq Bi.Ste.Fo \tag{29}$$

Comme le montre la figure 1, la production d'entropie suit un comportement dépendant des conditions limites appliquées. Cela est plutôt sensible dans les premiers instants. Enfin,

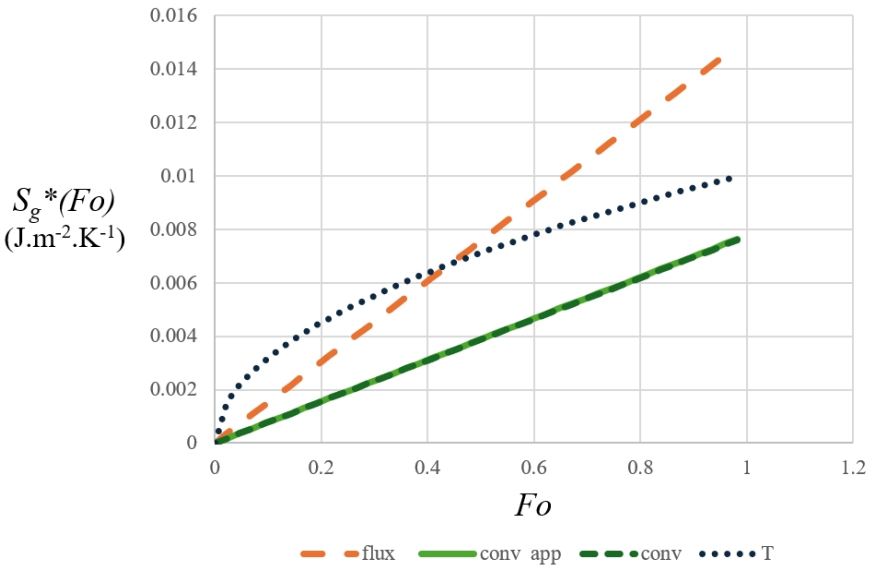


Figure 1 : *Production d'entropie adimensionnée S_g^* en fonction du nombre de Fourier selon les conditions limites appliquées (flux imposé éq.(29), convection éq.(21) et éq.(20) et température imposée éq.(15))*

l'efficacité exergétique du stockage durant la phase de charge est décrite par la relation suivante dans laquelle la production d'entropie apparaît explicitement [6] :

$$\eta = 1 - \frac{T_{env} S_g}{Ex_o} \tag{30}$$

3. Étude expérimentale

Un échantillon est placé entre deux fluxmètres qui mesurent aussi la température. L'échantillon est isolé latéralement par du polystyrène extrudé. La sollicitation thermique est assurée par une résistance chauffante que l'on soumet à un créneau par application d'une tension et d'un courant sur une durée définie. L'ensemble est inséré entre deux plaques en cuivre dans lesquelles circule de l'eau alimentée par un bain thermostaté. Ces plaques ont pour rôle d'imposer une température initiale. Il est ainsi possible de solliciter le matériau de deux façons différentes, l'application d'un créneau de flux pouvant se faire soit sur une seule face soit sur les deux faces. Après le créneau, les plaques permettent à l'échantillon de revenir à sa température initiale. La figure 2 représente le schéma expérimental. Ainsi, une mesure consiste à imposer une

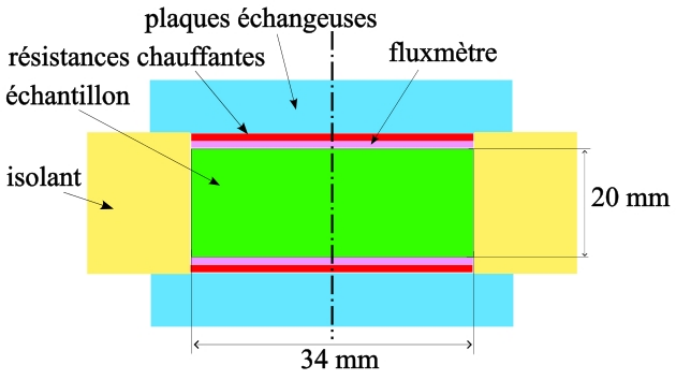


Figure 2 : *Dispositif expérimental*

température initiale à un échantillon à l'aide des deux plaques échangeuses en restant au plus près de T_m. À l'instant $t = 0$ et jusqu'au temps $t = t_0$, la résistance chauffante est alimentée (tension et courant constants). Les densités de flux et les températures à chaque face sont mesurées par les fluxmètres avec un pas de temps de 0,1 s. Le traitement des valeurs fournies par les fluxmètres repose sur le calcul du flux entropique $j = q/T$ et de son intégrale au cours du temps $J(t)$ et qui peut être déterminée à la paroi :

$$J_0(t) = \int_0^t \frac{q}{T} \mathrm{d}t \tag{31}$$

Nous poursuivons l'étude précédente [1] en travaillant sur les mêmes échantillons. Il s'agit de matrices de graphite naturel expansé (GNE) recomprimé obtenues par compression uniaxiale de vermicules de GNE dans un moule. Ces matrices sont ensuite imprégnées de paraffine RT27 de la société Rubitherm et dont les propriétés sont consignées dans le tableau 1. Les échantillons

état	ρ kg.m^{-3}	c J.kg^{-1}.K^{-1}	λ W.m^{-1}.K^{-1}
solide	870	2400	0,24
liquide	760	1800	0,15
autres	T_{pc} °C	L_{pc} kJ.kg^{-1}	
	27	179	

Tableau 1 : *Propriétés du matériau à changement de phase RT27*

GNE+RT27 se présentent sous forme de cylindre de 34 mm de diamètre et 20 mm d'épaisseur

avec une fraction massique de 10 % de graphite et de 90 % de paraffine et possèdent une conductivité mesurée à 6,8 W.m^{-1}.K^{-1}.

4. Résultats et interprétation

Plusieurs mesures ont été effectuées à l'aide du montage expérimental précédemment décrit en se plaçant à une température initiale légèrement inférieure à la température de changement d'état de la paraffine. Comme montré précédemment [1], le modèle est 1D. On se retrouve le plus proche possible des conditions correspondantes au problème de Stefan. Différents créneaux aussi bien en durée qu'en puissance d'alimentation des résistances chauffantes ont été appliqués. La figure 3 présente un exemple de sollicitation en termes d'écart de température $\Delta T = T - T_i$ et de densité de flux de chaleur q mesurés en fonction du temps.

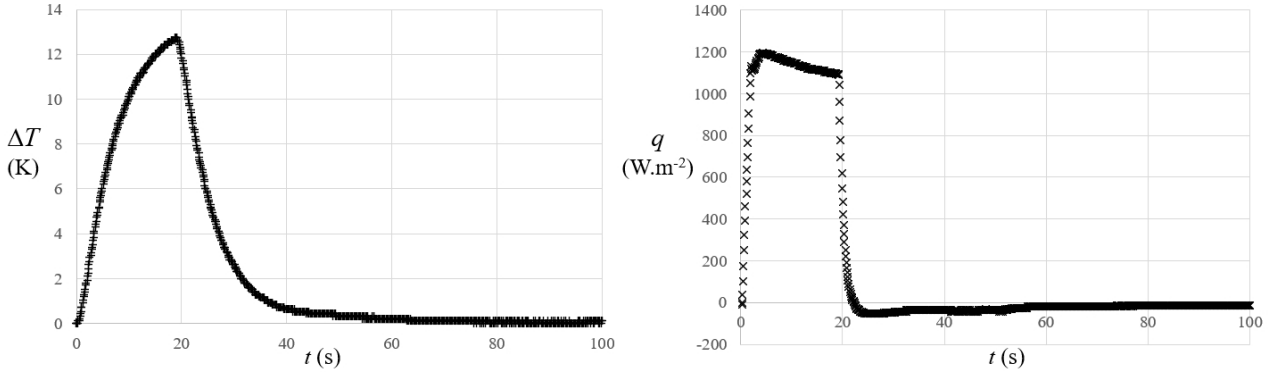


Figure 3 : *Évolution au cours du temps de l'écart de température $\Delta T(t) = T(t) - T_i$ et de la densité de flux q mesurés en surface de l'échantillon soumis à un créneau de flux*

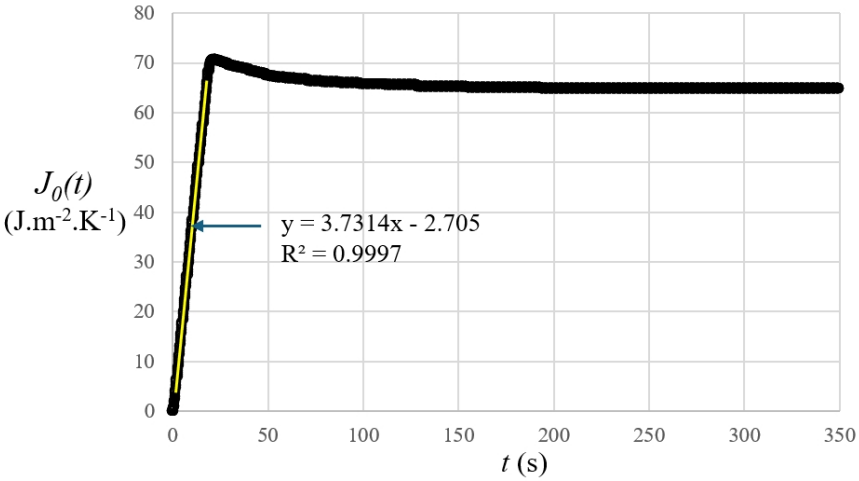


Figure 4 : *Évolution au cours du temps de l'entropie surfacique $J_0(t)$.*

La figure 4 montre l'évolution de $J_0(t)$ au cours du temps. $J_0(t)$ augmente de façon linéaire et atteint un maximum après la fin du créneau. Après un temps $t \sim 10.t_0$, $J_0(t)$ se rapproche de sa valeur asymptotique. Notons que la phase de montée peut être approchée par une fonction linéaire du temps. Nous avons identifié la pente pour plusieurs expériences (durée t_0 et densité de puissance appliquée q_0) (voir tableau 2).

On a pu ainsi remarquer que, pour $0 < t \leq t_o$, on a :

$$J_0(t) = \int_0^t \frac{q}{T} \mathrm{d}t \simeq \frac{q_o}{T_m} t \simeq S_g(t) \tag{32}$$

Exp. n°	1	2	3	4	5	6
t_0 (s)	6.2	7.5	11	13	19.1	33.3
q_o (W.m^{-2})	860	1620	910	1056	1089	998
$J_0(t_0)$ (J.m^{-2}.K^{-1})	17.7	40.4	32.8	44.8	67.4	109.2
pente	3.34	5.59	3.26	3.72	3.73	3.56
$S_g(t_0)$ (J.m^{-2}.K^{-1})	17.5	40.4	32.5	44.2	66.7	109.0
écart (%)	1.1	0.2	1.0	1.2	1.0	0.2

Tableau 2 : *Résultats de mesures issues de 6 expérimentations et comparaison aux valeurs calculées de* $S_g(t_0)$.

correspondant donc à la production d'entropie dans le cas du flux imposé. Du fait de la relativement forte conductivité (6,8 W.m^{-1}.K^{-1}) et des conditions de température, nous vérifions bien que $2Bi^2SteFo \ll 1$. Il est donc remarquable que, dans ce cas-là, la mesure en surface du flux de chaleur entrant permet d'accéder à la production d'entropie dans le volume causée par le gradient de température entre la paroi et le front de fusion. Ceci conduit directement à l'évaluation de l'efficacité exergétique du stockage durant la phase de charge. Il s'agira ensuite d'estimer la production d'entropie au cours de la phase de décharge pour pouvoir déterminer l'efficacité du stockage sur un cycle complet.

5. Conclusion

Les expressions de la production d'entropie lors de la charge ont été établies pour différents types de conditions limites (température imposée, flux imposé, convection). L'évolution au cours du temps de l'entropie générée peut prendre diverses formes selon la condition limite appliquée. Cette entropie générée est uniquement due au transfert de chaleur dans la partie passée à l'état liquide lors de la phase de charge. Elle peut être approchée par une loi linéaire en temps qui fait intervenir le flux imposé à la surface rapporté à la température de fusion sous conditions que $2Bi^2SteFo \ll 1$. Autrement dit, l'entropie générée dans le volume peut être déterminée à partir de la mesure du flux en paroi. Elle renseigne directement sur l'efficacité de la phase de charge et *in fine* du stockage. Nous poursuivrons l'étude pour d'autres conditions limites et dans le cas où $2Bi^2SteFo$ est proche de 1 voire supérieur à 1. Finalement, il s'agira de prendre en compte, non seulement la production d'entropie au sein du matériau au cours de l'ensemble du cycle mais aussi au niveau des autres composants tels que les échangeurs de chaleur. L'optimisation du système de stockage consistera à minimiser la contribution de chaque composant.

Références

[1] R. Olivès, J.-M. Mancaux, Caractérisation de matériaux à changement de phase solide-liquide par bilan entropique, *Congrès Français de Thermique SFT*, Strasbourg, juin 2025.

[2] A. Bejan, *Entropy Generation Minimization*, CRC Press, Boca Raton, NY, (1995)

[3] A. D. Solomon, On modeling for moving boundary problems, *Proceedings of the workshop on solar energy storage*, Panjab University, Chandigarh, India, 1979.

[4] Ch. Charach, I. L. Rubinstein, On entropy generation in phase-change conduction, *J. Appl. Phys.* 66 (9) (1989).

[5] H. Hehling, L. F. Cabeza, *Heat and cold storage with PCM*, Ed. Springer, (2008)

[6] I. Dinçer, M.A. Rosen, *Thermal energy storage : Systems and applications*, Ed. Wiley, (2002)

Résultats préliminaires de matériaux composites à base de céramiques recyclées intégrant un matériau à changement de phase pour la récupération de chaleur fatale industrielle

Preliminary results on composite materials with recycled ceramics incorporating a phase change material for industrial waste-heat recovery

Sarah LEVY[1*], Benjamin GREGOIRE[1], Fernando PEDRAZA[1], Alexandre GODIN[1], Marie-Sara MAZEN[2], Fabrice ROSSIGNOL[2], José LARA CRUZ[3], Jean-Pierre BEDECARRATS[3], Marie DUQUESNE[1]

[1] Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement (LaSIE, UMR-CNRS 7356), La Rochelle Université, Avenue Michel Crépeau, 17042 La Rochelle, France.
[2] Institut de Recherche sur les Céramiques (IRCER, UMR-CNRS 7315), Université de Limoges, 12 rue Atlantis, 87068 Limoges, France.
[3] Laboratoire de Thermique, Energétique et Procédés (LaTEP), Université de Pau et des Pays de l'Adour, Rue Jules Ferry, BP 7511, 64 075 Pau Cedex, France.
*(auteur correspondant : sarah.levy@univ-lr.fr, marie.duquesne@univ-lr.fr)

Résumé

L'industrie française reste fortement consommatrice d'énergie, notamment de chaleur issue de combustibles fossiles, tandis que les besoins industriels européens exigent souvent des températures supérieures à 500 °C. Les travaux visent à développer un composite céramique-MCP pour le stockage thermique haute température. Le matériau choisi combine un eutectique Al-Si et un mélange céramique, chacun à 50 % massique le tout lié grâce à un ciment d'aluminate de calcium. Après pressage et traitement à 600 °C, la matrice poreuse montre une cohésion limitée en raison d'une hydratation insuffisante du ciment avant traitement thermique. Les particules d'Al-Si, encapsulées dans une coquille d'alumine, assurent néanmoins un bon confinement du MCP même lors de cycles de fusion-solidification répétés. Les analyses par calorimétrie différentielle à balayage révèlent une fusion stable du composite céramique-MCP autour de 580 °C ainsi qu'une chaleur latente élevée (> 210 J/g), montrant le potentiel du matériau pour une intégration future en impression 3D.

Abstract

The French industry remains a major energy consumer, particularly for heat produced from fossil fuels, while European industrial processes often require temperatures above 500 °C. This work aims to develop a ceramic-PCM composite for high-temperature thermal storage. The selected material combines an Al-Si eutectic and a ceramic mixture, each at 50 wt%, all bounded with calcium aluminate cement. After pressing and heat treatment at 600 °C, the porous matrix shows limited cohesion due to insufficient cement hydration prior to the heat treatment. The Al-Si particles, encapsulated in an alumina shell, ensure effective confinement of the PCM even under repeated fusion-solidification cycles. DSC analyses reveal that the ceramic-PCM composite material is stable with repeatable melting at around 580 °C and a high

latent heat (> 210 J/g), demonstrating the material's potential for future integration in 3D printing.

1. Introduction

Selon les accords de Paris, la réduction des émissions de gaz à effet de serre, nécessaire pour limiter le réchauffement climatique à moins de 2 °C, exigera des efforts considérables de l'ensemble des secteurs énergétiques. En France, l'industrie représentait environ 18,4 % de la consommation nationale d'énergie finale en 2023 avec une forte dépendance aux combustibles fossiles et à l'électricité pour la production de chaleur [1] alors qu'à l'échelle de l'Union Européenne, plus de 50% de la demande totale des industries métallurgique, chimique et céramique nécessitent une production de chaleur à plus de 500 °C [2].

Ce besoin énergétique croissant et la nécessité de limiter l'emploi de sources d'énergie fossiles conduisent à récupérer de la chaleur fatale [3] dont les sources sont essentiellement intermittentes et localisées. Actuellement, seule une part estimée à 20 % de cette chaleur est effectivement utilisée. Quelle que soit la gamme de température, la récupération de cette chaleur, même en partie, représente un levier majeur de décarbonation de l'industrie (513 $MtCO_{2eq}$/an à l'échelle de l'UE pour un stockage thermique > 500 °C [4]). Cette récupération contribue à une réduction de la consommation et des coûts énergétiques, des émissions des gaz à effet de serre puis au renforcement de la souveraineté énergétique des industries.

Les accumulateurs de chaleur à base de céramique sont couramment utilisés pour la récupération de chaleur sous forme sensible en raison de leur excellente stabilité thermique et chimique, ainsi que de leur faible coût [5]. Le stockage thermique s'effectue à partir de surplus d'électricité, souvent d'origine renouvelable, ce qui permet aux secteurs industriels l'utilisation de ces mêmes systèmes de stockage sous forme de « Power to Heat » lors des périodes économiquement intéressantes et de réduire leurs coûts énergétiques et de diminuer leur dépendance aux combustibles fossiles. Le projet ACCELERE-3D du programme scientifique de grande ambition régionale PSGAR CERENA (Contribution de la Nouvelle-Aquitaine à la souveraineté énergétique nationale juste et bas carbone) vise à développer des solutions compactes de stockage d'énergie thermique avec des performances énergétiques améliorées. Ces solutions reposent sur l'utilisation de matrices supports gyroïdales en céramique dont la porosité est imprégnée avec des matériaux de stockage d'énergie (matériaux à changement de phase, MCP). La densité énergétique élevée des MCP, leur capacité à stocker à température quasi-constante et la diversité des matériaux disponibles font des systèmes de stockage à chaleur latente des technologies particulièrement compétitives en faveur de la décarbonation de l'industrie [6].

Néanmoins, le changement de phase solide-liquide engendre un risque de fuite en phase fondue dû aux changements volumiques générant des contraintes volumiques internes mais aussi une dégradation chimique et des performances thermiques liées au cyclage journalier. Ainsi, le développement des MCP composites fait l'objet de nombreux travaux présentés dans la littérature. Ils ont pour objectif d'améliorer les performances des MCP mentionnés dans la Figure 1 et de faciliter leur manipulation et intégration aux applications. Il s'agit d'éviter les fuites de liquide lors de la fusion du MCP, de protéger celui-ci vis-à-vis de l'environnement extérieur, de gérer localement le problème de changement de volume propre aux MCP solide-liquide, de réduire les effets de ségrégation et sédimentation quand ils existent et de permettre d'améliorer les transferts thermiques.

Dans notre cas d'étude, les matériaux composites à changement de phase (MCCP) sont constitués de poudres minérales issues de matières premières recyclées imprégnées de MCP inorganique ou métallique (travaux du LaTEP et LaSIE). Dans un second temps, l'étude sera

poursuivie en utilisant des structures architecturées poreuses, imprimées en 3D (travaux de l'IRCER) imprégnées du MCP choisi.

2. Screening et sélection

Les MCP tels que les sels inorganiques et matériaux métalliques pouvant être utilisés pour le stockage de chaleur dans la gamme 500–800 °C sont présentés en Figure 1 [7]. Une partie de ces matériaux a été largement étudiée dans la littérature, en particulier les mélanges de nitrates et de chlorures, notamment pour le stockage de chaleur sensible par sels fondus dans les centrales solaires à concentration (CSP). Bien qu'ils présentent une température de fusion élevée et un coût relativement faible, leur stabilité chimique constitue un enjeu majeur pour la durabilité des systèmes, en particulier en raison de la corrosion des aciers avec lesquels les MCP sont en contact [8].

Pour l'intégration d'un MCP dans une matrice céramique, plusieurs paramètres critiques doivent être pris en compte au-delà des aspects thermiques. Il s'agit notamment de garantir une stabilité chimique entre le MCP et la matrice céramique et d'anticiper les variations volumiques entre les phases liquide et solide. Les MCP métalliques, eux, se distinguent par leur excellente conductivité thermique (150 W/m/K par exemple pour des alliages d'aluminium [9]), assurant des cycles de charge et de décharge rapides. Cela est particulièrement avantageux lorsque le coût de l'électricité devient négatif (surplus d'énergie) car il est possible de stocker rapidement sans endommager le système à l'aide d'éléments résistifs chauffants.

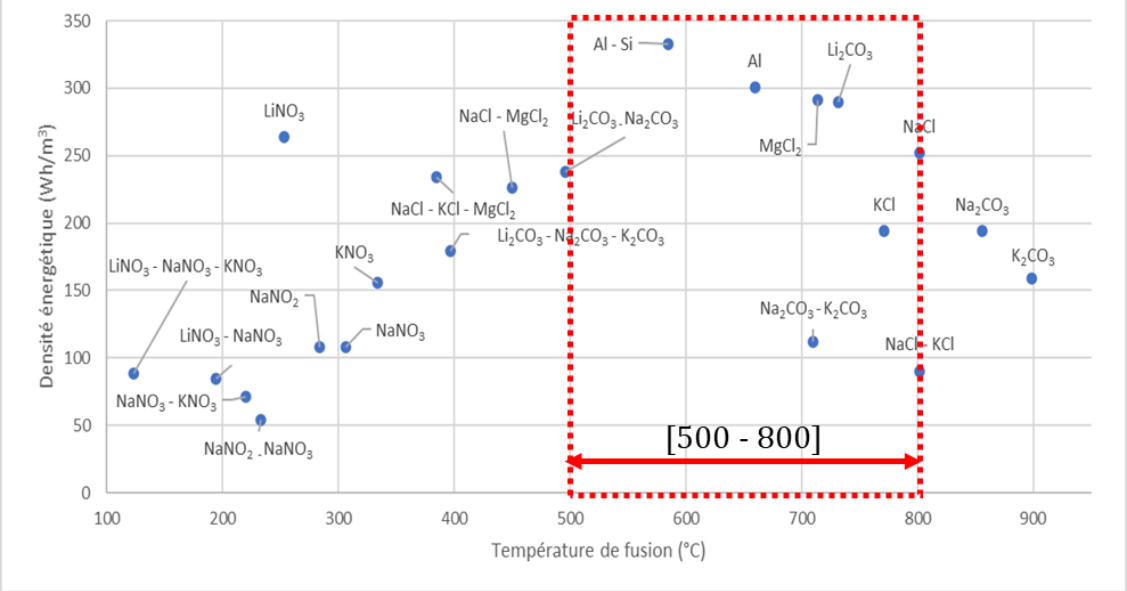


Figure 1: Répartition des différents MCP inorganiques en fonction de leur densité énergétique volumique et de leur température de fusion.

Lors des premiers essais d'encapsulation de MCP à transition solide-liquide dans une matrice céramique, notre choix s'est porté vers l'eutectique Al-Si (88-12 % massique) pour sa température de fusion de 572 °C et sa chaleur latente de fusion de 441 J/g [10] répondant aux exigences thermiques du stockage à haute température. A noter que les valeurs de chaleur latente peuvent varier d'une étude à une autre en raison des différences de composition réelle de l'alliage, de microstructure, d'oxydation ainsi que des conditions et méthodes de mesures. Par ailleurs, les particules d'Al-Si sont recouvertes d'une coquille d'alumine (Al_2O_3), cette couche d'alumine protectrice, a été largement étudiée pour ses propriétés anticorrosion dans des secteurs tels que l'aéronautique [11] et dans une étude pour les centrales solaires à concentrations [12]. Cela permet donc d'envisager la formation d'un MCCP entièrement solide avec confinement du MCP à transition solide-liquide du type cœur coquille. Cette configuration

limite les risques de fuite du MCP à l'état liquide et réduit les déformations d'origine volumique mentionnées précédemment tout en conservant la conductivité thermique de l'alliage permettant d'intensifier les transferts thermiques.

Toutefois, le contrôle de la taille des particules d'Al-Si et les conditions de formation de la couche protectrice en alumine sont essentiels afin de garder un cœur métallique protégé de l'environnement extérieur (i.e. flux de gaz chaud) pour des applications nécessitant un cyclage thermique fréquent autour du point de fusion du MCP. Dans l'étude de *T. Nomura et al.* [13], des particules sphériques d'Al-Si, d'une composition proche de celle de notre étude : Al-25 % massique Si (T_{fus} = 577 °C et L_{fus} = 432 J/g) présentant un diamètre moyen de 36 µm et recouvertes d'une couche périphérique d'alumine d'1 µm d'épaisseur ont été obtenues après fonctionnalisation par la formation de boehmite suivi d'un traitement thermique à 1130 °C. Les auteurs ont également montré que les particules conservent leurs propriétés thermiques après 300 cycles en DSC, sans qu'aucune fuite ne soit observée. La fonctionnalisation de particules sphériques d'Al-Si sera donc étudiée afin de garantir le confinement du MCP dans une coquille d'alumine. En effet, les coquilles d'alumine formées autour des particules d'Al-Si jouent un rôle de barrière protectrice, limitant les interactions chimiques entre le MCP et les espèces chimiques environnantes.

3. Protocole expérimental de préparation des MCCP

La préparation des pastilles de MCCP est présentée dans la Figure 2. Les matériaux utilisés comme matrice support constituent un mélange de poudres composé d'andalousite, de fumée de silice, toutes deux issues de déchets céramiques recyclés, de carbure de silicium et de SECAR 71 comme liant hydraulique (ciment d'aluminates de calcium, fournisseur IMERYS) le tout désigné comme le mélange M1. Le mélange M1 et l'eutectique Al-Si (Toyal, avec un diamètre compris entre 5 et 20 µm) sont pesés sous forme de poudres (50 : 50 % massique) avec une précision de 10^{-5} g, puis homogénéisés à l'aide d'une spatule. Une quantité contrôlée d'eau distillée ultrapure est ensuite ajoutée afin qu'elle réagisse avec le ciment SECAR 71 avant une nouvelle étape d'homogénéisation.

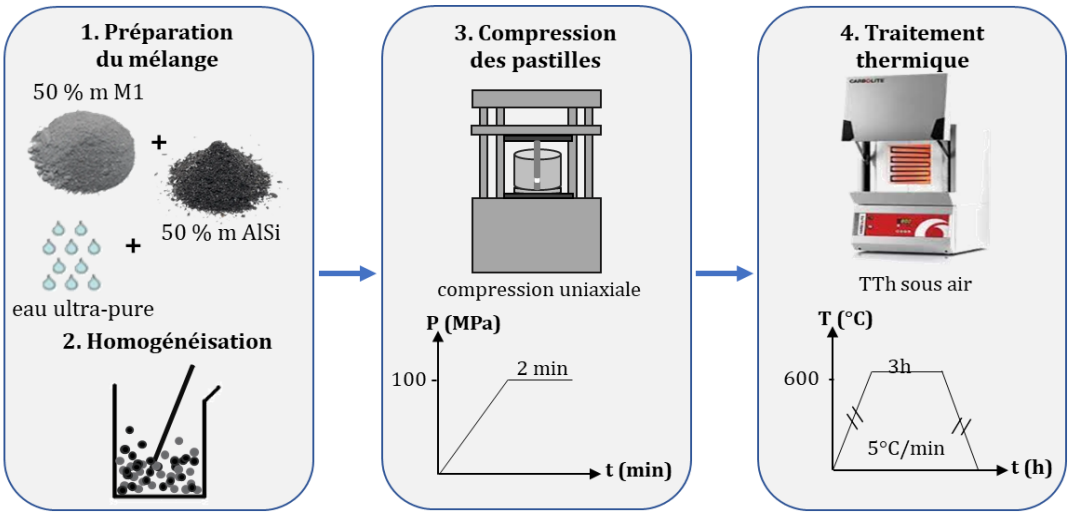


Figure 2 : Procédé de fabrication et mise en forme des MCCP (M1- Al-Si, 50 :50 % massique).

Les pastilles sont formées à l'aide d'une pastilleuse (Ø 5 mm) et par compression uniaxiale (Instron™ 5969 avec une cellule de force de 50 kN) en appliquant 100 MPa et en maintenant cette valeur de pression pendant 2 minutes. Elles sont ensuite traitées thermiquement dans un four à moufle sous air jusqu'à 600 °C, avec une rampe de chauffe de 5 °C/min, un palier

isotherme à 600 °C de 3 h, puis un refroidissement à 5 °C/min permettant la pré-oxydation des particules de MCP (permettant la formation d'une couche d'oxyde d'aluminium protectrice à haute température), la fusion du MCP et la consolidation du MCCP. Enfin, les pastilles sont pesées, mesurées au pied à coulisse, puis sont enrobées d'une feuille de cuivre et mises en coupe transverse à l'aide d'une enrobeuse à chaud à 190 °C avec une résine conductrice. Les pastilles enrobées sont ensuite polies à sec au papier SiC jusqu'au grade 2400 afin d'éviter toute altération de la matrice et faciliter les observations en coupe transverse en microscopie électronique à balayage.

4. Caractérisation expérimentale

L'utilisation de pastilles permet une caractérisation multi-technique du MCCP, leur diamètre peut être adapté en fonction de l'appareillage utilisé (DSC, DRX, MEB). En calorimétrie différentielle à balayage (DSC), elles présentent également l'avantage de limiter le mouillage des sels inorganiques, ceux-ci étant emprisonnés dans la matrice céramique, ce qui contribue à préserver la pérennité de l'appareillage.

Les pastilles préparées permettent d'éviter toute altération de la matrice et de faciliter les observations : vue du dessus en microscopie optique (Keyence VHX-7000 utilisant l'objectif polarisé ZS-200 au grandissement 200) et en coupe transverse en microscopie électronique à balayage (Axia ChemiSEM fonctionnant à 20 kV en mode haut vide). Les images ont été obtenues par électrons rétrodiffusés (BSE) fournissant un contraste chimique.

D'autres observations ont été effectuées en utilisant un spectromètre Raman haute résolution LabRAM HR Evolution (Horiba) équipé d'un microscope confocal Olympus BX 41 et d'un détecteur CCD. Le laser Nd : YAG a été utilisé à une longueur d'onde de 532 nm avec une puissance maximale de 8 mW. Les spectres Raman ont été acquis avec un objectif x 100 et une puissance de 10 % avec un temps d'accumulations de 30 secondes et deux accumulations successives. Les signaux Raman de la α-Al_2O_3 ont été enregistrés entre 500 et 800 nm.

Les analyses thermiques ont été effectuées à l'aide d'un calorimètre différentiel à balayage SETARAM Labsys Evo 1600. Les mesures ont été réalisées entre 40 et 600 °C avec une rampe de chauffe de 5 °C/min. Chaque échantillon a été analysé dans un creuset en alumine contenant environ 30 mg de matériau. Avant chaque mesure, un blanc a été réalisé et chaque matériau a été testé trois fois afin de déterminer une moyenne des propriétés thermiques. Enfin, deux atmosphères ont été testées : air synthétique et argon (avec $O_2 < 2$ ppm et $H_2O < 3$ ppm).

5. Résultats et discussion

La Figure 3.a) présente une coupe transverse du mélange M1–Al-Si (50 : 50 % massique) après traitement thermique à 600 °C sous air, observée au MEB et b) la pastille après traitement thermique en microscopie optique vue du dessus et de profil. On observe sur la Figure 3.a) de nombreux vides et une faible cohésion entre les différentes particules causant une fragilité de la matrice et une fissuration de la pastille après traitement thermique (Figure 3.b).

Cette fragilité peut s'expliquer par la faible prise en eau du SECAR 71, insuffisante pour assurer une consolidation efficace de la matrice avant le traitement thermique. Par ailleurs, la distribution des différentes poudres apparaît hétérogène : on observe sur la Figure 3.a) une différence de granulométrie entre les différentes particules constituant le mélange M1 et celles de l'eutectique Al–Si et sur la Figure 3.b) des zones claires et sombres ainsi que des billes d'Al-Si cristallisées indiquant un évidement partiel des particules métalliques lors du traitement thermique. Généralement, l'homogénéisation d'un matériau de type MCP solide–liquide se produit lors de la fusion du MCP, permettant une redistribution plus uniforme de la phase liquide dans l'espace inter-particulaire et au sein de la porosité de la matrice céramique [14]. Dans notre

cas, la phase liquide du MCP est emprisonnée dans une coquille d'alumine α qui constitue la phase la plus stable de l'alumine [15], détectée par photoluminescence à l'aide du spectromètre Raman (Figure 4.a). Cette couche d'alumine α s'est formée par oxydation de l'aluminium lors du traitement thermique du MCCP sous air du laboratoire à 600 °C.

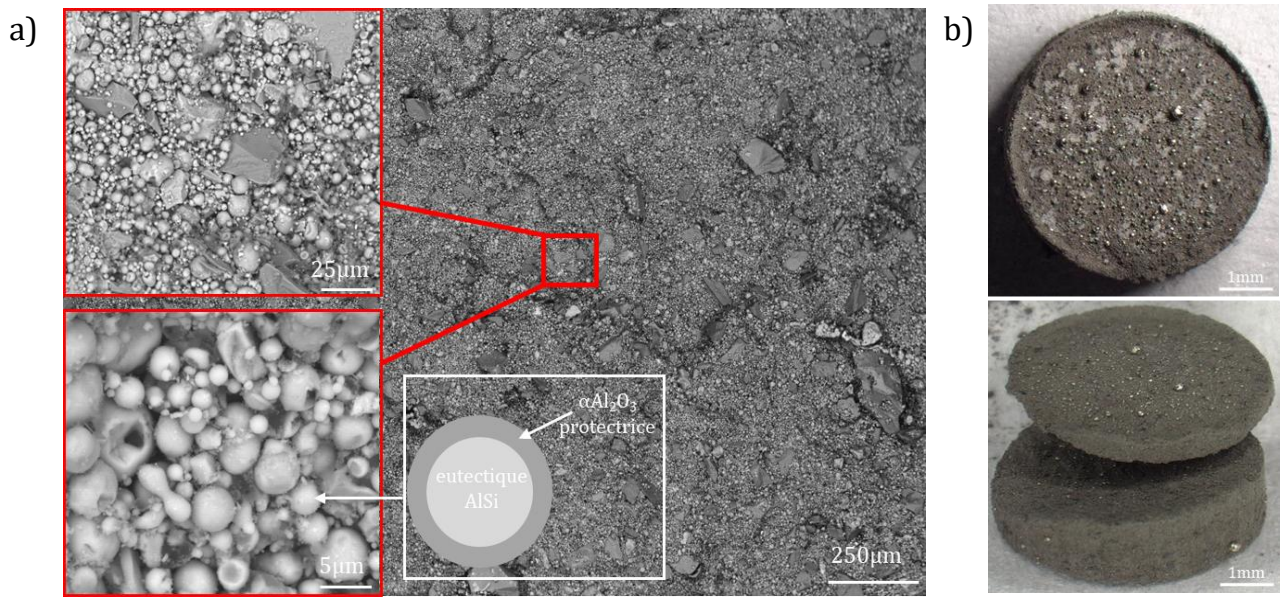


Figure 3 : Images du mélange M1-Al-Si (50 : 50 % massique) après traitement thermique à 600 °C sous air a) en coupe transverse observée au MEB et b) en microscopie optique vu du dessus et de profil.

Cette enveloppe sert de barrière chimique, protégeant le cœur métallique contre l'oxydation et la corrosion dans des environnements agressifs, notamment les sels fondus [15], tout en prévenant les fuites et en assurant la stabilité fonctionnelle du MCP sur le long terme. De plus, la présence d'alumine dans la matrice céramique favorise la compatibilité chimique entre la coquille et la matrice.

La formation de cette coquille garantit ainsi le maintien du cœur métallique et la capacité de stockage thermique, comme le confirment les analyses DSC présentées à la Figure 4.b.

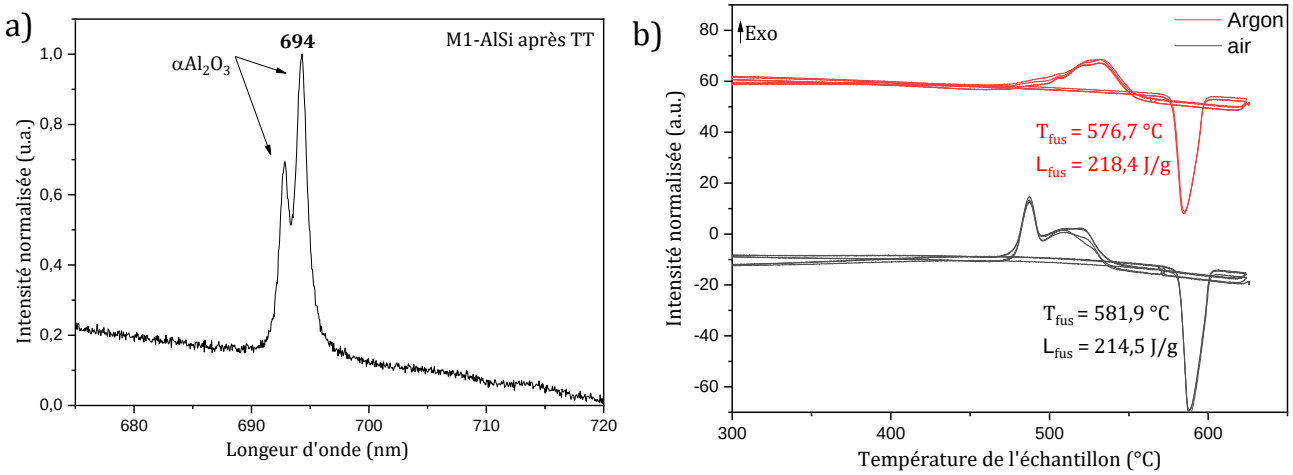


Figure 4 : a) Spectre de l'alumine alpha (αAl_2O_3) détectée en fluorescence en périphérie de particules d'Al-Si et b) les thermogrammes obtenus en DSC des MCCP sous air synthétique et sous argon (trois répétitions par échantillon).

Ces analyses représentent trois cycles successifs de fusion et de solidification à 600 °C, chaque cycle étant effectué avec des rampes de chauffe et de refroidissement de 5 °C/min, sous deux atmosphères distinctes (air synthétique et argon). On retrouve pour les cycles effectués

sous argon, une température moyenne de fusion égale à 576,7 °C, ainsi qu'une chaleur latente de 218,4 J/g, en accord avec la littérature [10]. Les résultats sous air montrent une température de fusion légèrement plus élevée (+ 5,2 °C) mais cela reste dans l'incertitude de la machine (3 %) ainsi qu'une enthalpie de fusion proche de celle sous argon (- 4 J/g). Les différents pics de recristallisation sous air (pics exothermiques dirigés vers le haut) montrent néanmoins des phénomènes qui seront à caractériser dans la suite des travaux. Les résultats confirment la conservation des caractéristiques de fusion et de solidification du matériau.

Le choix de ce MCP microencapsulé facilitera l'intégration du matériau lors de l'impression 3D : les particules d'Al-Si oxydées peuvent se loger dans les espaces inter-particulaires de la matrice et assurer une bonne compatibilité chimique entre les deux composants lors de l'impression.

L'obtention d'un MCCP entièrement solide permet d'envisager l'incorporation d'un second MCP solide-liquide ou solide-solide afin d'augmenter la capacité de stockage thermique et/ou de fournir un contrôle en température différent de l'Al-Si. L'ajout d'autres matériaux à changement de phase tels que des sels inorganiques pourrait donc être envisagé puisque leurs températures de transitions solide-solide et températures de fusion couvrent une large gamme de températures [16].

6. Perspectives

La poursuite de cette étude portera tout d'abord sur l'hydratation du mélange de poudres céramiques afin d'optimiser les réactions d'hydratation et de décomposition du ciment en grenat afin d'assurer une liaison adéquate entre les différentes poudres et une cohésion globale du MCCP. Dans un second temps, les propriétés thermiques du composite seront analysées (DSC) afin de caractériser les transitions de phase du MCP (température de changement d'état et enthalpie de fusion) ainsi que les analyses de capacité calorifique du composite. Ces résultats seront complétés par un cyclage thermique permettant d'évaluer la stabilité chimique et thermomécanique du composite à long terme et la conservation de la capacité de stockage.

Références

[1] « Bilan électrique 2024. Rapport complet RTE, France » https://assets.rte-france.com/analyse-et-donnees/2025-09/BE2024%20-%20Rapport%20Complet.pdf

[2] « Fraunhofer ISI (2024): Direct electrification of industrial process heat. An assessment of technologies, potentials and future prospects for the EU. Study on behalf of Agora Industry. » Consulté le: 18 novembre 2025.https://www.agora-industry.org/fileadmin/Projects/2023/2023-20_IND_Electrification_Industrial_Heat/A-IND_329_04_Electrification_Industrial_Heat_WEB.pdf?utm_source=chatgpt.com

[3] « ADEME (2017), La chaleur fatale », Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie (ADEME), ISBN : 979-1-02970-895-4.

[4] H. Kauko *et al.*, « Industrial thermal energy storage. Supporting the transition to decarbonise industry », 2022, Consulté le: 18 novembre 2025.https://repository.tno.nl/SingleDoc?docId=55324

[5] X. Lao, X. Xu, W. Jiang, J. Liang, et J. Liu, « Effect of excess MgO on microstructure and thermal properties of cordierite ceramics for high-temperature thermal storage », *Ceram. Int.*, vol. 45, nº 17, Part A, p. 22264-22272, déc. 2019, doi: 10.1016/j.ceramint.2019.07.252.

[6] S. C. Costa et M. Kenisarin, « A review of metallic materials for latent heat thermal energy storage: Thermophysical properties, applications, and challenges », *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 154, p. 111812, févr. 2022, doi: 10.1016/j.rser.2021.111812.

[7] M. Liu *et al.*, « Review and characterisation of high-temperature phase change material candidates between 500 C and 700°C », *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 150, p. 111528, oct. 2021, doi: 10.1016/j.rser.2021.111528.

[8] R. Bradshaw et al., « Corrosion of Alloys and Metals by Molten Nitrates », SAND--2000-8727, 1545803, 174044, août 2001. doi: 10.2172/1545803.

[9] Y. Liu *et al.*, « Thermal conductivity of binary Al alloys with different alloying elements », *J. Alloys Compd.*, vol. 1010, p. 177257, janv. 2025, doi: 10.1016/j.jallcom.2024.177257.
[10] R. Fukahori, *et al.,* « Thermal analysis of Al–Si alloys as high-temperature phase-change material and their corrosion properties with ceramic materials », *Appl. Energy*, vol. 163, p. 1-8, févr. 2016, doi: 10.1016/j.apenergy.2015.10.164.
[11] B. Rannou, « Slurry coatings from aluminium microparticles on Ni-based superalloys for high temperature oxidation protection », Thesis, Université de La Rochelle, 2012. [En ligne]. Disponible sur: https://theses.hal.science/tel-00839790
[12] A. Soleimani Dorcheh *et al.*, « Slurry aluminizing: A solution for molten nitrate salt corrosion in concentrated solar power plants », *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, nº 146, p. 8-15, 2016.
[13] T. Nomura *et al.*, « Microencapsulated phase change materials with high heat capacity and high cyclic durability for high-temperature thermal energy storage and transportation », *Appl. Energy*, vol. 188, p. 9-18, févr. 2017, doi: 10.1016/j.apenergy.2016.11.025.
[14] Y. Chang *et al.*, « Review on ceramic-based composite phase change materials: Preparation, characterization and application », *Compos. Part B Eng.*, vol. 254, p. 110584, avr. 2023, doi: 10.1016/j.compositesb.2023.110584.
[15] B. L. Bates *et al.*, « Creep behavior of pack cementation aluminide coatings on Grade 91 ferritic–martensitic alloy », *Surf. Coat. Technol.*, vol. 240, p. 32-39, févr. 2014, doi: 10.1016/j.surfcoat.2013.12.008.
[16] A. Sharma *et al.*, « Review on thermal energy storage with phase change materials and applications », *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 13, nº 2, p. 318-345, févr. 2009, doi: 10.1016/j.rser.2007.10.005.

Remerciements

Ces travaux sont réalisés dans le cadre du projet ACCELERE-3D du programme PSGAR CERENA. Les auteurs tiennent à remercier la Région Nouvelle Aquitaine pour ce financement et le réseau R3-TESNA qui a permis d'initier les collaborations ayant abouti à ce projet et à ce consortium. Les auteurs remercient aussi l'ANR CPJ « STOCK » de Benjamin Grégoire (ANR-23-CPJ1-0040-01).

Numerical simulation of concrete based modular solid thermal energy storage system

Sarad BASNET[1*], Alix UNTRAU[1], Sonia CARREIRA FERREIRA[2], Sylvain SERRA[1]

[1]Universite de Pau et des Pays de l'Adour, LaTEP, Pau, France
[2]TotalEnergies OneTech, Centre Scientifique et Technique Jean Féger (CSTJF), Avenue Larribau, Pau Cédex 64018, France
[*](Corresponding author: sbasnet@univ-pau.fr)

Abstract—This study presents a hybrid 1D-fluid and 2D-solid numerical model for a solid concrete-based thermal energy storage system. Sensitivity analysis identifies the trade-off for temporal and spatial discretization parameters, maintaining errors below 5%, while physical prevalidation confirms precise thermal gradients and inertia during consecutive 4-hour charge and discharge cycles throughout the 24-hour time horizon. This evaluated framework provides a basis for optimizing future operating strategies to maximize energy use and benefit from grid price variability.

Nomenclature

Latin symbols

A	area, m^2
c_p	specific heat capacity, $\mathrm{J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}}$
d	diameter, mm
h	convective heat transfer coefficient, $\mathrm{W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}}$
L	effective length, m
$\dot{m}$	mass flow rate, $\mathrm{kg \cdot s^{-1}}$
P	perimeter, m
r	radial coordinate, m
R	radius, mm
t	time, s
T	temperature, $^\circ\mathrm{C}$ or K
u	velocity, $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$
x	axial coordinate, m

Greek symbols

λ	thermal conductivity, $\mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$
μ	dynamic viscosity, $\mathrm{Pa \cdot s}$
ρ	density, $\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$

Index and exponent

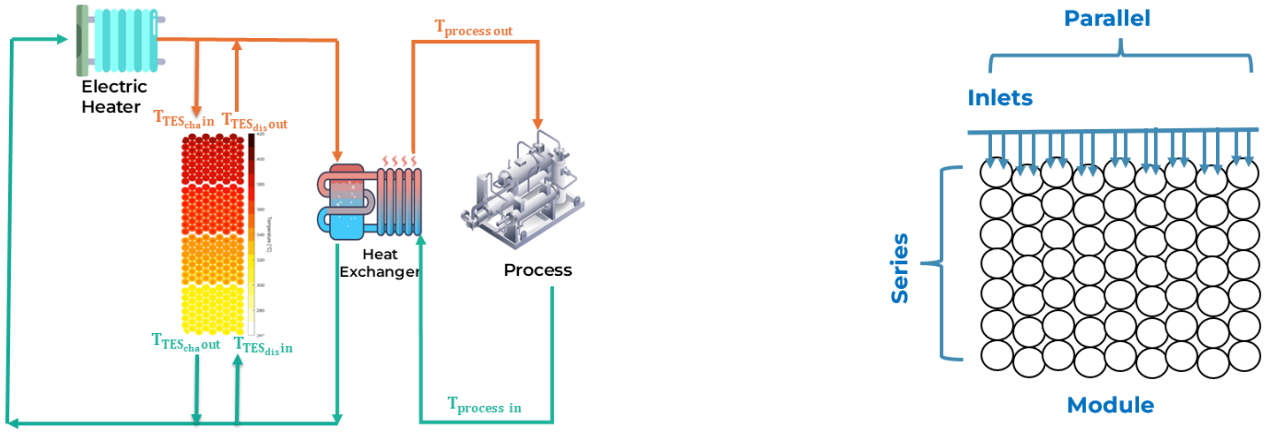
cte	initial at $t = 0$
eff	effective
f	fluid
fs	fluid-solid interface
in	inlet / inner
out	outlet / outer
s	solid
$tube$	pipe/tube

1. Introduction

The integration of high-temperature Thermal Energy Storage (TES) systems into industrial processes offers a promising solution to enhance energy flexibility and decarbonize heat supply. By acting as a thermal buffer, TES bridges a gap between energy supply and demand, a critical capability for both industrial applications and renewable energy integration. High-temperature TES systems, capable of operating above 400°C, are particularly valuable for electric power generation and high-grade industrial heating. Historically, these temperatures are achieved primarily in Concentrating Solar Power (CSP) plants [1, 2], where the integration of TES significantly enhances operational flexibility. Recent studies indicate a growing interest in solid-based TES, particularly concrete-based systems, due to their cost-effectiveness, durability, and thermal stability. Salomoni et al. [2] established guidelines for designing concrete storage modules integrated with solar fields and Organic Rankine Cycle

(ORC) systems. Their work provided simplified procedures for initial sizing and advanced simulation techniques using the Finite Element Method (FEM). Similarly, Doretti et al. [3] introduced a lumped capacitance-based model for the thermal analysis of concrete storage over time. They validated this simulation code against experimental data from a parallelepiped concrete module using mineral oil as the working fluid, underscoring the need for practical prediction tools for real-time applications. Furthermore, Hoivik et al. [4] demonstrated the long-term feasibility of concrete-like materials (e.g., HEATCRETE® vp1) for high-temperature storage. Their analysis of performance data collected over 20 months validated numerical predictions and confirmed the robust performance and material stability of modular concrete systems under various operational modes. While extensive research has been conducted on solid concrete-based TES, a persistent challenge in numerical modeling remains the trade-off between predictive accuracy and computational efficiency. 1D models are simple, while 3D models are computationally costly for extensive analysis. To bridge this gap, we propose a hybrid 1D-fluid/2D-solid approach applied to a high-temperature system (EnergyNest® [4]) coupled with an electric heater. A distinct novelty of this work lies in the implementation of the model within the Pyomo optimization framework solved via the IPOPT solver. This environment is adapted for optimization, facilitating an efficient transition to the dynamic optimization and control strategies. Consequently, while the ultimate goal is to optimize system operation under variable market prices, this specific study concentrates on establishing and validating this optimization-ready numerical framework. Here, we present a dynamic model with rigorous sensitivity analysis on spatial/temporal discretization points and validation of the model with standard charge/discharge cycles throughout the 24-hour time horizon to demonstrate both computational efficiency and physical accuracy.

2. Material and method



(a) Process Scheme (b) Module Geometry

Figure 1: TES system and concrete storage module topology.

The system architecture, illustrated in Figure 1(a), integrates the thermal storage unit within an industrial process loop. In this configuration, the electric heater, driven by grid electricity subject to variable pricing, primarily ensures that the heat transfer fluid (HTF) reaches the required temperature to satisfy the process heat demand. Consequently, the system supports multiple operating modes: the heater can supply energy directly to the process via the heat exchanger, divert energy to charge the storage module for future use during periods of low electricity prices, or allow the storage to discharge and supply the load during peak pricing intervals. This study focuses primarily on the modeling and simulation of the modular storage unit. The TES unit comprises cylinders with dimensions presented in Figure 2 made of a solid concrete storage medium (HEATCRETE® vp1) [4], integrating tubular

structures within each cylinder configured such that the HTF (Therminol® VP-1 [5]) flows through two parallel U-shaped tubes entering at the inlet during charging. These cylinders are aggregated into thermal modules, where seven cylinders are connected in series to form a single 35 m setup and nine cylinders are connected in parallel. The system integrates 63 cylinders per module and 378 cylinders in total to satisfy the industrial process requirements. The system evaluated in this study utilizes a 3 (series) × 2 (parallel) topology, which consists of two parallel modules, each comprising three modules connected in series. The total length of cylinders in series is thus 105 m (3 modules × 35 m/module). Due to the internal U-tube configuration within each cylinder, the fluid must complete both an outbound and return journey, resulting in a total effective travel length of 210 m per branch.

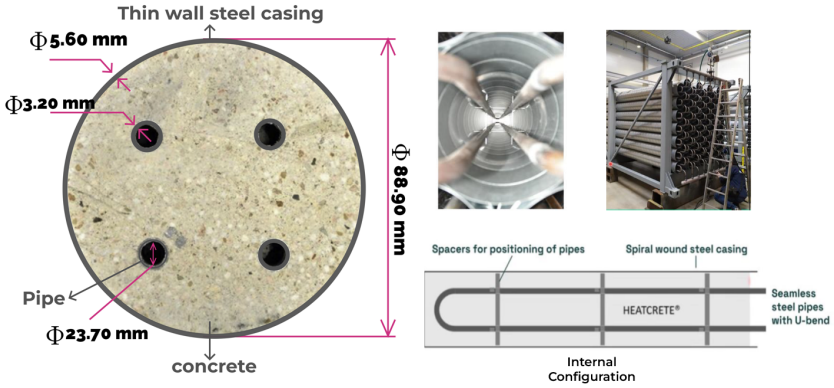


Figure 2: Details of the modular storage unit: Cylinder and tube dimensions [4].

2.1. Assumptions

To reduce modeling complexity, the U-tubes inside all cylinders in series and the manifolds connecting the cylinders are approximated as a continuous linear tube as presented in Figure 3, with a total length of 210 m as explained in the previous paragraph. The cylindrical concrete domain is partitioned into four identical quadrants, each containing one pipe. Each quadrant is assimilated to a 2D axial-radial (x, r) domain as presented in Figure 3. Due to the symmetry between the two U-shaped tubes, only one half of the cylinder is modeled. This domain includes both the outbound and return sections of a single U-shaped tube, thereby representing the full length of a U-shaped tube. It is further assumed that there is no heat exchange between the solid regions surrounding the inbound and return pipes. Parallel branches are not explicitly modeled, assuming uniform flow and heat transfer across the module. An assumption of uniform distribution of flow through the 36 parallel pathways is made. The rationale for this assumption can be attributed to the fact that there is uniformity in the geometry of the tubes coupled with their interconnection through common manifolds, which leads to uniformity in pressure drop between the modules. Consequently, edge effects are neglected, and heat losses to the ambient are not considered, allowing both interior and edge cylinders to be modeled in the same manner.

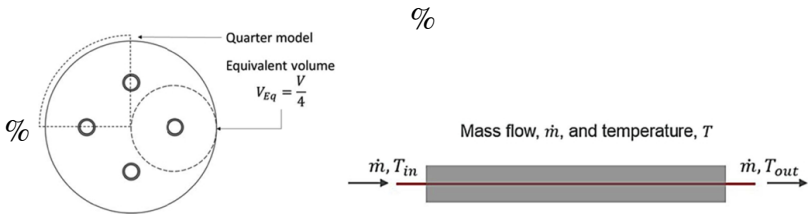


Figure 3: Assumed long tube and quarter model derived from [4].

2.2. Parameters

The thermophysical properties of the solid storage medium (HEATCRETE® vp1) and the heat transfer fluid (Therminol® VP-1), along with the geometric and fluid parameters governing the sim-

ulation, are summarized in Table 1. Although the thermophysical properties of the materials exhibit temperature dependence, they are treated as constant parameters in this study. To accurately approximate material behavior across the operating range of 230.5°C to 390.0°C, all property values were generated at the temperature of 350°C [6]. A comparative analysis confirms that despite significant thermophysical variations in Therminol® VP-1 across the operating range from 390°C to 230.5°C (e.g., a 18% decrease in density), the relative errors in temperatures and energy remain below 1.5% which is negligible. Consequently, the constant property approach provides a high-fidelity, time-efficient approximation for system optimization.

Parameter	Symbol	Value	Unit
Fluid Properties (Therminol ®VP-1) [5]			
Density	ρ_f	769.97	$\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$
Specific Heat Capacity	$c_{p,f}$	2334.84	$\mathrm{J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}}$
Thermal Conductivity	λ_f	0.0864	$\mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$
Dynamic Viscosity	μ_f	1.77×10^{-4}	$\mathrm{Pa \cdot s}$
Solid Properties (HEATCRETE® vp1) [4]			
Density	ρ_s	2366.0	$\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$
Specific Heat Capacity	$c_{p,s}$	1025.0	$\mathrm{J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}}$
Thermal Conductivity	λ_s	1.92	$\mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$
Geometric and Flow Parameters			
Tube Inner Diameter	d_{tube}	23.7	mm
Total Effective Length	L	210.0	m
Flow Area	A_f	4.4×10^{-4}	$\mathrm{m^2}$
Mass Flow Rate	$\dot{m}$	0.33	$\mathrm{kg \cdot s^{-1}}$
Fluid Velocity	u	0.6	$\mathrm{m \cdot s^{-1}}$
Convective Coeff.	h	1582.82	$\mathrm{W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}}$

Table 1: Thermophysical properties and simulation parameters.

2.3. Governing Equations

The heat transfer within the fluid domain is governed by the 1D advection-diffusion equation, incorporating an axial flow term and a source term representing the convective heat exchange of fluid with the solid wall. The energy balance for the fluid is given by:

$$\rho_f c_{p,f} \frac{\partial T_f}{\partial t} = -\rho_f c_{p,f} u_f(t) \frac{\partial T_f}{\partial x} + \lambda_f \frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} + h_{fs} \frac{P_{tube}}{A_{tube}} (T_s|_{r=R_{in}} - T_f) \tag{1}$$

The solid storage material is modeled using the 2D transient heat conduction equation in cylindrical coordinates, accounting for both axial and radial diffusion:

$$\rho_s c_{p,s} \frac{\partial T_s}{\partial t} = \lambda_s \left[\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_s}{\partial r} \right) \right] \tag{2}$$

2.4. Boundary Conditions and Numerical Implementation

The system operates in a cyclic manner with a charge period ($u_f > 0$) and a discharge period ($u_f < 0$). The fluid boundary conditions, presented in Eq. 3, switch dynamically based on the flow direction. During the charging phase, a Dirichlet condition (390°C) is applied at the inlet ($x = 0$), while a Neumann condition is applied at the outlet ($x = L$) to represent fully developed outflow (zero thermal gradient). Conversely, during the discharging phase, the flow reverses; the inlet shifts to $x = L$ with the baseline temperature (230.5°C), and the adiabatic Neumann condition is applied at $x = 0$.

$$Charge(u_f > 0): \quad T_f(0,t) = T_{charge}; \quad \left.\frac{\partial T_f}{\partial x}\right|_L = 0 \tag{3a}$$

$$Discharge(u_f < 0): \quad T_f(L,t) = T_{discharge}; \quad \left.\frac{\partial T_f}{\partial x}\right|_0 = 0 \tag{3b}$$

$$InitialCond.: \quad T_f(x,0) = T_{cte} = 230.5°\mathrm{C} \tag{3c}$$

The system is configured so that charging and discharging do not occur simultaneously. The Neumann boundary condition, $\partial T_f / \partial x = 0$, used for simulating the complete development of the thermal flow, is switched depending on operating charging and discharging modes from the position $x = L$ to $x = 0$ during the cycle. Although this creates a numerical constraint on the fixed length of $L = 210$ m, the

physical accuracy of the simulation is preserved through the strong advection ($u_f = 0.97$ m/s) and the large overall length of the system. This ensures that the axial gradient of temperature reduces naturally near the exit point, thereby avoiding any unphysical deviation of the temperature distribution or the fixed heat transfer coefficient. For the solid domain, the boundary conditions in Eq. 4 describe the convective heat exchange at the inner fluid-solid interface, the adiabatic insulation at the outer walls and cylinder ends where heat losses to the ambient are neglected, and the initial thermal equilibrium state:

$$r = R_{in}: \quad \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial r}\bigg|_{R_{in}} = h_{fs}(T_s - T_f) \qquad \text{(Robin: Coupling)} \tag{4a}$$

$$r = R_{out}: \quad \frac{\partial T_s}{\partial r}\bigg|_{R_{out}} = 0 \qquad \text{(Adiabatic Wall)} \tag{4b}$$

$$x = \{0, L\}: \quad \frac{\partial T_s}{\partial x} = 0 \qquad \text{(Adiabatic Ends)} \tag{4c}$$

$$t = 0: \quad T_s(x, r, 0) = T_{cte} = 230.5^{\circ}\text{C} \qquad \text{(Solid Initial Cond.)} \tag{4d}$$

2.5. Discretization and Resolution Method

The transient energy conservation equations are discretized using the Finite Difference Method (FDM) with a fully implicit Backward Euler time integration scheme to ensure numerical stability. Spatially, the formulation adopts a central difference approach for second-order diffusion terms in both axial (x) and radial (r) directions, while the fluid advection term utilizes a first-order upwind scheme to properly manage flow directionality. Accordingly, the discretized governing equation for a general computational node at time step t, axial location x, and radial coordinate r is approximated as shown in Equation 5.

$$\rho c_p \frac{T^t_{x,r} - T^{t-1}_{x,r}}{\Delta t} + \underbrace{\rho c_p u \frac{T^t_{x,r} - T^t_{x-\Delta x,r}}{\Delta x}}_{\text{Fluid Advection (Backward)}} = \underbrace{\lambda \left[\frac{T^t_{x+\Delta x,r} - 2T^t_{x,r} + T^t_{x-\Delta x,r}}{\Delta x^2} + \dots \right]}_{\text{Diffusion (Central)}} + S_{x,r} \tag{5}$$

where $S_{x,r}$ represents the convective heat transfer towards the solid. In the fluid domain ($u \neq 0$), the radial diffusion component is omitted, reducing the formulation to a 1D model. Conversely, in the solid domain ($u = 0$), the advection term vanishes, and the standard central difference scheme is applied to the radial conduction term ($\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\frac{\partial T}{\partial r})$). The model is implemented in Python using the Pyomo framework [7] and solved via IPOPT. While Pyomo.DAE handles temporal discretization; spatial PDEs are manually discretized to bypass the framework's limitations with second-order derivatives. This explicit formulation enables the flexibility to apply the conditional upwind scheme required for cyclic charge and discharge operations.

3. Results and Discussion

3.1. Numerical Verification

Case	N_x	N_r	N_t	Energy Norm. Error (%)	Fluid Temp. Rel. Error (%)	Solid Temp. Rel. Error (%)	Solver Time (s)
Axial Sensitivity (Fixed $N_r = 10, N_t = 24$***)***							
Coarse	2	10	24	5.84	1.23	1.16	0.84
Fine	30	10	24	0.55	0.04	0.04	64.10
Selected N_x	**20**	**10**	**24**	**1.23**	**0.09**	**0.09**	**32.04**
Radial Sensitivity (Fixed $N_x = 20, N_t = 24$***)***							
Coarse	20	2	24	25.60	20.77	20.56	2.01
Fine	20	15	24	0.81	0.85	0.87	87.41
Selected N_r	**20**	**10**	**24**	**2.46**	**2.57**	**2.61**	**31.72**
Temporal Sensitivity (Fixed $N_x = 20, N_r = 10$***)***							
Coarse	20	10	24	16.20	8.67	8.80	32.89
Fine	20	10	144	3.15	2.83	0.95	312.92
Selected N_t	**20**	**10**	**144**	**3.15**	**2.83**	**0.95**	**312.92**

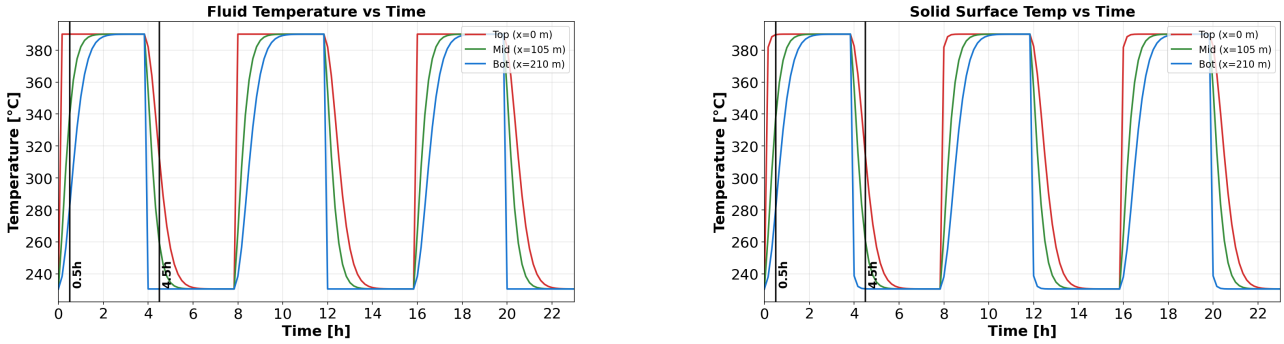
Table 2: Grid and time step sensitivity analysis results.
(Rel.: Relative Error, Norm.: Normalized Error)

To optimize computational efficiency without compromising accuracy, a stepwise sensitivity analysis was conducted by refining the axial (N_x), radial (N_r), and temporal (N_t) discretization parameters.

The deviations in fluid temperature (evaluated at x_{in}), solid temperature (evaluated at x_{in}, r_{in}), and stored energy were compared against a high-resolution benchmark ($N_x = 50, N_r = 20, N_t = 288$), as summarized in Table 2. The reported energy error represents the mean absolute deviation over the 24-hour cycle, normalized with respect to the maximum energy stored. The model demonstrated low sensitivity to axial resolution; increasing N_x from 2 to 30 reduced the normalized energy error from 5.84% to 0.55%, though it increased solver time from 0.84 s to 64.10 s. The selected value $N_x = 20$ offered a good trade-off, maintaining a mean normalized energy error of 1.23% over the time and a negligible 0.09% mean relative error in temperature profiles. Conversely, the system proved highly sensitive to radial discretization due to thermal gradients within the solid. While a coarse mesh ($N_r = 2$) resulted in errors exceeding 20%, increasing the resolution to $N_r = 10$ reduced the relative error to $\approx 2.5\%$, providing acceptable accuracy at a significantly lower computational cost (31.72 s) compared to the finer mesh ($N_r = 15$, 87.41 s). Finally, capturing transient dynamics required finer temporal steps. Refining the discretization from $N_t = 24$ (1-hour step) to $N_t = 144$ (10-minute step) drastically improved performance, reducing mean fluid and solid temperature errors $\approx 8.5\%$ to below 5%. The computational cost of the selected configuration ($N_x = 20, N_r = 10, N_t = 144$) was approximately 5.2 minutes (312.92 s). This represents a substantial gain in efficiency compared to higher-fidelity benchmarks: a configuration of $N_x = 30, N_r = 10, N_t = 288$ required approximately 33 minutes, while increasing radial precision further ($N_r = 15$) extended the simulation time to 88.24 minutes. Consequently, the selected discretization points achieve a speedup factor of 6 to 17 while maintaining all relative errors strictly below the 5% threshold, confirming their suitability for extensive optimization tasks.

3.2. Physical model prevalidation

Following the computations using the spatial and temporal discretization points, the model was evaluated by simulating one complete 24-hour operation sequence consisting of alternating charge and discharge cycles, each lasting 4 hours, as depicted in Figure 4. This section presents the physical evaluation of the system, which depicts the thermodynamic behavior of both the HTF and solid concrete medium. The spatial temperature distribution is presented for both the fluid and solid domains to ensure that the heat exchange mechanisms are appropriately captured under cyclic operation. The



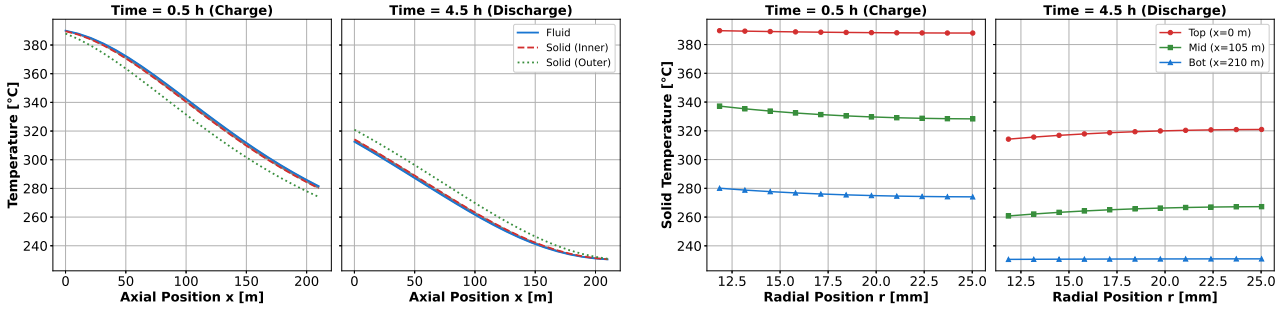
(a) Fluid temperature

(b) Solid temperature

Figure 4: Transient temperature evolution at the inlet, midpoint, and outlet of the tube.

transient system response is plotted for three consecutive periods of 8 hours. During the first 4-hour charging, hot fluid at 390°C enters through the inlet at the top of the storage. As can be observed from Figure 4, the temperature rises almost instantaneously at the inlet, while the profiles at the mid-height and bottom locations show a characteristic time lag. This delay corresponds to the physical time required for the hot fluid to travel the entire length of the tube and increase the temperature of the solid, as the fluid must first transfer its energy to the upstream sections before heating the downstream locations. In the subsequent discharge phase, occurring from the fourth to the eighth hour, the flow

direction reverses, and cold fluid at 230.5°C is injected at the bottom of the storage, which becomes the new inlet. Consequently, the temperature at the bottom drops first to 230.5°C, followed sequentially by the middle and top sections (outlet). Comparing the fluid and solid responses in Figures 4(a) and 4(b), the solid surface temperature closely follows the fluid profile but exhibits a distinct time lag. This delay confirms that the model quantitatively captures the thermal inertia of the concrete storage medium, reflecting the time required for heat to transfer from the fluid interface into the solid material.



(a) Axial fluid and solid temperature profiles

(b) Radial solid temperature profiles

Figure 5: Spatial temperature evolution along the length and radius of a tube.

To further analyze and evaluate the physical model, the fluid and solid temperatures were examined along the length of the tube and across the thickness of the concrete cylinder. This analysis was performed at two specific moments indicated by the black vertical lines in Figure 4: thirty minutes into the charging cycle, when hot fluid flows from the top, and thirty minutes into the discharging cycle, when cold fluid flows from the bottom. The results confirm that heat flows in the correct direction based on the temperature differences. Figure 5(a) displays the temperature profiles for the fluid, at the solid inner radius (where the fluid interacts with the solid), and at the solid outer radius. During the charging phase, the fluid is consistently hotter than the solid material, which drives heat from the fluid into the storage medium. Due to the direct heat exchange, the inner radius of solid which is close to the fluid, closely tracks the fluid temperature, albeit with a slight thermal lag, while the outer radius maintains a lower temperature than the inner radius. In contrast, during the discharge phase, the flow reverses and cold fluid enters the system. Under these conditions, the thermal gradient flips: the outer radius becomes hotter than the inner radius, and both are hotter than the fluid. This effectively releases stored energy from the bulk concrete back into the fluid stream. The radial temperature distribution, shown in Figure 5(b), further depicts this mechanism. The profiles exhibit a nearly linear trend with moderate gradients in the radial direction for various axial points, attributed to the storage medium's relatively small thickness. The temperature profiles exhibit a nearly linear trend with moderate radial gradients at various axial points, which is attributed to the relatively small thickness of the concrete medium. The Biot's number (Bi :5–11), being significantly greater than one, indicates that the convective resistance at the fluid–solid interface is small compared to the internal conduction resistance within the solid. As a result, heat is transferred efficiently at the surface, while temperature gradients develop within the solid, governed primarily by its radial diffusion. During charging, temperatures decrease from the inner to the outer radius, indicating outward heat diffusion. Conversely, during discharge, the rapid cooling of the inner surface reverses this slope; the outer radius remains hotter, driving heat from the concrete core back toward the fluid interface.

After the validation of the spatial distributions of temperatures, the overall performance of the system is assessed by tracking the State of Charge (SOC), which is the percentage of the total theoretical capacity (1.24 MWh) available in the concrete material. Figure 6 shows the time evolution of the SOC through one day, which comprises three charge-discharge cycles. It clearly presents a periodic pattern, indicating that the stability condition is reached successfully in our case study. During the

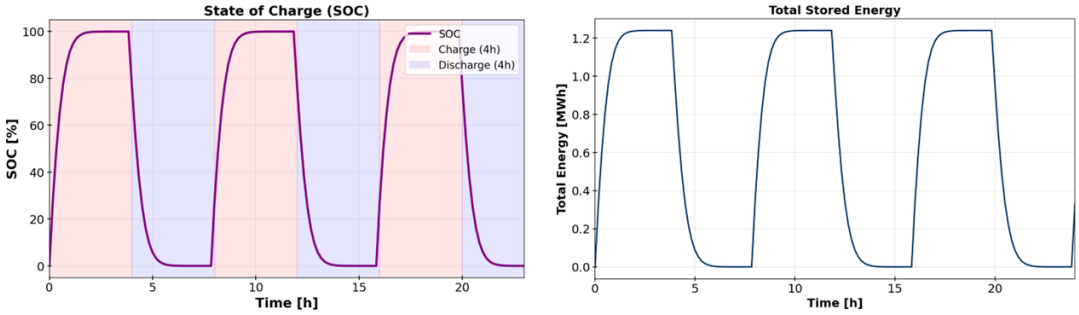


Figure 6: Cyclic variation of the State of Charge (SOC) and energy throughout a 24-hour operation period.

charge process (red-shaded area), the SOC grows due to the heating of the upstream units to the set temperature of 390°C. The SOC reaches its maximum of 100% which means that the front of the battery system is charged up to 100%.

4. Conclusion

This study developed and evaluated a computationally efficient hybrid 1D-fluid and 2D-solid numerical model for a concrete-based TES system. Through a rigorous sensitivity analysis, an optimal discretization scheme was identified ($N_x = 20, N_r = 10, N_t = 144$) that maintains relative errors below 5% while minimizing computational cost. Physical prevalidation further confirmed the model's thermodynamic consistency, quantitatively capturing radial thermal gradients, thermal inertia, and stable cyclic behavior. With the numerical framework established, the immediate future work focuses on validating the model against experimental data. One of the perspectives in the next stage will be that of improving the model for practical applications by integrating a global heat loss term. This extension will allow for a precise assessment of long-term State of Charge (SOC) drift and the symmetry of thermal fronts in real-world environments. Following this confirmation, the model is prepared to be extended into its intended application: identifying optimal operating strategies over a time horizon to maximize energy utilization and benefit from grid price variability.

References

[1] Doerte Laing, Wolf-Dieter Steinmann, Rainer Tamme, and Christoph Richter. Solid media thermal storage for parabolic trough power plants. *Solar energy*, 80(10):1283–1289, 2006.

[2] Valentina A Salomoni, Carmelo E Majorana, Giuseppe M Giannuzzi, Adio Miliozzi, Rosa Di Maggio, Fabrizio Girardi, Domenico Mele, and Marco Lucentini. Thermal storage of sensible heat using concrete modules in solar power plants. *Solar Energy*, 103:303–315, 2014.

[3] Luca Doretti, Francesca Martelletto, and Simone Mancin. A simplified analytical approach for concrete sensible thermal energy storages simulation. *Journal of Energy Storage*, 22:68–79, 2019.

[4] Nils Hoivik, Christopher Greiner, Juan Barragan, Alberto Crespo Iniesta, Geir Skeie, Pål Bergan, Pablo Blanco-Rodriguez, and Nicolas Calvet. Long-term performance results of concrete-based modular thermal energy storage system. *Journal of Energy Storage*, 24:100735, 2019.

[5] Therminol® heat transfer fluids, 2026. Accessed: 2026-01-06.

[6] Reuben Buehler, Sam Yang, and Juan C. Ordonez. Heat transfer fluids for parabolic trough solar collectors - a comparative study. In *2016 IEEE Conference on Technologies for Sustainability (SusTech)*, pages 68–75, 2016.

[7] Michael L Bynum, Gabriel A Hackebeil, William E Hart, Carl D Laird, Bethany L Nicholson, John D Siirola, Jean-Paul Watson, David L Woodruff, et al. *Pyomo-optimization modeling in python*, volume 67. Springer, 2021.

Revue des systèmes de stockage thermique d'énergie appliqués aux enceintes d'agriculture en environnement contrôlé

Thermal energy storage applied to controlled environment agriculture: A review

Lysie GODFRIN[1], Didier HAILLOT[1*], Stéphane GIBOUT[2]

[1] École de Technologie Supérieure, Département de génie mécanique, L3e, Montréal, Québec, Canada

[2] Université de Pau et des Pays de l'Adour, LaTEP, Pau, France

[*](auteur correspondant : didier.haillot@etsmtl.ca)

Résumé - Dans cet article, nous dresserons une liste exhaustive des différents systèmes de stockage thermique de l'énergie (STE) appliqués au domaine de l'agriculture en environnement contrôlé (AEC). Un tableau de synthèse rassemblant l'ensemble des technologies de STE ainsi que des indicateurs clés les caractérisant tel que la densité énergétique, le volume ou encore le rendement de ces systèmes sera présenté. Enfin, l'article cherchera à déterminer les systèmes de STE les plus adaptés à différents espaces d'AEC.

Abstract – In this article, a comprehensive list of thermal energy storage (TES) systems applied to Controlled Environment Agriculture (CEA) is presented. A synthesis table compiling all TES systems but also key characteristics of these technologies such as the energy density, volume or the storage efficiency is presented. At last, the article will seek to determine the most adapted TES systems for different CEA areas.

Nomenclature

ABS	Absorbeurs
AEC	Agriculture en Environnement Contrôlé
FC	Ferme Conteneur
FV	Ferme Verticale
LRA	Lit de roches actif
LRP	Lit de roches passif
LTES	Stockage thermique latent
MCP	Matériau à changement de phase
PM	Panneaux muraux
RE	Réservoir d'eau
SC	Serre chinoise
SM	Serre maraîchère
SRP	Sorption
SSPCM	MCP de forme stabilisée
STE	Stockage thermique de l'énergie
STES	Stockage thermique sensible
TCES	Stockage thermochimique
T	Température [°C]
Indices	
s	Souterrain
MCP	Constitué de MCP
Symboles grecs	
η_s	Rendement de stockage
ρ_v	Densité énergétique ($MJ.m^{-3}$)

1. Introduction

L'agriculture en environnement contrôlé (AEC), qu'elle soit appliquée dans des serres maraîchères (SM), des serres chinoises (SC), des fermes conteneurs (FC) ou des fermes verticales (FV) connaît un développement remarquable ces dernières années [1]. En particulier, les serres peuvent se distinguer en sous-catégories selon la constitution de leurs parois : les SM

sont majoritairement transparentes (ou translucides). Les SC ont a minima une paroi opaque lourde permettant de stocker passivement la chaleur. Les FC et les FV possèdent quant à elle des murs solides et opaques. Dans ces environnements de culture, la luminosité, la température ou encore l'humidité représentent des facteurs primordiaux pour la croissance des plantes. Par exemple, les tomates nécessitent une température en journée située entre 21 et 28°C, alors qu'une température au-delà de 32°C rend le pollen stérile, entravant la formation des fruits [2]. Le maintien de ces paramètres entraîne une consommation énergétique élevée, estimée à 80% de la consommation globale de l'espace [3]. En 2018, la consommation énergétique globale des serres situées en Ontario (Canada) est évaluée à 7,5 TWh [4]. À titre de comparaison, la consommation pour le chauffage des maisons individuelles de cette même province est estimée à 4,54 TWh par an [5], soit 40% de moins que pour les serres. Les espaces d'AEC sont souvent équipés de chauffage au propane ou de système moins communs tels qu'une pompe à chaleur, des capteurs solaires thermiques, ou des modules photovoltaïques [6].

Dans ce cadre, les systèmes de stockage thermique de l'énergie (STE) se présentent comme un excellent soutien à ces technologies, puisqu'ils assurent à la fois le lissage de la demande énergétique de l'espace tout en jouant le rôle de stabilisateur des températures de l'espace d'AEC, bénéfique aux plantes [6]. Le stockage thermique de l'énergie se distingue en trois catégories ; le stockage sensible, latent, et thermochimique [7]. Premièrement, le stockage sensible (STES) désigne le stockage thermique de l'énergie par augmentation seule de la température du matériau. À l'inverse, le deuxième type appelé stockage latent (LTES) inclut en plus, le changement de phase d'un élément majeur du système, nommé matériau à changement de phase (MCP). Pour une même plage de température, cette transition permet d'emmagasiner une plus grande quantité d'énergie, la chaleur latente étant mise en jeu. Finalement, le troisième type de stockage est le stockage thermochimique. Les principaux avantages de cette technologie sont une densité de stockage très élevée, et la possibilité d'un stockage quasi infini en durée. En effet, l'énergie est stockée/déstockée via les chaleurs de réaction dégagées ou absorbées lors de transformations chimiques réversibles. Une fois l'énergie absorbée lors de la réaction endothermique, les produits peuvent être stockés dans des contenants séparés, sur des durées importantes, sans risque de détérioration de l'énergie [8].

Le sujet du STE appliqué aux serres est un sujet actif de recherche [9]. Cependant, les auteurs se concentrent sur un type d'espace d'AEC en particulier, les serres. La nouveauté de cet article est de se concentrer sur le recensement des technologies de STE appliquées aux serres tout en regardant leur adaptabilité à d'autres types d'espace d'AEC telles que les fermes containers et les fermes verticales. Un premier objectif est d'établir un état de l'art des solutions de STE développées dans les dix dernières années et appliquées aux serres. Un deuxième objectif est de comparer ces technologies selon plusieurs critères intrinsèques tels que leur volume, leur rendement ou encore leur densité énergétique. Cet article est structuré de manière conventionnelle : la méthodologie est d'abord présentée, suivie de la description des critères de comparaison. Les résultats sont ensuite exposés avant d'ouvrir la discussion à leur sujet.

2. Méthodologie

La sélection des articles étudiés dans cette partie fut effectuée à partir de la ressource *Engineering Village*, plateforme de recherche créée par Elsevier, présentant une agrégation exhaustive des bases de données spécialisées dans l'ingénierie (Compendex, INSPEC). Le critère principal de sélection des publications scientifiques est leur date de parution, qui doit être postérieure à 2015. Le sujet du STE au sein des AEC étant un domaine vaste, il a été choisi de le scinder dès la recherche par mots clés suivant ses trois sous-catégories : STES, LTES et TCES. L'ajout du terme « Crops » aux mots clés a été préféré à l'expression « Greenhouses »

seule afin d'orienter la recherche vers le domaine de l'agriculture et non vers les publications traitant des émissions de gaz à effet de serre, désignés par le terme « Greenhouse gases ». Ainsi, à l'issue de la première sélection, un total de cinquante articles est atteint. Cependant, parmi ces articles, seuls vingt ont été retenus pour cette revue : dix articles pour les systèmes sensibles, neuf pour les systèmes latents et un pour le stockage thermochimique.

Plusieurs publications ont été écartées pour deux raisons principales. Le premier facteur est le manque de données précises sur le système, ses dimensions et ses indicateurs de performance, ce qui rend sa comparaison aux autres technologies impossible. Le second facteur concerne les articles sélectionnés par la plateforme, mais dont le sujet s'éloigne du thème de cette revue : analyse de faisabilité, étude expérimentale uniquement sur le matériau de stockage, étude de séchoirs, ont été écartés. Finalement, au terme de cette seconde sélection, vingt articles ont été choisis pour cette revue de littérature. Chaque article présente une seule technologie de stockage à l'exception d'une thèse qui en recense trois. Le nombre de STE étudiées s'élève donc au nombre de vingt-deux.

L'analyse du tableau 1 met en lumière le faible nombre d'études concernant les TCES appliquées aux serres. En effet, cette technologie de stockage thermique se démocratise peu à peu au niveau industriel, aujourd'hui utilisé pour des hautes températures dans des centrales solaires thermodynamiques, et pour du chauffage résidentiel ou de la récupération de rejets thermiques pour les applications à plus basse température [10].

3. Critères de comparaison

Une fois les articles constituant cette revue de littérature sélectionnés, différents critères de comparaison ont été définis (tableau 2) . Les trois premiers s'intéressent davantage au contexte de l'article : catégorie de l'espace d'AEC, localisation de l'espace et catégorie d'étude (numérique, expérimentale). Ensuite, les autres critères se concentrent sur le système de stockage en lui-même, et sont détaillés ci-après.

À propos de la maturité technologique : Technology Readiness Level (TRL), celle-ci représente l'avancement technique du système, une échelle allant de 1 à 9, définie par la NASA [11]. Une maturité évaluée à 1 indique une technologie purement théorique, qui commence à donner lieu à une recherche réelle, tandis qu'une maturité à 9 concerne une technologie déployée et fonctionnelle. Les études numériques se voient assigner directement la maturité de 2, valeur limite pour les études analytiques. Cette maturité a été évaluée à partir des informations renseignées par l'auteur.

Le type de STE désigne un STES, LTES ou TCES tel que présenté précédemment. Précisément, la technologie utilisée détaille le système développé. D'abord pour les STES : les réservoirs d'eau externes et souterrains (RE-RE_S), les dalles de béton (DB) et les lits de roches passifs (LRP) sont des STE passifs agissant comme une masse thermique [14][15][16][18]. Quant à eux, les lits de roche actifs (LRA) désignent une couche de roche traversée par des tuyaux percés déposée en dessous de la couche de terre. Ces tuyaux sont traversés par un flux d'air chaud durant la journée et froid la nuit. Ils emmagasinent donc la chaleur de ce flux le jour et la retournent lors des périodes froides [14][19][20][21]. Finalement, le stockage thermique souterrain (UTES) désigne l'utilisation du sol comme voie de stockage, par des réservoirs enterrés ou par injection directe de chaleur dans la terre (GTES) [13][17]. Pour les LTES, il existe quatre catégories de système. D'abord les RE peuvent être enrichis en contenant des unités de MCP, et seront qualifiés de RE_{MCP} [22]. Puis, les absorbeurs (ABS) sont des systèmes modulables qui peuvent prendre des formes différentes : réservoirs cylindriques, planches, tubes [23][24][25][26][27]. Les panneaux muraux (PM), utilisés dans les serres chinoises et

apposés sur le mur nord ont pour but de stocker l'énergie provenant du rayonnement solaire incident reçu par le mur sud, usuellement perdue à travers la paroi nord [12][28][29][30]. Finalement les SSPCMs (MCP de Forme Stabilisée) sont des matériaux composites qui encapsulent des MCP dans une matrice poreuse afin d'éviter les fuites de ceux-ci, un risque présent avec les PM [31]. Enfin, les TCES sont ici des systèmes de stockage par sorption SRP [32]. Au niveau des contraintes géométriques, les PM et les SSPCM nécessitent des murs solides, et ne sont donc pas adaptés aux espaces exemptés de murs solides. La température T désigne pour les STES les températures maximales (T_{max}) et minimales (T_{min}), pour les LTES la température de changement de phase du MCP (T_f) soit la température de fusion et pour les TCES la température de sorption (T_{srp}).

En outre, afin d'introduire des notions énergétiques, la définition d'un volume de contrôle est nécessaire. Ici, le rendement de stockage η et la densité énergétique ρ_v sont calculés pour le réservoir de stockage seul, hors pompes à chaleur, conduits et systèmes de captation. Le rendement est défini comme le rapport entre l'énergie restituée par le système lors de la phase de décharge (nuit) et l'énergie stockée par celui-ci pendant le jour immédiatement précédent. Dans les références, il est parfois donné explicitement, et d'autres fois calculable grâce aux graphiques et aux données : énergie emmagasinée lors de la phase de charge, énergie déchargée, ou encore pertes du volume de stockage. Enfin, la densité énergétique est ici une densité énergétique volumique, définie comme le rapport entre l'énergie maximale stockable et le volume du stockage. Pour les LTES, il n'a été considéré dans les calculs que l'énergie liée au changement d'état ; la part liée à la chaleur sensible est négligeable, notamment avec de maigres volumes. Puis, on a considéré la masse volumique du MCP solide ; ρ_v représente la densité énergétique du MCP à l'état solide. Un dernier indicateur sera l'énergie surfacique ($MJ.m^{-2}$) définie comme le produit du volume et de la densité énergétique divisée par la surface au sol de la serre. Cet indicateur mettra en lumière la quantité d'énergie disponible par m² de la serre en fonction de la technologie.

4. Résultats

La classification des systèmes selon les critères définis dans la partie 3 est rassemblée dans le tableau 1. Les études ici présentées sont toutes menées sur des SM (15/22) ou des SC (7/22), situées dans 6 pays différents, avec une majorité réalisée en Chine (8/22). Les articles rapportent surtout des études expérimentales (17/22) ; un seul article mentionne une étude à la fois expérimentale et numérique [13]. Les systèmes sensibles, STES (11/22) et latents, LTES (10/22) sont bien plus développés que les TCES, avec seulement une application recensée. Les lits de roche passifs et actifs (LRP-LRA) ainsi que les absorbeurs (ABS) sont les systèmes les plus étudiés au sein des articles sélectionnés (11/22). Les STES possèdent majoritairement (6/11) des volumes plus importants (>1 m^3) que les LTES (1/10), c'est une cause de leur densité énergétique plus faible. En effet, les STES sont moins denses énergétiquement (<50 $MJ.m^{-3}$), contrairement aux LTES et aux TCES qui sont majoritairement (9/11) au-delà de 150 $MJ.m^{-3}$. Les rendements de stockage sont proches entre les catégories de STE, avec un minimum atteint à 36% et des maximums au-delà de 100. Cette valeur indique que le système redonne plus d'énergie qu'il n'en a reçu sur un cycle de stockage, ce qui est possible lorsque le système décharge de l'énergie stockée lors de charges antérieures [14] ; la dynamique du stock est parfois plus lente qu'une dynamique journalière. En effet, la difficulté dans la définition de ce rendement réside dans la dynamique intrinsèque du système de stockage. Celui-ci peut conserver une quantité d'énergie à la suite d'une nuit où les besoins étaient inférieurs à la quantité stockée, et donc diminuer le rendement sur ce cycle. Cette énergie sera alors rejetée plus tard, dans un cycle où le rendement excédera 100%. Pour finir, la maturité TRL des systèmes est au-delà de 7 pour la majorité (16/22) des technologies, ce qui indique un prototype

testé et en phase de validation dans un environnement réel. Une seule étude ici présentée possède une maturité de 9, indiquant un système opérationnel en atmosphère réelle [14].

Référence	*Type d'AEC*	*Surface au sol (m²)*	*Numérique*	*Lieu*	*Type de STE*	*Technologie*	*Volume (m^3)*	*TRL*	T [°C]	η (%)	ρ_v ($MJ.m^{-3}$)	E ($MJ.m^{-2}$)
[15]	SC	400	X	Chine	STES	RE_S	13,48	7	[8-15]	87	29,26	0,99
[16]	SM	7,36	X	Maroc	STES	RE	0,60	7	[25-35]	86	41,80	3,41
[13]	SM	14,8	XO	Tunisie	STES	UTES	0,06	2-7	[22-26]	>100	16,72	0,07
[17]	SM	40,5	X	Chine	STES	GTES	-	7	[14-22]	-	-	-
[18]	SM	1,5	X	Inde	STES	LRP	0,06	7	[47-75]	-	29,34	1,17
[14]	SM	140	X	Canada	STES	LRP	1,57	9	-	-	-	-
[19]	SM	165	X	Maroc	STES	LRA	9,00	7	[17-34]	95-100	12,73	0,69
[20]	SM	15	X	Maroc	STES	LRA	0,13	7	[9-28]		22,19	0,19
[14]	SM	140	X	Canada	STES	LRA	26,00	9	[14-24]	36-124	15,38	2,86
[21]	SM	165	O	Maroc	STES	LRA	9,00	2	[17-34]	-	12,73	0,69
[14]	SM	140	X	Canada	STES	DB	4,30	9	-	-	-	-
[22]	SM	4046	O	Canada	LTES	RE_{MCP}	15,00	2	45	-	195,73	0,73
[23]	SM	3	X	Tunisie	LTES	ABS	0,01	7	26-29	100	286	0,78
[24]	SM	14,8	X	Tunisie	LTES	ABS	-	7	27	-	294,68	0,00
[25]	SC	1,44	X	Chine	LTES	ABS	0,01	7	18	-	119,45	0,46
[26]	SC	3,4	X	Chine	LTES	ABS	0,20	7	28,5	43	246,75	14,51
[27]	SM	230,4	X	Espagne	LTES	ABS	0,05	7	12-18	40-80	123,20	0,00
[28]	SC	24	O	Maroc	LTES	PM	0,43	2	29	-	293,11	5,28
[29]	SC	3,9	O	Chine	LTES	PM	0,06	2	20	-	167,15	2,57
[30]	SC	8	O	Chine	LTES	PM	0,15	2	25	-	200,29	3,74
[31]	SC	1,34	X	Chine	LTES	SSPCMs	0,08	7	7,1-25	98	192,06	11,50
[32]	SM	6	X	Chine	TCES	SRP	0,01	6	30	101	726,96	1,79

Tableau 1 : Classification des STE

Concernant l'énergie surfacique ($MJ.m^{-2}$), elle est en moyenne évaluée à 1,12 pour les STES, 3,96 pour les LTES et 1,79 pour les TCES. Les systèmes latents offrent donc en moyenne une capacité de stockage supérieure rapportée à la surface au sol de la serre supérieure, une caractéristique intéressante pour des espaces restreints. Pour une même technologie, cette valeur peut varier grandement, comme pour les absorbeurs où elle prend des valeurs dans l'intervalle [$<10^{-2}$; 14,51]. À l'inverse, les panneaux muraux possèdent communément des énergies surfaciques supérieures à 2 $MJ.m^{-2}$ et inférieures à 6 $MJ.m^{-2}$.

Pour finir, la figure 1 permet la comparaison des types de STE en termes de densité énergétique et de rendement de stockage. Les études sélectionnées incluent les études numériques et excluent les études ne disposant pas de données sur le rendement et/ou la densité énergétique. La zone des rendements supérieurs à l'unité est distinguée par des hachures symbolisant la majoration de ces rendements par une valeur de 100 % et pour les technologies où le rendement varie au sein d'une certaine plage, une ligne pointillée relie les valeurs extrémales. Il est déductible de cette figure que les systèmes latents possèdent des densités énergétiques toujours supérieures à celles des systèmes sensibles, et des rendements qui sont également légèrement supérieurs, mais qui demeurent dans le même intervalle, avec un écart de 4% sur la valeur minimale. Parmi eux, les absorbeurs (ABS) possèdent des densités et des rendements variables tout comme les lits de roche (LRA). Quant aux TCES, ils surpassent les LTES et STES sur les deux critères représentés sur cette figure.

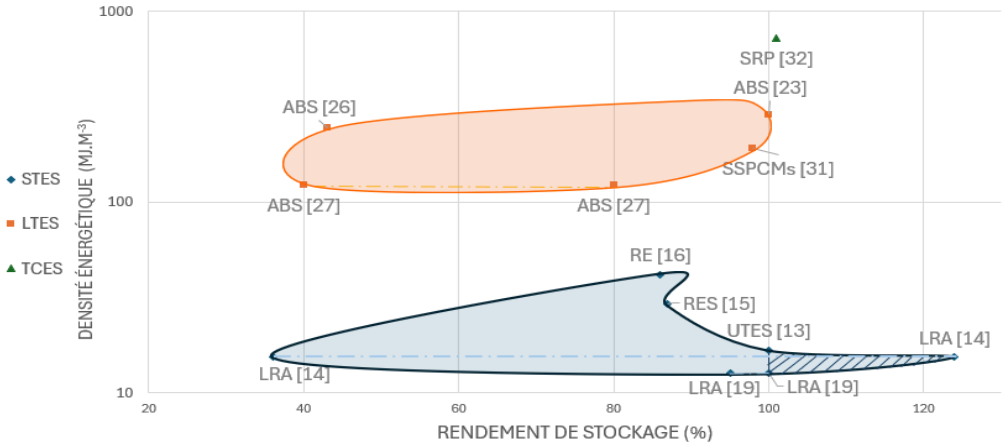


Figure 1 : Comparaison des STE en termes de densité énergétique et de rendement

5. Conclusion

Cet article a permis de réaliser un état de l'art des différents systèmes de STE installés dans les serres. Ces technologies permettent de combler une partie des besoins énergétiques de l'espace de culture, en stockant l'excédent de chaleur disponible en journée. En particulier, la revue s'appuie sur 22 systèmes de stockage, qu'elle classe suivant plusieurs critères. Il en ressort que la plupart des études (16/22) sont réalisées en Chine, principalement sur des serres maraîchères et que les systèmes les plus développés sont les lits de roches et les absorbeurs latents (11/22). En outre, plus de 70% des systèmes possèdent une maturité technologique au-delà de 7, ce qui indique une installation expérimentale et des résultats valides en conditions réelles. Les systèmes latents proposent des densités énergétiques (150-250 $MJ.m^{-3}$) supérieures aux systèmes sensibles (10-50 $MJ.m^{-3}$) et des rendements du même ordre [35-100%]. Ils demeurent moins denses énergétiquement que les systèmes thermochimiques (>500 $MJ.m^{-3}$).

Cette étude, permet de conjecturer les technologies susceptibles d'être adaptées à l'équipement en STE d'espaces restreints comme les fermes verticales ou conteneurs (FV-FC). Des systèmes volumineux et nécessitant un accès à la terre comme les réservoirs souterrains ou les lits de roches paraissent inadaptés. En revanche, les réservoirs d'eau, équipés de MCP ou non, peuvent être installés en extérieur ou en intérieur selon les dimensions de l'espace. Puis, pour le stockage latent, les panneaux muraux semblent particulièrement convenables pour ces espaces du fait de leur grande énergie surfacique et de la présence de murs solides, nécessaires aux PM. De même, les absorbeurs par leurs tailles et formes variées peuvent être adaptés aux espaces restreints et confinés. Bien que le domaine soit émergent, l'étude sur le système thermochimique valide leur potentiel d'adaptation aux FC et FV en termes d'encombrement et de performance.

Références

[1] L. Ashton, « Le boom des serres : Comment l'agriculture intérieure peut transformer la production et les exportations alimentaires », RBC. Consulté le: 21 janvier 2026. [En ligne]. Disponible sur: https://www.rbc.com/fr/leadership-avise/institut-action-climatique/agriculteurs-rapports/le-boom-des-serres-comment-lagriculture-interieure-peut-transformer-la-production-et-les-exportations-alimentaires/

[2] R. R. Shamshiri, J. W. Jones, K. R. Thorp, D. Ahmad, H. C. Man, et S. Taheri, « Review of optimum temperature, humidity, and vapour pressure deficit for microclimate evaluation and control in greenhouse cultivation of tomato: a review », *International Agrophysics*, vol. 32, nº 2, p. 287-302, avr. 2018, doi: 10.1515/intag-2017-0005.

[3] F. Almehmadi et K. Hallinan, « Dynamic Modeling and Simulation of a Solar Air Heater Assisted by a Dehumidification System for an Agriculture Greenhouse », présenté à ASME 2020 Power

Conference collocated with the 2020 International Conference on Nuclear Engineering, American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, oct. 2020. doi: 10.1115/POWER2020-16189.

[4] Posterity group, « Greenhouse Energy Profile Study », 2019. [En ligne]. Disponible sur: http://www.ieso.ca/-/media/Files/IESO/Document-Library/research/Greenhouse-Energy-Profile-Study.pdf

[5] L. G. Gesteira, J. Uche, et L. K. de Oliveira Rodrigues, « Residential Sector Energy Demand Estimation for a Single-family Dwelling: Dynamic Simulation and Energy Analysis », *[Journal of Sustainable Development of Energy, Water and Environment Systems]*, vol. [9], nº [2], p. [1]-[18], juin 2021.

[6] E. Cuce, D. Harjunowibowo, et P. M. Cuce, « Renewable and sustainable energy saving strategies for greenhouse systems: A comprehensive review », *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 64, p. 34-59, oct. 2016, doi: 10.1016/j.rser.2016.05.077.

[7] D. Rousse, « S20211-ENR811-01-02: 17 - Ressources didactiques | ENA ». Consulté le: 27 novembre 2025. [En ligne]. Disponible sur: https://ena.etsmtl.ca/mod/folder/view.php?id=791528

[8] S. Molina, « Combinaisons huiles/solides pour le stockage thermocline : De l'étude des matériaux au modèle de stockage thermique », Theses, Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2018. Consulté le: 10 avril 2026. [En ligne]. Disponible sur: https://theses.hal.science/tel-05046507

[9] J. Lu, H. Li, C. Zong, C. Wang, W. Song, et D. Yang, « Recent developments of thermal energy storage applications in the greenhouse environment: A comprehensive review », *Energy and Buildings*, vol. 347, p. 116342, nov. 2025, doi: 10.1016/j.enbuild.2025.116342.

[10] J. Riffat et S. R. Samaei, « Thermochemical Energy Storage for Renewable Grids: A Critical Review of Materials, Reactor Architectures, and Integration Strategies », *Research and Reviews in Sustainability*, vol. 2, nº 1, p. 12-30, févr. 2026, doi: 10.65582/rrs.2026.003.

[11] « Technology Readiness Levels - NASA ». Consulté le: 26 mars 2026. [En ligne]. Disponible sur: https://www.nasa.gov/directorates/somd/space-communications-navigation-program/technology-readiness-levels/

[12] S. Nishad et I. Krupa, « Phase change materials for thermal energy storage applications in greenhouses: A review », *Sustain. Energy Technol. Assess.*, vol. 52, p. 102241, août 2022, doi: 10.1016/j.seta.2022.102241.

[13] S. Awani, S. Kooli, R. Chargui, et A. Guizani, « Numerical and experimental study of a closed loop for ground heat exchanger coupled with heat pump system and a solar collector for heating a glass greenhouse in north of Tunisia », *International Journal of Refrigeration*, vol. 76, p. 328-341, avr. 2017, doi: 10.1016/j.ijrefrig.2017.01.030.

[14] P. Piché, « Amélioration du comportement thermique d'une serre nordique communautaire. », Theses, Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2021. Consulté le: 14 novembre 2025. [En ligne]. Disponible sur: https://theses.hal.science/tel-03368948

[15] W. Xu, H. Guo, et C. Ma, « An active solar water wall for passive solar greenhouse heating », *Applied Energy*, vol. 308, p. 118270, févr. 2022, doi: 10.1016/j.apenergy.2021.118270.

[16] N. Arbaoui *et al.*, « Effects of a solar heating system on the microclimate of an agricultural greenhouse. Application on zucchini (Cucurbita pepo) », *Solar Energy*, vol. 262, p. 111910, sept. 2023, doi: 10.1016/j.solener.2023.111910.

[17] J. Luo, A. Li, X. Ma, et K. Pei, « Stabilization of the temperature in a greenhouse using a Geothermal-Battery-Energy-Storage (GBES) system », *Applied Thermal Engineering*, vol. 223, p. 120029, mars 2023, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2023.120029.

[18] G. R. Kashyap, N. Deka, P. R. Chanda, et A. Biswas, « Experimental Investigation of Greenhouse Solar Dryer with Sensible Heat Storage Material », in *Recent Trends in Mechanical Engineering*, A. De, P. P. Mukherjee, S. Pati, et A. Biswas, Éd., Singapore: Springer Nature, 2024, p. 621-629. doi: 10.1007/978-981-97-7535-4_52.

[19] A. Bazgaou *et al.*, « An experimental study on the effect of a rock-bed heating system on the microclimate and the crop development under canarian greenhouse », *Solar Energy*, vol. 176, p. 42-50, déc. 2018, doi: 10.1016/j.solener.2018.10.027.

[20] L. Gourdo *et al.*, « Solar energy storing rock-bed to heat an agricultural greenhouse », *Energy*, vol. 169, p. 206-212, févr. 2019, doi: 10.1016/j.energy.2018.12.036.

[21] A. Bazgaou *et al.*, « CFD Modeling of the Microclimate in a Greenhouse Using a Rock Bed Thermal Storage Heating System », *Horticulturae*, vol. 9, nº 2, p. 183, févr. 2023, doi: 10.3390/horticulturae9020183.

[22] Z. Naghibi, R. Carriveau, et D. S.-K. Ting, « Improving clean energy greenhouse heating with solar thermal energy storage and phase change materials », *Energy Storage*, vol. 2, nº 1, p. e116, 2020, doi: 10.1002/est2.116.

[23] M. Lazaar, S. Bouadila, S. Kooli, et A. Farhat, « Conditioning of the tunnel greenhouse in the north of Tunisia using a calcium chloride hexahydrate integrated in polypropylene heat exchanger », *Applied Thermal Engineering*, vol. 68, nº 1-2, p. 62-68, juill. 2014, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2014.04.014.

[24] S. Kooli, S. Bouadila, M. Lazaar, et A. Farhat, « The effect of nocturnal shutter on insulated greenhouse using a solar air heater with latent storage energy », *Solar Energy*, vol. 115, p. 217-228, mai 2015, doi: 10.1016/j.solener.2015.02.041.

[25] L. Li, Y. Wang, W. Ren, et S. Liu, « Thermal Environment Regulating Effects of Phase Change Material in Chinese Style Solar Greenhouse », *Energy Procedia*, vol. 61, p. 2071-2074, 2014, doi: 10.1016/j.egypro.2014.12.078.

[26] X. Qu *et al.*, « Study on photo pyrolysis coupling and performance of columnar phase change energy storage system based on composite phase change materials for Chinese solar greenhouse », *Energy*, vol. 332, p. 137129, sept. 2025, doi: 10.1016/j.energy.2025.137129.

[27] P. Llorach-Massana, J. Peña, J. Rieradevall, et J. I. Montero, « Analysis of the technical, environmental and economic potential of phase change materials (PCM) for root zone heating in Mediterranean greenhouses », *Renewable Energy*, vol. 103, p. 570-581, avr. 2017, doi: 10.1016/j.renene.2016.11.040.

[28] F. Berroug, E. K. Lakhal, M. El Omari, M. Faraji, et H. El Qarnia, « Thermal performance of a greenhouse with a phase change material north wall », *Energy and Buildings*, vol. 43, nº 11, p. 3027-3035, nov. 2011, doi: 10.1016/j.enbuild.2011.07.020.

[29] E. Meng, T. Xia, J. Zhao, Y. Song, J. Li, et H. Zhao, « Numerical study on thermal environment of plastic greenhouse with high absorption latent heat storage plate (LHSP) », *Applied Thermal Engineering*, vol. 278, p. 127376, nov. 2025, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2025.127376.

[30] W. Chen et G. Zhou, « Numerical investigation on thermal performance of a solar greenhouse with synergetic energy release of short- and long-term PCM storage », *Solar Energy*, vol. 269, p. 112313, févr. 2024, doi: 10.1016/j.solener.2024.112313.

[31] H. Ling, C. Chen, Y. Guan, S. Wei, Z. Chen, et N. Li, « Active heat storage characteristics of active–passive triple wall with phase change material », *Solar Energy*, vol. 110, p. 276-285, déc. 2014, doi: 10.1016/j.solener.2014.09.015.

[32] C. Wang, H. Zou, S. Du, D. Huang, et R. Wang, « Water and heat recovery for greenhouses in cold climates using a solid sorption system », *Energy*, vol. 270, p. 126919, mai 2023, doi: 10.1016/j.energy.2023.126919.

Remerciements

Ce projet a bénéficié du soutien du Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada (CRSNG) - subvention à la découverte RGPIN-2021-03138 ainsi que du Fonds de recherche du Québec - subvention « relève professorale » 313364.

Etude de sensibilité des performances d'un stockage thermique souterrain à faible profondeur

Diane Le Roux*, Hervé Noël, Anthony Magueresse, Adrien Fuentes, Thibaut Colinart

IRDL, UMR CNRS 6027, Univ. Bretagne Sud, Bretagne INP, ENSTA, Institut Polytechnique de Paris, Univ. Brest, Lorient, France (* auteur correspondant : diane.le-roux@univ-ubs.fr)

Résumé - Cette étude évalue un système de stockage saisonnier de chaleur à faible profondeur, utilisant des matériaux naturels (eau, sable) et un échangeur horizontal enterré, pour valoriser l'excédent solaire thermique basse température. Un modèle numérique dynamique (TRNSYS) et une analyse de sensibilité (Morris/Sobol) ont permis d'identifier les paramètres critiques, testés sur trois scénarios, combinant charge/décharge sur 3 à 6 mois, avec données météo fixes ou réelles. Les résultats montrent que l'épaisseur du sol au-dessus du stockage et l'isolation sont déterminants, tandis que la géométrie de l'échangeur de chaleur et les températures en entrée, pour les étapes de charge et de décharge, nécessitent un compromis pour optimiser les performances. A contrario, le diamètre interne des tubes n'a pas un grand impact quels que soient le scénario considéré et les autres paramètres.

Nomenclature

d_{tube}	distance entre les tubes, m
D	diamètre, m
e	épaisseur, m
E	énergie, kWh_{th} ou kWh_e
N_{tube}	nombre de tubes en serpentin, unité
T	température, °C
Symboles grecs	
η	rendement, -
Indices et exposants	
ch	charge
dech	décharge
e	entrée
int	interne
isol	isolant
s	sortie
val	valorisée

1. Introduction

Dans certains secteurs agricoles (bâtiments d'élevage, serre, etc.), les besoins en chaleur pour le chauffage et l'eau chaude sanitaire sont conséquents et majoritairement couverts par des énergies fossiles. Pour décarboner ce secteur, l'énergie solaire thermique a un rôle clé à jouer. Cependant, son intégration se heurte à leur intermittence, limitant leur efficacité et leur fiabilité. De plus, la surproduction estivale de chaleur solaire est souvent dissipée, représentant une perte énergétique significative.

Pour atténuer ces limites et améliorer l'efficacité des systèmes solaires thermiques, les solutions de stockage thermique permettent de capter les excédents de chaleur et de déphaser l'offre et la demande, de quelques heures à plusieurs mois [1][2]. Les stockages thermiques actuels reposent majoritairement sur des réservoirs d'eau, en raison de leurs propriétés thermophysiques avantageuses et de leur faible coût [3]. Cependant, à grande échelle, ces systèmes nécessitent des volumes importants, augmentant l'emprise au sol et les coûts. Une alternative innovante consiste à stocker cet excédent dans un volume souterrain isolé via un échangeur de chaleur (HUTES : *Horizontal Underground Thermal Energy Storage*) pour une restitution ultérieure en automne ou en hiver [4]. En positionnant ce stockage thermique sous le champ solaire, l'emprise au sol reste limitée. Néanmoins, ses performances sont impactées par la conception et les paramètres de fonctionnement du HUTES et par la nature des transferts thermiques dans le sol.

Pour aider au dimensionnement optimal du HUTES, cette étude s'attache à proposer un modèle de HUTES développé sous TRNSYS et à faire une analyse de sensibilité des paramètres de conception et opérationnels selon différents scénarios de fonctionnement.

2. Méthodologie

2.1. Modélisation sous TRNSYS du HUTES

Un banc expérimental, récemment installé dans une ferme agricole en Mayenne, sert d'inspiration au cas d'étude. La Figure 1 présente une vue de côté (plan X-Z) et une coupe verticale (plan Y-Z) du HUTES. Les caractéristiques principales de ce HUTES sont :

- **Géométrie de l'échangeur de chaleur** : 1 tube linéaire sur 1 couche horizontale,
- **Isolation** : faces supérieure/latérales/inférieure en paille
- **Matériaux** : sable (matériau de stockage), tubes multicouches et eau (fluide caloporteur), dont les propriétés thermophysiques sont listées dans le Tableau 1.

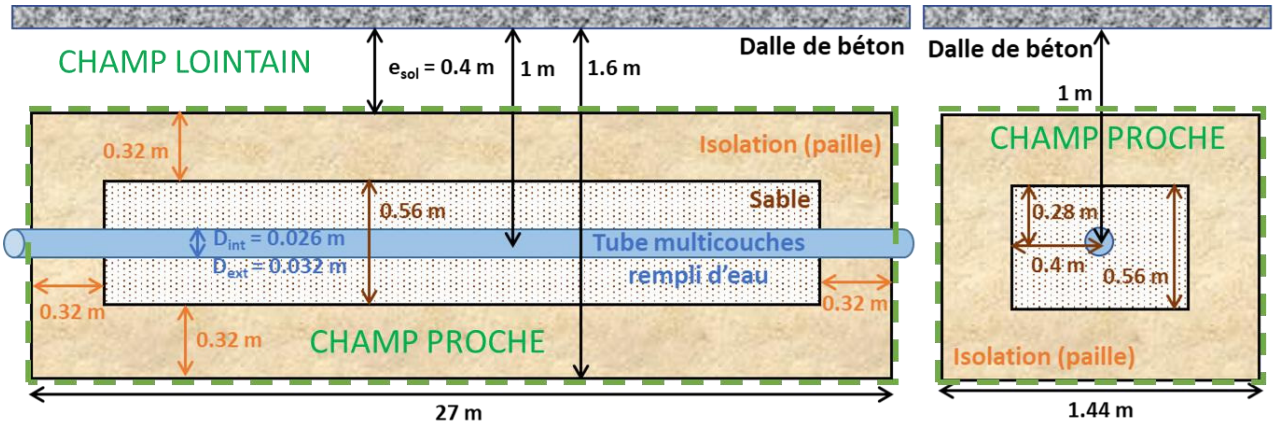


Figure 1 : Schéma simplifié de la vue de côté (plan X-Z) (a) et de la coupe verticale (plan Y-Z) (b)

	Masse volumique ($kg.m^{-3}$)	Capacité calorifique ($kJ.kg^{-1}.K^{-1}$)	Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	Viscosité dynamique ($kg.m^{-1}.h^{-1}$)
Sable	2500	1	2,42	-
Eau	1000	4,19	0,55	3,0
Tubes multicouches	-	-	0,42	-

Tableau 1 : Propriétés thermophysiques des matériaux du HUTES étudié

Ce HUTES est modélisé sous TRNSYS à l'aide du Type 999. Basé sur une approche tridimensionnelle implicite par différences finies, ce Type modélise les transferts thermiques par conduction dans le sol et convection dans les tubes en considérant une structure multicouche (tuyaux et sol) aux propriétés variables en profondeur. Les hypothèses principales de ce modèle sont : sol homogène, isotrope et poreux, avec des propriétés thermophysiques constantes (indépendantes de l'humidité) ; humidité relative uniforme ; fluide caloporteur (eau) et isolant aux propriétés stables, sans changement de phase ni réaction chimique. Lors de la résolution, le modèle distingue (cf. Figure 1) :

- Champ proche : zone isolée autour des tuyaux, active thermiquement.
- Champ lointain **:** zone frontière à température constante, limitant les effets de bord.

Des conditions aux limites sont définies aux frontières : une condition de conduction est fixée avec une température fixe du champ lointain (10°C sur les faces latérales et données météorologiques sur la face supérieure) et une condition adiabatique est imposée sur la face inférieure (à défaut de pouvoir considérer explicitement l'isolant sur cette face). Les conditions initiales supposent une température homogène du sol et du fluide caloporteur de 10°C.

L'architecture fonctionnelle du modèle de HUTES couplé à une pompe est illustrée sur la Figure 2. Le cœur du modèle (*Bloc principal* en jaune) est organisé autour de 3 éléments principaux : un fichier météo indiquant la température extérieure et le rayonnement incident sur le sol (*Meteo*), une pompe de circulation (*Pompe*), et le Type 999 (*HUTES*). Ces composants sont pilotés par une calculatrice centrale (*Variables*), qui regroupe les paramètres d'entrée dont l'influence est testée. En parallèle, un sous-système de contrôle (*Lois de contrôle*, en bleu) pilote les étapes successives de charge et de stand-by à partir des données de température et débit d'un champ solaire (*Donnees*). Ici, le fonctionnement de la pompe est déterminé par l'écart de température entre le champ solaire et la sortie du HUTES :

- ON si $T_{s,champ\ solaire} - T_{s,HUTES} > 5°C$ et OFF au pas de temps précédent,
- ON si $T_{s,champ\ solaire} - T_{s,HUTES} > 1°C$ et ON au pas de temps précédent,
- OFF sinon

En aval, un intégrateur, une calculatrice et une imprimante traitent et convertissent les résultats.

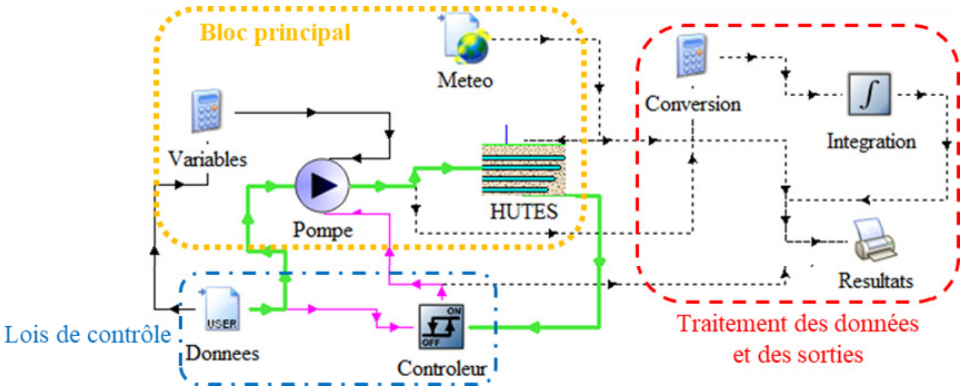


Figure 2 : Modélisation sous TRNSYS d'un HUTES (scénario 3)

Ainsi configuré, le modèle permet de calculer les températures du sol en surface et en profondeur et du fluide en sortie ainsi que l'énergie thermique transférée entre le fluide et le sol et celle stockée dans le sol en fonction de différents paramètres d'entrée :

- Géométriques : nombre de tubes, espacement entre les tubes, profondeur, diamètre,
- Propriétés thermophysiques : sol, fluide caloporteur et isolant,
- Climatiques : température de surface, rayonnement solaire,
- Opératoires : température et débit du fluide caloporteur, durée des étapes de charge/décharge.

2.2. Scénarios de simulation

Trois scénarios sont définis dans le Tableau 2 pour évaluer la robustesse du modèle et explorer différentes conditions de fonctionnement. Cette architecture permet une intégration avec Python pour automatiser les études de sensibilité et tester divers scénarios.

Scénario	Description	Données utilisées	Objectifs
1	Charge (8-17h) sur 3 mois avec conditions fixes en température et débit (400 $kg.h^{-1}$)	Paramètres fixés et charge uniquement à long terme	Cas de référence pour valider le comportement thermique en conditions contrôlées
2	Charge (8-17h) / décharge (17-8h) sur 6 mois avec conditions fixes en température et débit (400 $kg.h^{-1}$)	Paramètres fixés et charge / décharge tous les jours	
3	Charge sur 6 mois avec conditions expérimentales mesurées (profils dynamiques température et débit)	Données terrain (champ solaire actif) & Fichier météo horaire pour les conditions climatiques	Évaluation de l'impact des variations climatiques et opératoires

Tableau 2 : Caractéristiques des scénarios de simulation étudiés

2.3. Études de sensibilité

Une analyse de sensibilité est menée pour identifier les paramètres les plus influents sur les performances énergétiques du HUTES. Ces paramètres incluent :

- Diamètre interne des tubes de l'échangeur de chaleur (D_{int}),
- Nombre de tubes sur un même niveau (N_{tube})
- Distance entre les centres des tubes sur un même niveau (d_{tube}),
- Épaisseur de l'isolant (e_{isol}), et type d'isolant (nom_{isol}),
- Épaisseur du sol au-dessus du haut du HUTES (e_{sol}),
- Températures en entrée du HUTES durant la charge ($T_{e,ch}$) et la décharge ($T_{e,dech}$).

Les intervalles des paramètres sont détaillés dans le Tableau 3. Pour limiter les pertes de charge, les diamètres internes les plus grands des tubes multicouches existants sont retenus. Les isolants étudiés sont : bois (0,15 $W.m^{-1}.K^{-1}$), polystyrène expansé (0,029 $W.m^{-1}.K^{-1}$), polystyrène extrudé (0,033 $W.m^{-1}.K^{-1}$), polystyrène (0,047 $W.m^{-1}.K^{-1}$), polyuréthane (0,025 $W.m^{-1}.K^{-1}$), polyuréthane haute densité (0,022 $W.m^{-1}.K^{-1}$), paille (0,048 $W.m^{-1}.K^{-1}$), caoutchouc/coton/plastique (0,034 $W.m^{-1}.K^{-1}$) et Normalen® (0,04 $W.m^{-1}.K^{-1}$) [4].

Scénarios	**1, 2, 3**	**1, 2, 3**	**1, 2, 3**	**1, 2, 3**	**1, 2, 3**	**1, 2, 3**	**1, 2**	**1, 2**
Variable	D_{int} (m)	N_{tube}	d_{tube} (m)	e_{isol} (m)	nom_{isol}	e_{sol} (m)	$T_{e,ch}$ (°C)	$T_{e,dech}$ (°C)
Intervalle	0,02 et 0,026	1 à 5	0,15 à 1,5	0,01 à 0,35	9 isolants	0,1 à 0,4	30 à 100	5 à 25

Tableau 3 : Intervalles considérés des paramètres pour l'étude de sensibilité

Deux méthodes distinctes et complémentaires, issues de la librairie SALib de Python, ont été employées pour réaliser cette étude paramétrique :

- **Méthode de Morris** : Criblage rapide, peu coûteux en calculs, pour identifier les paramètres influents (de manière linéaire ou non-linéaire) et éliminer ceux ayant un impact négligeable sur les performances du HUTES.
- **Méthode de Sobol** : Analyse quantitative des variances pour évaluer les effets non linéaires et les interactions entre paramètres.

Ces analyses ont été automatisées via des scripts Python, générant environ 1000 simulations par scénario (15 cas de figure * 1000 simulations), avec une exploration aléatoire de l'espace des paramètres. Le critère d'évaluation repose sur l'énergie valorisée E_{val} par le système sur la durée totale du scénario (3 ou 6 mois), définie par :

$$E_{val} = E_{dech} - E_{pompe} \cdot \eta_{pompe} \quad (1)$$

Avec η_{pompe} le rendement de la pompe (90 %), E_{dech} l'énergie (kWh_{th}) restituée par le HUTES et E_{pompe} l'énergie électrique (kWh_e) consommée par la pompe pour la circulation du fluide sur toute la durée du scénario (charge uniquement, ou charge et décharge).

3. Résultats

3.1. Simulation journalière pour le scénario 2 : charge / décharge

Les résultats présentés dans cette section sont valables dans le cas du scénario 2 et pour les dimensions actuelles du HUTES installé en Mayenne (cf. Figure 1). La géométrie du stockage consiste en 1 tube linéaire de 0,026 m de diamètre, de la paille de 0,32 m en tant qu'isolant et 0,4 m de sol au-dessus du HUTES. Les températures de charge et décharge valent respectivement 70 et 15°C.

Les profils de température quotidiens de la coupe horizontale médiane du stockage sont présentés sur les Figure 3a (charge) et Figure 3b (décharge). Durant la charge, la température du sable proche du tube en entrée atteint 20°C. Après 6h, la chaleur se propage de plus en plus sur la longueur, avec une légère élévation de la température du sable proche de la sortie du stockage (20°C). A la fin d'une journée de charge, après 9h, la température atteint 32°C au voisinage du tube en entrée et 20°C en sortie. Le sable en contact de l'isolant s'échauffe peu en une seule journée de charge (9h) car le volume est trop important autour du tube. En décharge, la chaleur proche des tubes est rapidement extraite : après 1h, la température proche de l'entrée du fluide caloporteur atteint 28°C, puis 23°C après 6h et finalement 21°C après 9h. la température du sable proche de la sortie du fluide caloporteur reste quasiment constante (19°C) puisque ce dernier récupère la chaleur accumulée au voisinage du tube sur toute sa longueur.

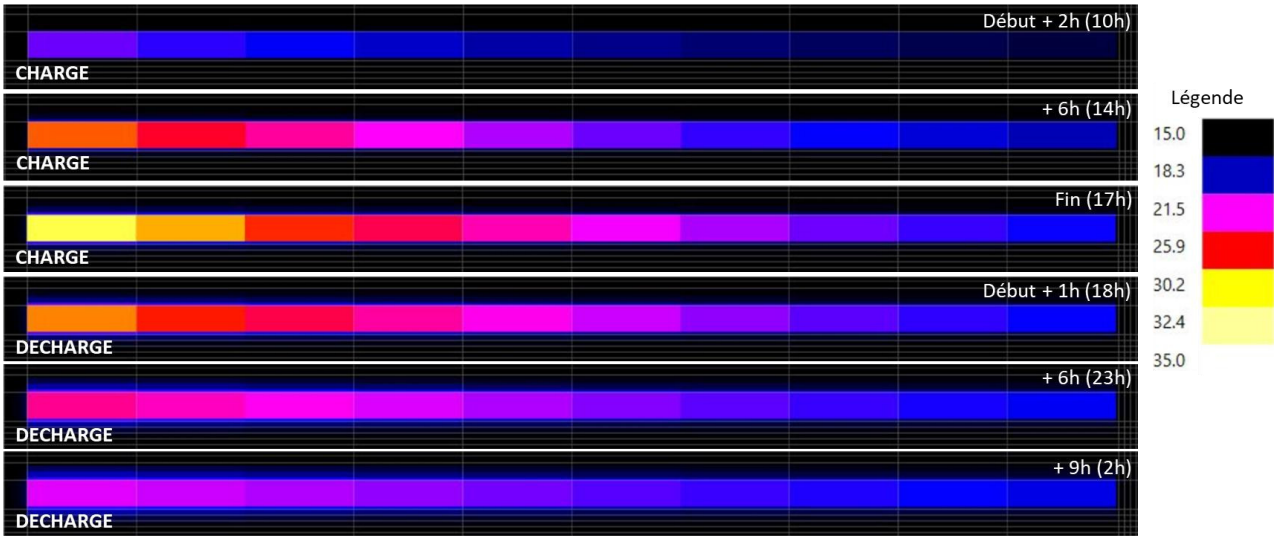


Figure 3 : Évolution de la température dans le stockage durant (a) la charge (8h – 17h) et (b) la décharge (17h – 8h) journalières

3.2. Analyse de sensibilité

L'évolution de l'énergie restituée par le système est représentée en fonction des paramètres de l'étude de sensibilité sur la Figure 4 (excepté D_{int}), pour la configuration avec 5 tubes. Les scénarios 1 à 3 sont respectivement représentés par les couleurs bleu, orange et vert. Pour le scénario 1, l'énergie évolue peu car seule la charge est étudiée. Cette même constatation est faite pour le scénario 3 où la température en entrée de stockage est fixée par le champ solaire. Quant au scénario 2, aucune tendance semble apparaître à première vue, excepté que l'énergie restituée augmente avec la température en entrée durant la charge puisque l'énergie restituée en fonction des paramètres de l'étude de sensibilité est très distribuée quels que soient les valeurs.

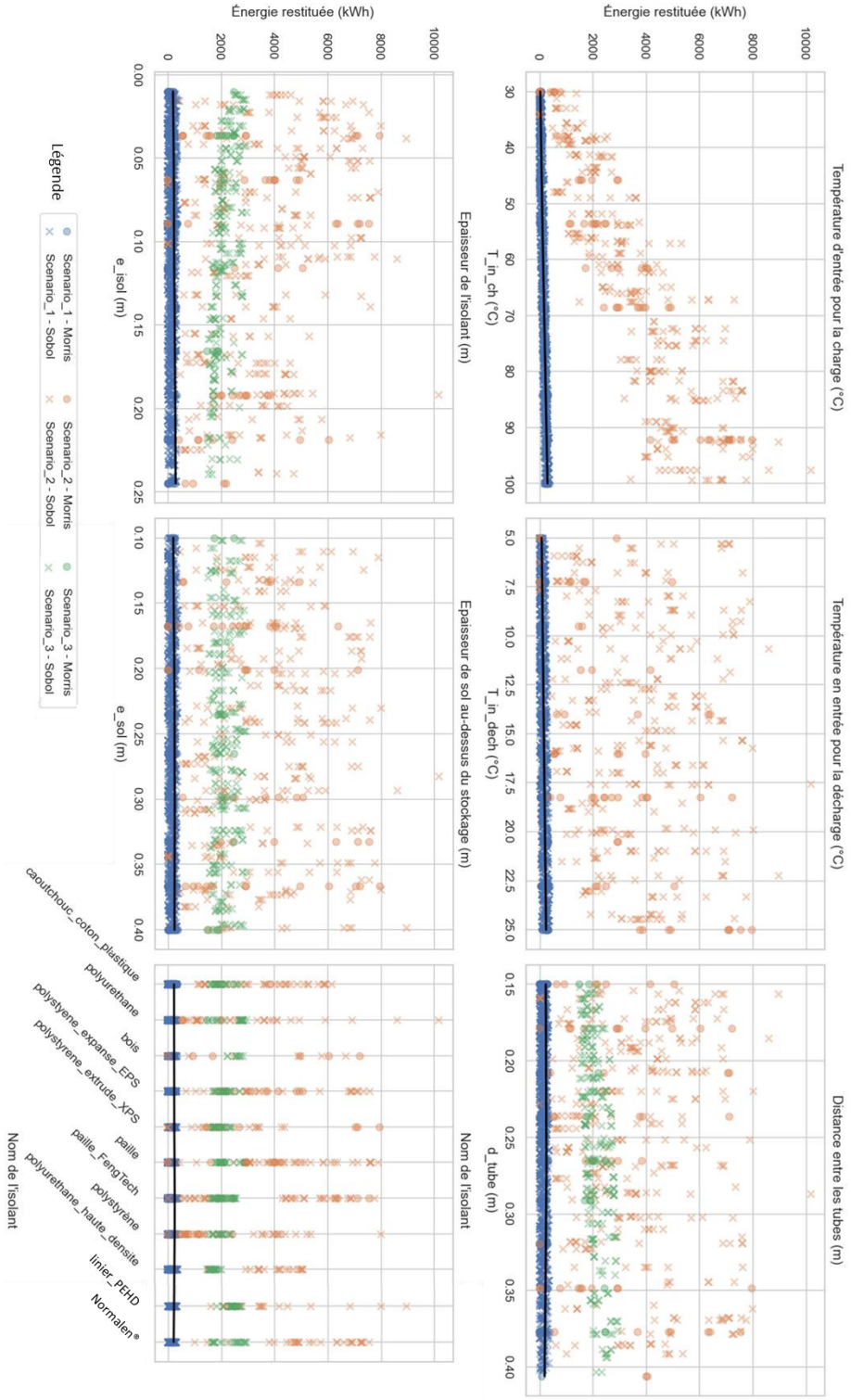


Figure 4 : Distribution du critère de sensibilité en fonction des paramètres d'entrée (cas à 5 tubes)

Quels que soient les scénarios étudiés, le diamètre interne des tubes (0,02 m ou 0,026 m) a peu d'influence sur les performances du HUTES. Selon la méthode de Morris, ce paramètre a été écarté de l'étude de sensibilité. Le diamètre le plus grand (0,026 m) est retenu pour minimiser les pertes de charge. L'influence de la distance entre les tubes est également limitée, bien que des valeurs optimales aient été identifiées en fonction du nombre de tubes (généralement au milieu de l'intervalle de recherche considéré). Les distances optimales, déterminées pour respecter les dimensions globales du HUTES (cf. Figure 1), sont respectivement de 0,7-0,8 m, 0,42 m, 0,3 m et 0,22 m pour 2, 3, 4 et 5 tubes en parallèle.

La distribution des paramètres sur les intervalles considérés (cf. Tableau 3) pour les méthodes Morris et Sobol, prouve que l'échantillonnage est uniforme pour les deux méthodes, bien que la méthode Morris génère moins de points, ce qui permet d'éliminer rapidement les paramètres peu influents. Les densités de probabilité montrent que la méthode Sobol couvre un large éventail de valeurs, confirmant une exploration complète de l'espace des paramètres. Ces résultats sont cohérents pour toutes les analyses de sensibilité réalisées.

3.2.1. Scénario 1 : Charge sur 3 mois avec conditions fixes

L'analyse de sensibilité (Morris et Sobol) a permis d'identifier 3 paramètres particulièrement influents sur les performances du HUTES : la nature de l'isolant (nom_{isol}), son épaisseur (e_{isol}) et l'épaisseur du sol sus-jacent (e_{sol}). La Figure 5**Erreur ! Source du renvoi introuvable.** présente les indices de Morris (σ et μ*) des différents scénarios (scénario 1 (a), 2 (b) et 3 (c)). Des valeurs élevées de μ* traduisent une forte influence, tandis que des valeurs de σ importantes indiquent des interactions potentielles. Le ratio σ/μ* (> 1 pour tous les paramètres sauf D_{int}) confirme des interactions significatives entre les paramètres, conformément aux observations de Garcia Sanchez *et al.* [5]. Les indices de Sobol (S1 et ST) confirment ces conclusions avec un écart marqué entre S1 et ST, soulignant l'importance des effets non-linéaires et des interactions.

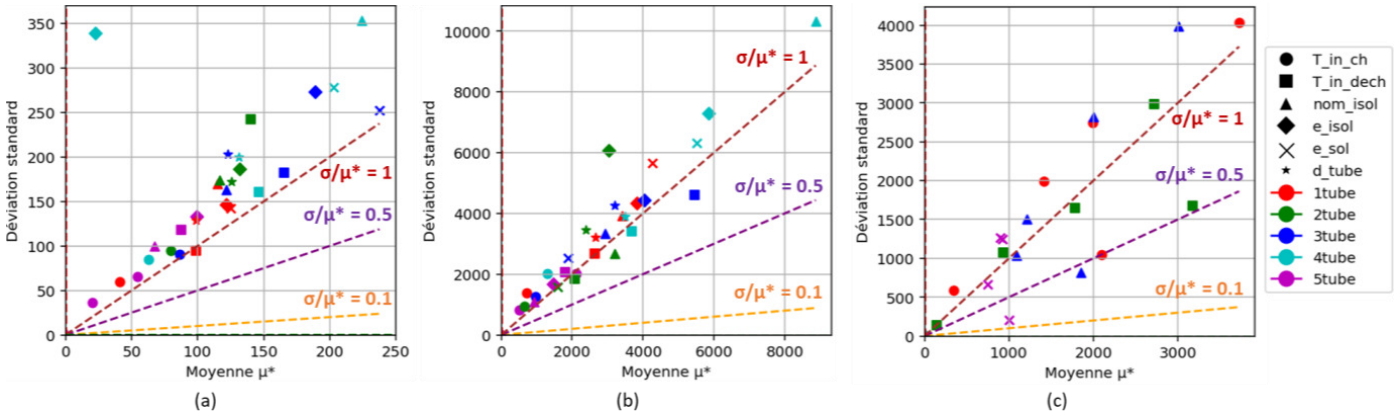


Figure 5 : Scénarios 1 (a), 2 (b) & 3 (c) – Influence des paramètres d'après les indices de Morris

3.2.2. Scénario 2 : Charge / Décharge journalières sur 6 mois avec conditions fixes

Dans ce scénario, les 3 mêmes paramètres (nom_{isol}, e_{isol} et e_{sol}) restent les plus influents. Cependant, la méthode Sobol révèle également un impact significatif des températures d'entrée durant les étapes de charge et décharge sur les performances du HUTES. Des interactions importantes entre les différents paramètres sont confirmées par des valeurs élevées des ratios σ/μ* (> 1) (cf. **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**Figure 5b), et des grandes différences entre S1 et ST.

3.2.3. Scénario 3 : Charge sur 6 mois avec données terrain et météo

Dans ce scénario, les températures en entrée du HUTES durant les étapes de charge et de décharge sont fixées par les données terrains issues de capteurs thermiques. Les mêmes constations sont obtenues, avec moins d'influence de la part de d_{tube} que pour les paramètres e_{sol}, e_{isol} et nom_{isol}. Néanmoins, quelques petites différences sont observées par rapport aux scénarios 1 et 2, avec des interactions un peu moins fortes entre les paramètres, puisque le ratio σ/μ^* est plus petit (cf. Figure 5c).

4. Conclusion

Un système de stockage dans le sol (HUTES : *Horizontal Underground Thermal Energy Storage*) a été modélisé sur TRNSYS. Une étude paramétrique a été menée avec la bibliothèque SALib de Python, utilisant les méthodes Morris (pour identifier les paramètres peu influents) et Sobol (pour analyser les interactions et effets non-linéaires). Trois scénarios ont été simulés, combinant des étapes de charge et/ou décharge sur 3 à 6 mois et utilisant des données météo et opératoires fixes ou réelles.

L'analyse des simulations, visant à maximiser l'énergie valorisée par le système, a permis de dégager des recommandations optimales pour la conception et l'exploitation du HUTES :

- Diamètre interne : maximisé pour minimiser les pertes de charge,
- Espacement entre les tubes : ni trop grande ni trop petite pour limiter les interactions thermiques entre les tubes (0,8, 0,4, 0,3 et 0,22 m pour 2, 3, 4 et 5 tubes),
- Épaisseur du sol au-dessus du HUTES : 0,25 à 0,3 m pour équilibrer les transferts thermiques tout en limitant les pertes vers la surface,
- Épaisseur de l'isolant : 0,18 m pour un seul tube ; 0,05 à 0,15 m pour les configurations multitubes permettant de réduire les déperditions thermiques,
- Isolants recommandés : paille, polystyrène extrudé et polyuréthane haute densité,
- Températures optimales : 90°C pour la charge ; 17-22°C pour la décharge.

Ces résultats offrent une base solide pour le dimensionnement et l'optimisation des HUTES, en conciliant performance énergétique, viabilité économique et durabilité environnementale. Une validation expérimentale sur le banc d'essai à échelle pilote permettrait de confirmer ces conclusions. Enfin, une optimisation multi-objectif sera menée.

Références

[1] M. M. Rahman, A. O. Oni, E. Gemechu, and A. Kumar, 'Assessment of energy storage technologies: A review', *Energy Convers. Manag.*, vol. 223, p. 113295, Nov. 2020, doi: 10.1016/j.enconman.2020.113295.

[2] S. Kalogirou, 'Solar Energy Engineering: Processes and Systems: Second Edition', *Sol. Energy Eng. Process. Syst. Second Ed.*, Jan. 2009.

[3] Z. Li, X. Ma, Y. Zhao, and H. Zheng, 'Study on the Performance of a Curved Fresnel Solar Concentrated System With Seasonal Underground Heat Storage for the Greenhouse Application', *J. Sol. Energy Eng.*, vol. 141, no. 011004, Aug. 2018, doi: 10.1115/1.4040839.

[4] D. Le Roux, H. Noël, A. Fuentes, and T. Colinart, 'Review on horizontal underground thermal energy storage (HUTES)', *J. Energy Storage*, vol. 147, p. 119927, Feb. 2026, doi: 10.1016/j.est.2025.119927.

[5] D. Garcia Sanchez, B. Lacarrière, M. Musy, and B. Bourges, 'Application of sensitivity analysis in building energy simulations: Combining first- and second-order elementary effects methods', *Energy Build.*, vol. 68, pp. 741–750, Jan. 2014, doi: 10.1016/j.enbuild.2012.08.048.

Stockage électrothermique en chaleur latente par matrice conductrice issue des copeaux métalliques recyclés : vers une approche circulaire de la décarbonation de l'industrie.

Electrothermal storage of latent heat using a conductive matrix made from recycled metal chips: towards a circular approach to industrial decarbonization.

Merveil IRAGI[1,3], Xavier PY[2], Elissa EL RASSY[2], Jérôme SOTO[2], Frédéric LONTSI[4]

[1]Laboratoire de thermique et énergie de Nantes, Nantes Université, CNRS,
La chantrerie, rue Christian Pauc, 44300 Nantes, France
[2]Faculté d'ingénierie ULC-Icam, Université Loyola du Congo, Kimwenza Mission, Kinshasa, RDC
[3]Icam Ouest, 35 av. champ des manœuvres, 44470 Carquefou, Carquefou, France
[4]Institut Ucac-Icam, Université Catholique d'Afrique centrale, 5504 Akwa, Douala, Cameroun

[*](auteur correspondant : merveil.iragi@univ-nantes.fr)

Résumé

Cette étude concerne un concept de stockage de chaleur latente à conversion électrothermique directe, destiné aux applications industrielles type « Power-to-heat ». Le système repose sur l'intégration d'une matrice conductrice issue de copeaux métalliques recyclés au sein d'une paraffine RT70HC. La charge est faite par effet Joule in-situ, permettant une génération volumique de chaleur. Les résultats expérimentaux montrent une fusion homogène, des temps de charge fortement réduits, d'un facteur 4, par rapport à la fusion avec fluide caloporteur et une stabilité thermique du MCP après 25 cycles.

Abstract

This study is dedicated to a latent heat thermal energy storage concept based on direct in-situ electrothermal conversion for power-to-heat applications. A conductive matrix made from recycled metallic chips is embedded within RT70HC paraffin, enabling Joule heating directly inside the storage medium. Experimental results demonstrate homogeneous temperature distribution and significantly accelerated melting by factor 4 compared to charge with conventional heat transfer fluid. Repeated electrothermal cycling up to 25 cycles confirms the thermal and chemical stability of the PCM.

Nomenclature

C_p	capacité de chaleur spécifique, J/(kg.K)	Q	énergie, J
h	hauteur, m	R	résistance électrique, Ω
I	courant électrique (intensité), A	t	temps, s ou h
$\boldsymbol{U}$	tension, V	T	température, °C
e	épaisseur, m	P	puissance, W
d	diamètre, m	H	enthalpie, J/kg
m	masse, kg	*Symboles grecs*	

ρ	masse volumique, kg/m^3	Φ_{perte}	perte thermique, W
η	rendement	λ	conductivité thermique, W/(m.K)

1. Introduction

La décarbonation du secteur industriel constitue un enjeu majeur de la transition énergétique, ce secteur représentant près de 20% des émissions directes de CO_2 en Europe [1]. Une part significative de ces émissions est liée à la production de chaleur de procédé, majoritairement assurée par des combustibles fossiles [2]. Dans ce contexte, l'électrification des usages thermiques, couplée à une intégration accrue des énergies renouvelables variables (ERV), apparait comme un levier central de la décarbonation [3].

Toutefois, la forte pénétration des ERV pose des défis croissants en matière de flexibilité des systèmes énergétiques, caractérisés par des épisodes de surplus de production et de prix négatifs sur les marchés électriques [4]. Les technologies type « Power-to-heat » (P2H) permettent de convertir ces excédents électriques en chaleur valorisable, en particulier dans l'industrie [5]. Leur déploiement à grande échelle nécessite cependant des solutions de stockage thermique performantes, capables de dissocier temporellement production électrique et demande thermique [6].

Le stockage thermique par chaleur latente (ST-CL), basé sur l'utilisation des matériaux à changement de phase (MCP), présente une densité énergétique élevée et une température quasi constante lors des transitions de phase [7]. Néanmoins, les faibles conductivités thermiques intrinsèques des MCPs organiques limitent les puissances de charge et de décharge [8]. De nombreux travaux ont ainsi exploré l'intégration des structures conductrices (mousses métalliques, ailettes, matrices graphite) afin d'améliorer les transferts thermiques [9][10].

Plus récemment, le concept de conversion électrothermique in-situ a émergé comme une alternative prometteuse aux schémas de charge indirects, en permettant la conversion directe de l'électricité en chaleur au cœur du matériau de stockage par effet Joule [11]. Cependant, les MCPs, intrinsèquement isolants sur le plan électrique, ne permettent pas la génération de la chaleur par effet Joule ; il est donc nécessaire d'y intégrer des matrices conductrices afin de rendre possible la conversion électrothermique in-situ. Parallèlement, les stratégies de décarbonation industrielle s'orientent vers une meilleure valorisation des ressources secondaires, notamment les rebuts métalliques, considérés comme des matériaux stratégiques dans une logique d'économie circulaire [12]. Des entreprises telles que ArcelorMittal Recycling, Sims Metal... présentes dans le secteur du recyclage de ces rebuts démontrent de la disponibilité d'un gisement mobilisable pour les applications énergétiques innovantes [13].

Dans ce contexte, le présent travail propose une approche originale de stockage électrothermique à chaleur latente intégrant une matrice conductrice issue des copeaux métalliques recyclés. L'objectif est de démontrer la faisabilité du chargement électrothermique in-situ, d'en évaluer les performances thermiques et d'analyser la stabilité du composite sous cycles répétés [14], en vue d'applications industrielles type « Power-to-Heat » à faible empreinte carbone.

2. Matériaux et méthodes

2.1. Elaboration du composite MCP-matrice conductrice

Le matériau de stockage thermique est composé de la paraffine commerciale RT70HC et d'une matrice conductrice constituée de copeaux d'acier inoxydable (AISI 304) issus de rebuts

métallurgiques d'usinage, préalablement nettoyés. Le mélange est fait de 78% en masse de paraffine (représentant une fraction volumique de 97%) et 22% en masse d'acier inox (représentant une fraction volumique de 3%).

Les copeaux sont incorporés dans la paraffine préalablement fondue afin d'obtenir un composite homogène, assurant à la fois une percolation thermique et électrique. Cette approche permet d'améliorer la conductivité effective du matériau tout en conférant des propriétés de conduction électrique nécessaires à la conversion électrothermique.

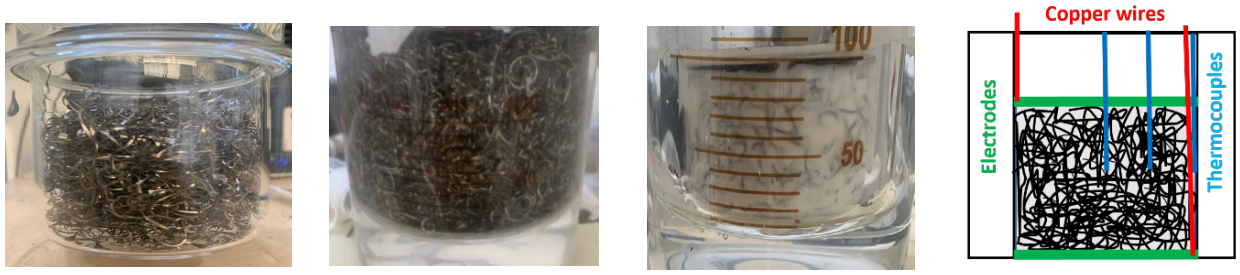


Figure 1 *: Montage de l'unité de stockage*

a) Lit de copeaux d'acier inox, b) matériau composite (paraffine à l'état liquide), c) matériau composite (paraffine à l'état solide), d) Structure interne 2D de l'unité de stockage

La Figure 1.a présente les copeaux d'acier inox entassés dans le récipient en pyrex avant d'y mélanger la paraffine liquide, la Figure 1.b montre le matériau composite une fois constitué, la paraffine étant à l'état liquide et transparente. La Figure 1.c montre également le matériau, la paraffine étant à l'état solide et la Figure 1.d une coupe 2D montrant les fils électriques connectés aux électrodes placées en haut et en bas du matériau composite et les thermocouples de type K disposés à mi-hauteur, au centre (T1), à mi-rayon (T2) et au bout du rayon (T3), afin de suivre l'homogénéité thermique durant les phases de charge et décharge. Les propriétés du matériau sont présentées dans le Tableau 1.

Propriétés	**Valeurs**	
	Paraffine RT70HC	**Acier inox**
Capacité de chaleur spécifique	2 000 J/(kg.K)	475 J/(kg.K)
Chaleur latente	260 000 J/kg	
Masse volumique	900 kg/m^3 (état solide à 15°C), 800 kg/m^3 (état liquide à 80°C)	7850 kg/m^3 (à 20°C)
Conductivité thermique	0.2 W/(m.K)	16.3 W/(m.K) (entre 80°C et 100°C)
Résistivité électrique	Isolant électrique	7.74 10^{-7} Ω/m

Tableau 1 *: Propriétés principales de la paraffine RT70HC (données de Rubitherm) et de l'acier inoxydable (rapport nasa)*

2.1.1. Dispositif expérimental de charge électrothermique

La charge du système est réalisée par alimentation électrique continue (20V-20A), appliquée à la matrice métallique immergée dans le MCP via deux électrodes métalliques mises en œuvre

sous forme de disques (Figure 1). L'effet Joule génère une dissipation volumique de chaleur au sein du composite, également homogénéisée par la conduction thermique de la matrice métallique, conduisant à la fusion progressive de la paraffine.

La température est mesurée par des thermocouples de type K, voir Figure 1.d. Le matériau composite est contenu dans un récipient cylindrique (h=0.19m, D_i=0.06m et D_{ex}=0.09m) à double paroi en pyrex, ce qui permet de faire circuler de l'eau dans celui-ci pour la décharge à l'aide du bain thermostaté. Le schéma du dispositif expérimental est présenté sur la Figure 2 :

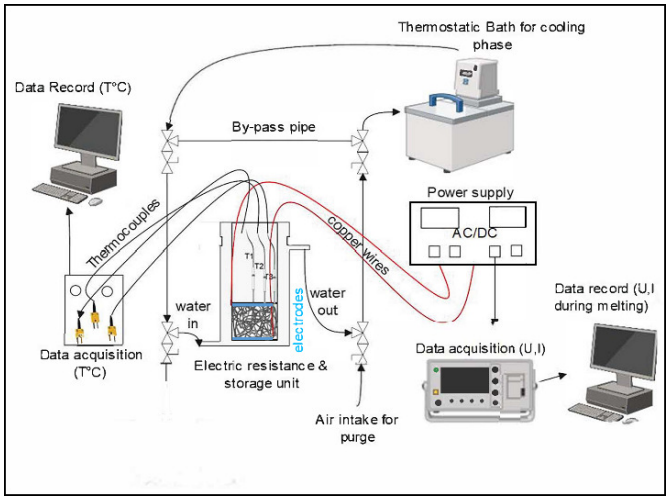


Figure 2 : *Dispositif expérimental de charge et décharge*

3. Résultats et discussion

3.1. Performances de charge électrothermique

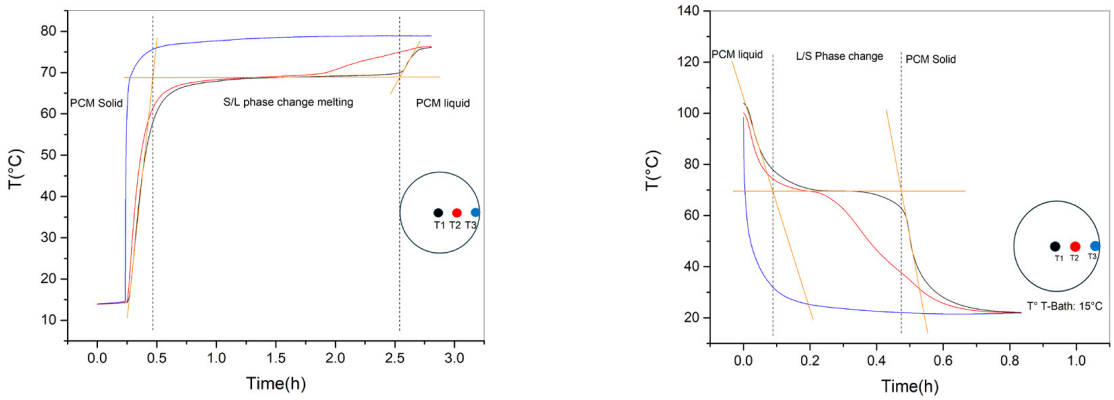


Figure 3 : *Evolution temporelle de la température pour les phases charge et décharge avec fluide caloporteur*

(a) charge avec fluide caloporteur à 80°C *(b) décharge avec fluide caloporteur à 15°C.*

Les figures 3.a et 3.b présentent les cycles de charge et décharge, respectivement, du matériau composite avec le fluide caloporteur, la charge étant faite à 80°C et la décharge à 15°C. Un gradient de température cohérent est observé entre les différents thermocouples. Le plateau de changement de phase dure environ 2h lors de la charge avec le fluide caloporteur et pratiquement 0.4 h pour la décharge.

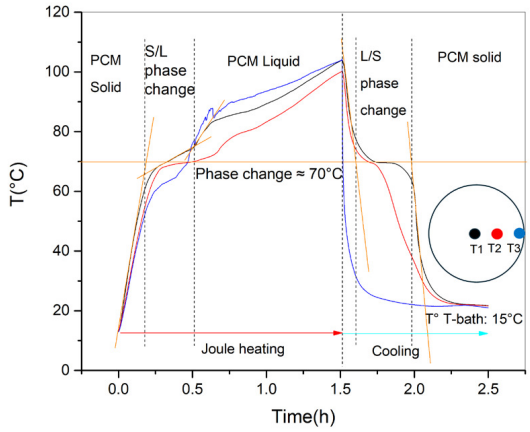


Figure 4 : *1er cycle charge électrothermique et décharge avec fluide caloporteur*

La Figure 4 présente un cycle de charge électrothermique in-situ par effet Joule du composite RT70HC/acier inox et la décharge par fluide caloporteur. Le temps de charge est réduit d'un facteur 4 par rapport à un chauffage indirect par fluide caloporteur (Figure 3.a), passant de 2h à environ 0,5h pour une énergie stockée équivalente. Cette amélioration est attribuée à la génération volumique de chaleur et à la conductivité thermique accrue du composite.

3.2. Stabilité thermique et cyclabilité

La charge électrothermique étant non-conventionnelle, le MCP pourrait être dégradé par la présence des points chauds et/ou par effet électrochimique. Il est donc important de vérifier que les propriétés (en particulier chaleur latente) sont conservées au cours des cycles. Dans un premier temps, la longueur des plateaux de solidification calculée à chaque cycle a été tracée en fonction des nombres de cycle sur la Figure 5.a. On observe que le plateau de solidification reste constant sur les cycles opérés permettant d'affirmer qu'il n'y a pas eu de forte dégradation de la paraffine et que celle-ci a conservé sa chaleur latente tout au long de ces cycles.

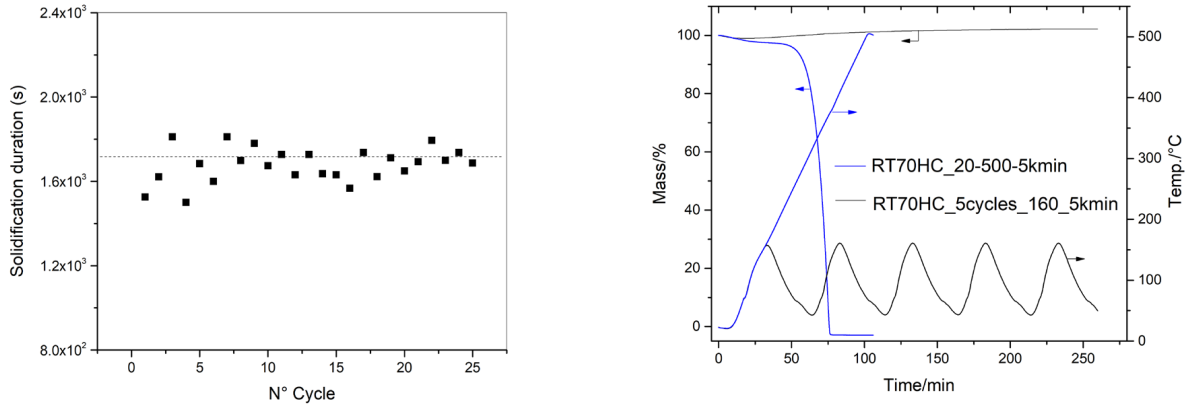


Figure 5 : *Plateau de solidification et analyse thermogravimétrique (ATG)*

(a) Longueur de plateau en mesurant la durée de solidification par cycle

(b) Evolution de la masse d'un échantillon de paraffine RT70HC

La stabilité thermique du RT70HC a été également étudié avec une analyse thermogravimétrique (ATG). Les résultats présentés dans la Figure 5.b démontrent que la

paraffine a une faible perte en masse jusqu'à 250°C et est totalement décomposée à 350°C. Les cycles thermiques entre la température ambiante et 160°C ont été effectués sur une paraffine brute, pas encore cyclée sous la charge électrothermique afin d'étudier une possible dégradation sous des cycles cumulés dans la même gamme de températures que nos cycles précédents. Une légère dégradation a été constaté.

Des analyses par calorimètre différentiel à balayage (DSC) ont également été effectuées pour identifier une possible dégradation de la paraffine. Ces analyses réalisées, après 25 cycles ne montrent aucune variation significative de l'enthalpie de fusion ni de la température de transition.

Bien que les mesures macroscopiques (thermocouples) et DSC n'indiquent pas de points chauds significatifs, il est possible que des variations locales du champ électrique dans le réseau percolant puissent exister à l'échelle microscopique, en fonction de la distribution des contacts entre copeaux résultant de la compression manuelle faite lors de la procédure expérimentale.

3.3. Bilan énergétique et efficacité du système

Concernant le bilan énergétique, l'énergie électrique cumulée fournie au système pendant la durée de la charge a été calculée et est exprimée selon l'expression suivante :

$$Q_{\text{fournie}}(t) = \int_0^t R_{\text{corr}}(t) \cdot I^2 dt \quad (1)$$

où R_{corr} est la résistance électrique corrigée en supprimant la résistance des fils électriques et des électrodes, et I la valeur du courant électrique fixée par l'alimentation continue, (I=20.2 A).

L'énergie stockée dans le système lors de la charge et l'énergie récupérée lors de la décharge (sans considérer les pertes), sont estimées en tenant compte des chaleurs sensibles et latentes des différents composants :

$$Q_s = (m.C_p\Delta T)_{sol} + m.L + (m.C_p\Delta T)_{liq} + (\sum(m.C_p)_{ac,el,py})\Delta T \quad (2)$$

$$Q_r = (m.C_p\Delta T)_{liq} + m.L + (m.C_p\Delta T)_{sol} + (\sum(m.C_p)_{ac,el,py})\Delta T \quad (3)$$

où les indices « sol » et « liq » correspondent aux phases solides et liquides, respectivement et « ac » , « el » , « py », sont l'acier inox, les électrodes et le récipient en pyrex.

Les pertes thermiques ont été également calculées en estimant une résistance globale composée de 4 résistances thermiques en séries : la conduction dans les parois intérieures et extérieures du pyrex, la conduction dans l'air à l'état stationnaire dans la double paroi et la convection naturelle entre l'air et la paroi extérieure du récipient en pyrex. L'expression utilisée est exprimée ci-dessous :

$$\dot{Q_p} = \frac{T_i - T_\infty}{R_{tot}} \quad (4)$$

$$\text{Avec : } R_{tot} = R_{cond,paroi\,1} + R_{cond,paroi\,2} + R_{cond,air} + R_{conv,air\,ext} \quad (5)$$

Résistances	Conduction paroi intérieure	Conduction paroi extérieure	Conduction air double paroi	Convection naturelle air extérieur	Total
Valeur (K/W)	0.07	0.05	10.8	1.76	12.7
%	0.55	0.4	85	14	

Tableau 1 *Résistances thermiques estimées*

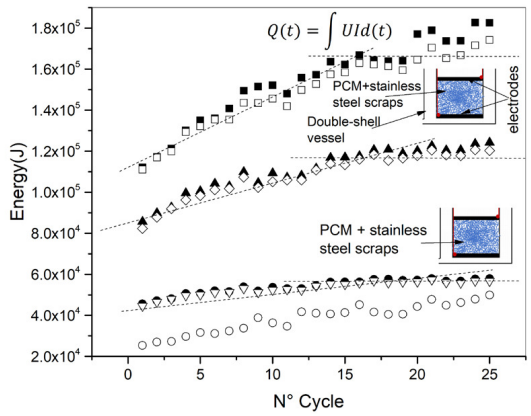


Figure 6 : *Bilan énergétique du système par cycle*

Energie stockée ■ *, énergie stockée+ pertes* □
Energie stockée/rendue par tout le système ▲/◇
Energie stockée/rendue par le matériau ●/▽
Pertes thermiques 0

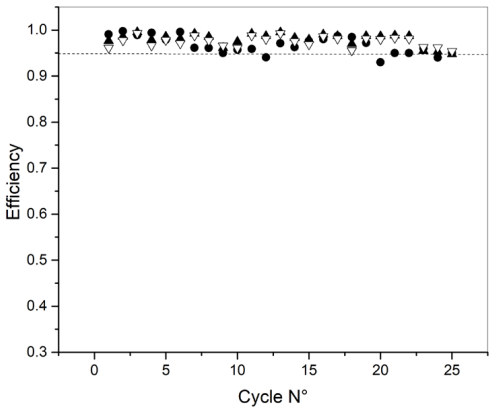


Figure 7 : *Efficacité de charge et décharge du système par cycle*

(Energie stockée+pertes) /énergie stockée ●
Energie rendue/énergie stockée (par le matériau)▲
Energie rendue/énergie stockée (par le système)▽

La superposition des courbes des énergies stockées et restituées par le matériau composite et par le système confirme la réversibilité du changement de phase de la paraffine RT70HC et la stabilité du réseau conducteur métallique. L'évolution progressive de l'énergie injectée au cours des cycles est cohérente avec la légère augmentation puis la stabilisation de la résistance électrique du composite après environ 20 cycles. Cette stabilisation de la résistance observée au cours des cycles peut être interprétée comme une réorganisation microstructurale conduisant à un réseau de conduction plus homogène. Les pertes thermiques, proportionnelles à l'énergie fournie par effet Joule, représentent environ 24-25% de l'énergie injectée. Le parfait alignement entre l'énergie fournie et la somme de l'énergie stockée et des pertes valide le bouclage du bilan thermique. Les efficacités de charge et décharge, comprises entre 97 à 99%, confirment la capacité du système à restituer quasi intégralement l'énergie stockée.

4. Conclusion

La faisabilité d'un concept de charge et de stockage thermique à chaleur latente par conversion électrothermique directe par effet Joule est démontrée dans cette étude. L'intégration d'une matrice conductrice élaborée à partir des copeaux métalliques recyclés au sein d'une paraffine RT70HC permet une charge in-situ efficace, dans laquelle le matériau de stockage joue simultanément le rôle d'élément chauffant et de réservoir de chaleur latente.

Les résultats expérimentaux confirment que les copeaux métalliques forment des chemins de percolation efficaces, assurant une conduction électrique homogène, des champs de température uniformes et une fusion accélérée du MCP d'un facteur 4 comparativement avec la charge par fluide caloporteur. Les essais de cyclage montrent par ailleurs que la paraffine RT70HC conserve ses propriétés de stockage après 25 cycles de fusion-solidification jusqu'à 160°C, sans dégradation observable, validant la robustesse du composite électrothermique.

Ce système ouvre la voie à des architectures type « Power-to-Heat » simplifiées, potentiellement plus compactes et à plus forte densité de puissance. En combinant stockage latent, conversion électrothermique in-situ et valorisation d'énergies renouvelables variables et

de ressources métalliques recyclées, cette approche s'inscrit pleinement dans une stratégie de décarbonation et d'économie circulaire des procédés industriels.

Références

[1] ADEME, Chiffres clés du climat – France, Europe et Monde (Édition 2022). *Agence de la transition écologique*, (2022).

[2] IPCC, Climate Change 2022: Mitigation of Climate Change (AR6 Working Group III). *Cambridge University Press*, (2022).

[3] International Energy Agency, World Energy Outlook, (2023), https://www.iea.org/reports/world-energy-outlook-2023

[4] H.K. Jacobsen, S.T. Schroder, Curtailment of renewable generation: Economic optimality and incentives, *Energy Policy,* 63 (2012), 663–675, https://doi.org/10.1016/j.enpol.2012.07.004

[5] A. Bloess, W. P. Schill, A. Zerrahn, Power-to-heat for renewable energy integration: A review of technologies, modeling approaches, and flexibility potentials, *Applied Energy*, 212 (2018), 1611–1626, https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2017.12.073

[6] D. P. Lund, J. Lindgren, J. Mikkola, J. Salpakari, Review of energy system flexibility measures to enable high levels of variable renewable electricity. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 45 (2015), 785–807, https://doi.org/10.1016/j.rser.2015.01.057

[7] T. Nomura, N. Okinaka, T. Akiyama, Technology of latent heat storage for high temperature application: A review, *ISIJ International*, 50 (9) (2010), 1229–1239, https://doi.org/10.2355/isijinternational.50.1229

[8] B. Atakan, J. Qureshi, Heat flux in latent thermal energy storage systems: The influence of fins, thermal conductivity and driving temperature difference. *Heat and Mass Transfer,* 58 (2022), 2085–2096. https://doi.org/10.1007/s00231-022-03220-3

[9] X. Py, R. Olives, S. Mauran, Paraffin/porous-graphite-matrix composite as a high and constant power thermal storage material, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 44 (14) (2001), 2727–2737, PII: S0017-9310(00)00309-4

[10] M. M. El Idi, M. Karkri, M. Kraiem, Preparation and effective thermal conductivity of a Paraffin/ Metal Foam composite. *Journal of Energy Storage*, 33 (2021), 102077. https://doi.org/10.1016/J.EST.2020.102077

[11] A. M. Pantaleo, S. Trevisan, F. Matteucci, L.F. Cabeza, Innovation trends on high-temperature thermal energy storage to defossilize energy systems, *Journal of Energy Storage*, 103 (2024), 114261, https://doi.org/10.1016/j.est.2024.114261

[12] P. Klimek, M. Hess, M. Gerschberger, S. Thurner, Circular transformation of the European steel industry renders scrap metal a strategic resource, *arXiv* (2024), http://arxiv.org/abs/2406.12098

[13] NDC Partnership, Policy Brief: The potential of scrap use for EU steel decarbonization,(2024), 20240909_NDCA-PB_The role of scrap for EU steel decarbonization_SO_ATö.pdf

[14] A. Wadee, P. Walker, N. McCullen, V. Ferrandiz-Mas, The effect of thermal cycling on the thermal and chemical stability of paraffin PCM composites. *Materials and Structures*, 58 (2025), 25. https://doi.org/10.1617/s11527-024-02556-y

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au projet PeA-CIPASTI financé par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) et l'Agence Française de Développement (AFD). Ce travail a également bénéficié d'une aide de l'État gérée par l'Agence Nationale de la Recherche au titre de France 2030 portant la référence « ANR-22-PESP-0005 ».

Thème 7

Transferts de masse et de chaleur en milieux poreux

Conditions de formations de zones sèches dans un substrat capillaire pour le rafraîchissement adiabatique indirect. 280
Coupling of heat and mass transfers in bio-based construction materials 288
Effet de transport de gaz dans un milieu poreux induit par une différence de température . . . 296
Vers un modèle thermo-hydrique de sol pour application urbaine : développement numérique et premières confrontations à des mesures de terrain. 304

Conditions de formations de zones sèches dans un substrat capillaire pour le rafraîchissement adiabatique indirect.

Capillary substrate drying conditions study for indirect adiabatic cooling

Antonin DULAC[1], Florine GIRAUD[1*], David CLOET[1], Sabine ZINS[1], Arnaud DIDIER[1], Benoît STUTZ[1]

[1]Laboratoire Procédés Energies Bâtiment (LOCIE)
60 avenue du Lac Léman - 73370 Le Bourget-du-Lac
[*](auteur correspondant : florine.giraud@univ-smb.fr)

Résumé - Les systèmes de rafraîchissement adiabatiques indirects pour l'habitat sont économes en énergie. Ils utilisent un substrat capillaire pour l'apport d'eau. Une étude paramétrique a été menée pour identifier les conditions provoquant leur assèchement. Pour cela, un banc expérimental a été développé, reproduisant un demi-canal humide. Les paramètres étudiés sont l'humidité relative, le débit d'air, la température d'entrée et la pression capillaire. Deux protocoles d'imbibition ont été mis en oeuvre pour étudier l'effet d'hystérésis sur le développement des zones d'assèchement.

Abstract - Indirect adiabatic cooling systems represent a highly energy-efficient solution for residential cooling. These systems rely on a capillary substrate for water distribution. This study presents a parametric investigation conducted on an experimental test bench designed to simulate a humid half-channel to identify dry-out conditions of the capillary substrate.
The research evaluates the impact of : inlet relative humidity, airflow rate, inlet temperature, and capillary pressure. Two experimental protocols were implemented to study the hysteresis effect on drying out zones development.

Nomenclature

H	distance du niveau du réservoir à la veine, m	*Symboles grecs*	
HR	humidité relative, $\%$	ω	humidité spécifique, $\mathrm{kg_{eau}/kg_{air,\,sec}}$
Q_v	débit volumique, $\mathrm{L/min}$	ϵ	Efficacité de refroidissement
TC	température sous la plaque chauffante, K	η	Porosité
P	puissance de chauffe de la plaque, W	Δ	Incertitude absolue
T	température, K		
k	perméabilité, $\mathrm{m^2}$	*Indices et exposants*	
e	épaisseur, m	in	entrée de la veine
r	rayon de pore, m	out	sortie de la veine
		sat	saturation
		sec	sec (sans apport d'eau)
		$subs$	substrat capillaire
		eff	effectif

1. Introduction

L'augmentation régulière des records de chaleur annuels, mensuels et absolus est visible à l'échelle mondiale comme le montre *Coumou et al.* [1]. La plus grande fréquence de ces records est aussi accompagnée d'une augmentation du nombre et de la durée des vagues de chaleur sur les dernières décennies comme présenté par *Ionita et al.* [2]. Dans ce contexte, le développement de systèmes de rafraîchissement est primordial pour des enjeux de santé des occupants et de confort. La principale technologie pour le rafraîchissement intérieur est la climatisation à cycle de compression mécanique de vapeur. Ainsi les climatiseurs représentent environ 10 % de la consommation en électricité mondiale pour 7 % des émissions de GES (fuites de fluide et production d'énergie) selon l'Agence Internationale de l'Énergie (AIE) [3]. De plus les climatiseurs à compression mécanique rejettent généralement de la chaleur dans le milieu ambiant ce qui a pour effet d'augmenter le phénomène d'îlot de chaleur urbain.

Les systèmes de rafraîchissement évaporatif sont présentés comme une alternative "low-tech" à la climatisation classique. Ils se séparent en 2 catégories : les systèmes directs et indirects. Dans les systèmes directs l'air extérieur est refroidi par évaporation directe d'eau augmentant l'humidité de l'air entrant. Dans les systèmes indirects, le cycle de Maisotsenko est utilisé et se présente sous diverses formes [4]. Ce cycle met en œuvre des échangeurs à plaques composés d'une alternance de canaux secs et humides et fonctionnant en mode contrecourant. Il est mis en œuvre pour rafraîchir les bâtiments lors des périodes de fortes chaleurs. De l'air chaud extérieur circule dans les canaux secs où il se refroidit au contact des parois froides. Une partie de l'air rafraîchi est injecté dans le bâtiment. Le complément est réinjecté dans les canaux humides adjacents. Il s'y réchauffe et s'humidifie au contact des substrats capillaires humides tapissant les parois avant d'être renvoyé vers l'extérieur. La chaleur prélevée lors de l'évaporation permet de refroidir les plaques séparant les canaux secs et humides, et donc l'air circulant dans les canaux secs et injecté dans les bâtiments sans l'humidifier.

Une des problématiques de ces systèmes est l'assèchement du substrat capillaire qui est notamment visible dans des climats secs. L'assèchement du substrat capillaire a été étudié par *Yang et al.* [5] (étude numérique validée par expérience à l'échelle d'un système indirect) et *Yang et al.* [6] (étude expérimentale du substrat pour système direct). *Chen et al.* [7] ont étudié l'imbibition de substrats verticaux mouillés par pulvérisation avec des buses en convection naturelle. Quelques recherches s'intéressent à l'impact du type de substrat sur les performances globales du système ou l'imbibition du substrat seul [8]. L'assèchement d'un substrat capillaire utilisant la capillarité pour s'imbiber en fonctionnement est peu étudié. La compréhension de l'assèchement de ce type de substrat permet d'envisager des solutions limitant ce type de comportement. Un montage expérimental permettant d'accéder à la variation de la température, de l'humidité relative de l'air en fonction des paramètres d'entrée de l'air (température, humidité relative, débit) du flux imposé et du protocole a été développé. En effet, les paramètres importants identifiés dans [9] sont : la configuration du système, la géométrie du canal, la température et l'humidité relative en entrée, le type de substrat utilisé. Une des spécificité de l'étude porte sur les faibles flux de chaleur en jeu (25W/m²) et la sensibilité des mesures aux fuites.

2. Matériel et méthodes

2.1. Description du banc expérimental

Le schéma de la Figure 1 décrit le montage du banc expérimental. Dans un premier temps de l'air sec (humidité relative d'environ 5%) venant du réseau d'air comprimé passe dans un

contrôleur de débit volumique *Aalborg* ($\frac{\Delta Q_v}{Q_v} = \pm 1,5\ \%$ sur la pleine échelle). La plage de débit réglable est comprise entre 0 et 10 L/min. Dans un second temps l'air est introduit dans un bulleur plongé dans un bain thermostaté. L'air ressort quasiment saturé en vapeur d'eau du bulleur. Il est envoyé vers la veine d'essai simulant un demi-canal humide. L'humidité spécifique en sortie du bulleur peut être ajustée par le biais de la température de l'eau du bulleur.

La veine d'essai est équipée d'un divergent en entrée et d'un convergent en sortie pour répartir le flux d'air dans le demi-canal. Sur la Figure 1, la veine d'essai est représentée vue de dessus. Les 15 disques représentent les supports des capteurs d'humidités SHT. Les capteurs d'humidité indiquent l'humidité relative et la température de l'air. L'épaisseur du demi-canal est de 2 mm. Le demi-canal fait 30 cm de longueur pour 20 cm de large. Les capteurs d'humidités sont espacés de 6 cm selon la longueur et de 5 cm selon la largeur. Les capteurs d'humidité utilisés sont des SHT75 (*Sensirion* - $\Delta T = \pm 0,4°C$ et $\frac{\Delta HR}{HR} = \pm 1,8\%$).

Une partie du substrat capillaire (papier non-tissé ayant les caractéristiques suivantes : $\eta_{subs} = 0,87$, $k = 1,62.10^{-11}$ m^2, $r_{eff} \approx 70\ \mu$m, $e_{subs} = 340\ \mu$m et étant en partie collé sur la paroi inférieure du canal) trempe dans un réservoir extérieur contenant de l'eau distillée comme représenté sur les Figures 1 et 2. Le réservoir d'eau repose sur une balance qui mesure la masse d'eau absorbée par le papier. Le réservoir d'eau est positionné en dessous de la paroi de la veine à une distance notée H par la suite. L'eau doit alors monter dans le substrat capillaire dans un premier temps avant d'imbiber la partie collée en paroi. La partie du papier plongeant dans le réservoir est recouverte d'un film cellophane empêchant toute évaporation. Le réglage de la différence de hauteur entre le niveau d'eau du réservoir et le substrat capillaire dans la veine (H avec pour incertitude $\Delta H = 0,25$ cm) permet de régler la résistance d'imbibition de l'eau. Une étanchéité à l'air est positionnée sur le côté latéral de la veine pour que l'alimentation en eau du substrat ne s'accompagne pas de fuites d'air parasites.

Le débit d'air en sortie de la veine est contrôlé par un débitmètre à diaphragme. Un ventilateur est positionné après le débitmètre. Sa puissance est régulée de sorte à équilibrer les débits d'air sec entre l'entrée et la sortie et limiter au maximum les débits de fuites entre la veine et l'extérieur.

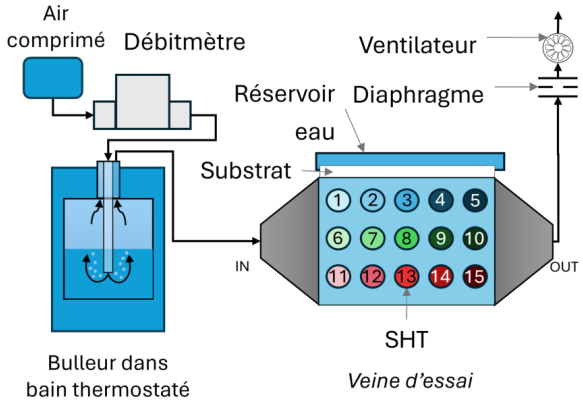


Figure 1 : *Schéma du banc expérimental*

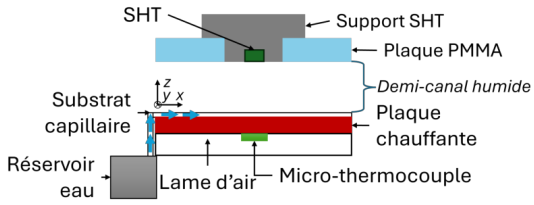


Figure 2 : *Vue en coupe du demi-canal*

La Figure 2 montre le positionnement d'un capteur d'humidité SHT en paroi. Le réservoir d'eau est positionné sur un côté de la veine et le substrat capillaire est plongé dedans. L'eau remonte la hauteur H selon z avant d'atteindre la partie horizontale de la veine. L'air circule selon la direction de y. Les SHT sont intégrés dans des supports plastiques emmanchés dans une plaque de PMMA transparente. La transparence de la paroi supérieure du demi canal permet de visualiser le front d'imbibition via une caméra placée au dessus de la veine d'essai. Les capteurs

d'humidité sont positionnés de sorte à être à fleur de la paroi supérieure.

Le substrat capillaire est collé sur une plaque chauffante PCB parcourue par un courant électrique dont l'intensité est ajusté pour imposer la densité de flux de chaleur désirée en paroi. Des micro-thermocouples type K ($\Delta T = \pm 0,2°C$) placés en regard des capteurs d'humidité mesurent la température de la face inférieure de la plaque chauffante PCB. Ils permettent de compléter les mesures des températures des capteurs. Pour limiter au maximum les pertes thermiques, la plaque de PCB est déposée sur une partie de veine formant un cadre, le centre du cadre étant ajourée afin que la plaque PCB soit au maximum en contact d'une lame d'air. La veine d'air est placée dans une enceinte isolée dont la température interne est contrôlée.

2.2. Description des protocoles

Les paramètres suivants sont mesurés : humidité relative et température de l'air localement selon le maillage de 15 capteurs d'humidité SHT, humidité relative et température de l'air en entrée et en sortie de la veine via deux capteurs d'humidité SHT, températures sous la plaque chauffante PCB localement via les micro-thermocouples, masse d'eau dans le réservoir d'alimentation du substrat capillaire, images du substrat vue de haut via la caméra, températures intérieure et extérieure de l'enceinte isolée via 2 micro-thermocouples.

Deux protocoles sont employés pour les mesures. Le premier protocole appelé protocole *sec*, consiste à faire circuler l'air dans la veine en chauffant la paroi inférieure du canal. Une fois les températures et humidités relatives stabilisées en sortie, l'eau distillée est introduite dans le réservoir. L'eau remonte dans le substrat par capillarité et imbibe toute ou partie du substrat collé sur la paroi inférieure du canal.

Le deuxième protocole, appelé protocole *imbibé*, consiste à imbiber complètement le substrat capillaire collé en paroi sans circulation d'air ni chauffage. Dans un second temps l'air est introduit dans le demi-canal humide et le chauffage est mis en route simultanément. Dans les 2 cas, l'expérience se poursuit jusqu'à atteindre un état stationnaire dans lequel la variation des grandeurs mesurées n'est plus mesurable.

3. Résultats

Plusieurs campagnes expérimentales ont été menées en faisant varier : le protocole (sec, imbibé), l'humidité relative en entrée, la hauteur d'imbibition, le débit d'air sec en entrée.

3.1. Cas nominal

Afin d'établir un point de comparaison un cas nominal a été déterminé. Il correspond aux conditions standard de l'air rafraîchi issue du canal sec et pénétrant dans le canal humide : $\mathrm{Qv} = 10\ \mathrm{L/min}$, $\mathrm{H} = 5,5\ \mathrm{cm}$, $\mathrm{HR_{in}} = 70\ \%$, $\mathrm{T_{in}} = 21,5°\mathrm{C}$, $\mathrm{P_{chauffe}} = 1\ \mathrm{W}$, $\mathrm{Protocole\ :\ Sec}$

La Figure 3 permet de voir l'évolution temporelle typique des températures mesurées en dessous de la plaque chauffante pour ce cas nominal. Les températures et couleurs correspondent aux capteurs SHT présentés sur la Figure 1. L'eau est introduite au temps $t_{0,eau} = 4240\ s$. La baisse de température pour des $t \geq t_{0,eau}$ témoigne de l'arrivée du front d'imbibition au niveau des thermocouples. Elle est décalée dans le temps entre chaque ligne de thermocouples ce qui montre la progression du front d'imbibition dont la pente s'atténue à mesure qu'il progresse.

L'arrivée du front d'imbibition est aussi visible sur les signaux renvoyés par les capteurs SHT Figure 4. Le capteur SHT11 ne détecte aucune augmentation d'humidité (HR environ constante

à 65 %). Cette mesure confirme la visualisation du substrat montrant une tache d'assèchement sur ce coin du canal sujet à une évaporation intense et un éloignement important du réservoir d'alimentation. Les SHT12 et 14 montrent des taux d'humidité faibles par rapport aux capteurs voisins (environ 75 % HR) bien que cette zone semble humide à la caméra.

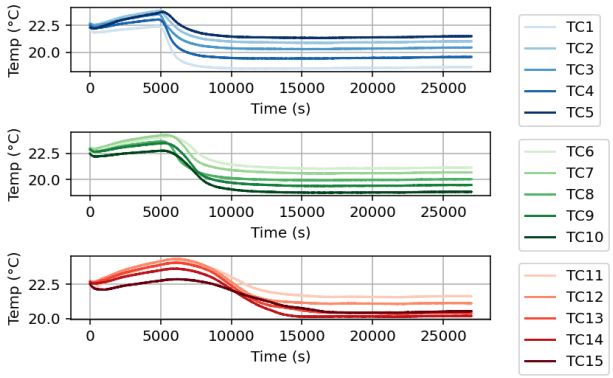


Figure 3 : *Évolution temporelle des températures en dessous de la plaque pour le cas nominal* $\mathrm{Qv} = 10\ \mathrm{L/min}$, $\mathrm{H} = 5,5\ \mathrm{cm}$, $\mathrm{HR_{in}} = 70\ \%$, $\mathrm{T_{in}} = 21,5°\mathrm{C}$, $\mathrm{P_{chauffe}} = 1\ \mathrm{W}$, Protocole : Sec

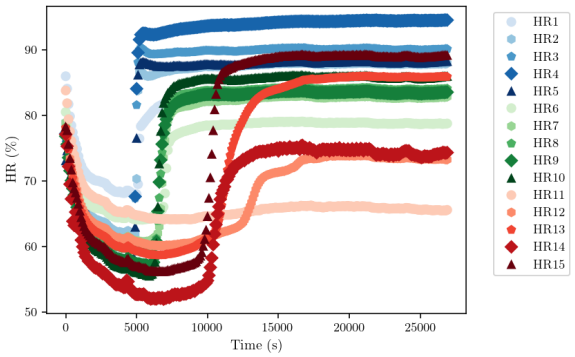


Figure 4 : *Évolution temporelle des humidités relatives dans la veine pour le cas nominal* $\mathrm{Qv} = 10\ \mathrm{L/min}$, $\mathrm{H} = 5,5\ \mathrm{cm}$, $\mathrm{HR_{in}} = 70\ \%$, $\mathrm{T_{in}} = 21,5°\mathrm{C}$, $\mathrm{P_{chauffe}} = 1\ \mathrm{W}$, Protocole : Sec

3.2. Influence du protocole et de l'humidité relative

Pour chaque protocole, on fait varier l'humidité relative entre 50 et 80 % similairement. L'ordre d'introduction de l'eau et de l'air dans la veine a été modifié comme détaillé plus tôt pour étudier l'hystérésis du système.

La Figure 5 montre que le protocole influe fortement sur la surface asséchée. Ce graphe suggère une hystérésis de l'imbibition ou une dynamique d'assèchement plus lente pour le protocole imbibé.

La Figure 6 montre comme attendu une augmentation de l'évaporation avec la diminution de l'humidité relative de l'air en entrée. L'effet de l'humidité de l'air sur le taux d'évaporation dépend du flux de chaleur imposé en paroi. Pour un flux de 1W, cet effet est moins marqué que celui induit par le chauffage. Les résultats obtenus pour les deux protocoles se recoupent sur leurs incertitudes de mesure ce qui ne permet pas de conclure de manière formelle quant à l'impact du protocole sur la variation d'humidité spécifique de l'air entre l'entrée et la sortie de la veine.

3.3. Influence de la hauteur d'imbibition

La résistance à l'alimentation en eau du substrat capillaire constitue un paramètre sensible du système. Elle est étudiée dans cette étude en faisant varier la différence de hauteur entre la paroi inférieure du canal et la surface libre du bac d'alimentation en eau. La résistance à l'alimentation sera exprimée par la suite en différence de hauteur d'eau (H). La Figure 7 présente la distribution d'humidité spécifique (en $\mathrm{kg_{eau}/kg_{as}}$) mesurée localement et à un temps t par les capteurs d'humidité. L'air entre dans la veine par la gauche et ressort humidifié par la droite. L'humidité spécifique de l'air injecté dans la veine est voisine de $0,009\ \mathrm{kg_{eau}/kg_{as}}$. L'écart-type sur les mesures à l'état stationnaire de l'ordre de $0,1\ \mathrm{g_{eau}/kg_{as}}$. L'augmentation de la résistance d'imbibition a un impact sensible sur l'humidification de l'air dans le canal.

Une résistance à l'alimentation de *3,5* cm ne crée pas de zone asséchée observable via la

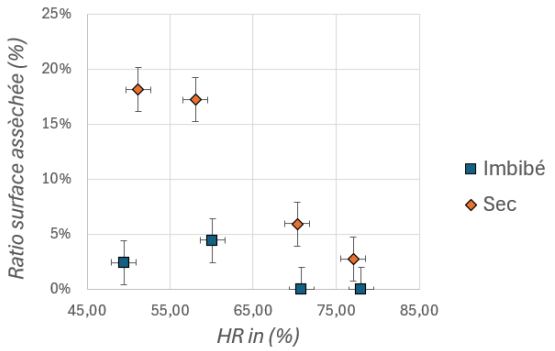


Figure 5 : *Pourcentage de zone asséchée du substrat visible à la caméra* ($\mathrm{Qv} = 10\ \mathrm{L/min}$, $\mathrm{H} = 5,5\ \mathrm{cm}$, $\mathrm{T_{in}} \approx 20°\mathrm{C}$, $\mathrm{P_{chauffe}} = 1\ \mathrm{W}$)

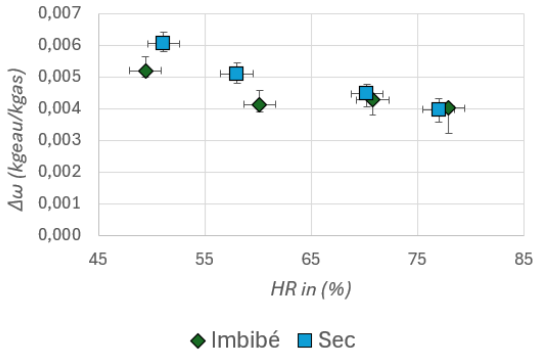


Figure 6 : *Variation de l'humidité spécifique sortie entrée selon* $\mathrm{HR_{in}}$ *et selon le protocole utilisé* ($\mathrm{Qv} = 10\ \mathrm{L/min}$, $\mathrm{H} = 5,5\ \mathrm{cm}$, $\mathrm{T_{in}} \approx 20°\mathrm{C}$, $\mathrm{P_{chauffe}} = 1\ \mathrm{W}$)

caméra pour les humidités relatives testées. L'observation des humidités spécifiques locales révèlent que la ligne centrale (6-10) est moins humide que la ligne basse (11-15) alors que l'alimentation en eau se fait en y = 0. Cette observation peut s'expliquer par une vitesse d'air plus importante au centre la veine. Le transfert convectif serait donc intensifié au centre de la veine ce qui impacterait la mesure de la température au niveau des capteurs SHT. L'humidité spécifique calculée à partir de l'humidité relative et de la température mesurées serait ainsi sous-estimée.

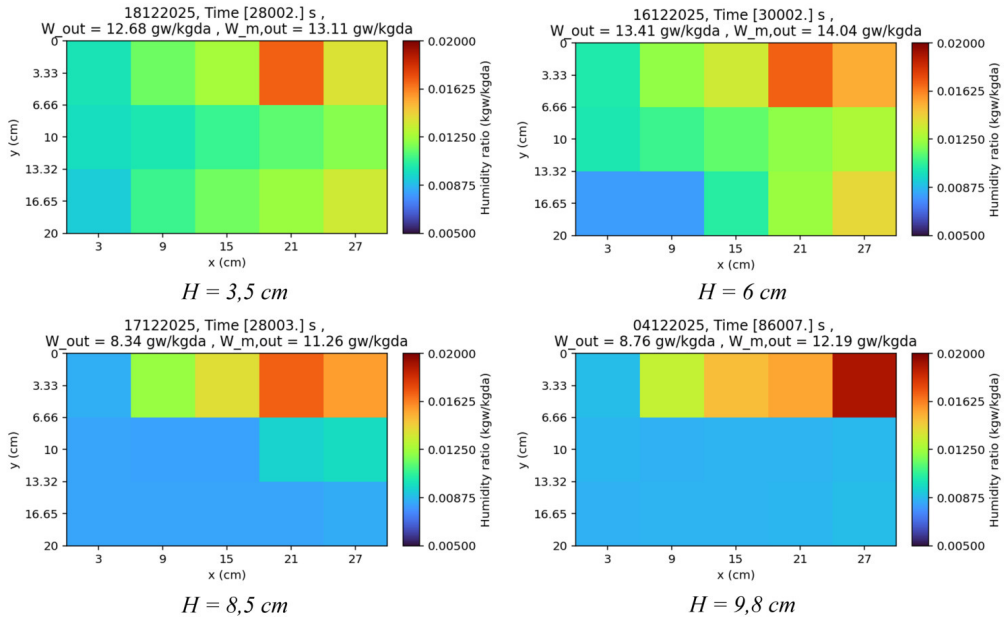


Figure 7 : *Répartition locale de l'humidité spécifique en régime permanent selon la hauteur d'imbibition* ($\mathrm{Qv} = 10\ \mathrm{L/min}$, $\mathrm{T_{in}} \approx 20°\mathrm{C}$, $\mathrm{HR_{in}} \approx 60\ \%$, $\mathrm{P_{chauffe}} = 1\ \mathrm{W}$, Protocole : Sec)

Une zone sèche se développe du côté de l'entrée de l'air (x=0) et opposée à l'alimentation en eau pour des résistances à l'alimentation supérieures à 3,5 cm. En effet, la résistance d'imbibition est la plus grande sur cette ligne de part la distance avec l'alimentation. L'augmentation de la

résistance à l'alimentation en eau entraîne l'accroissement de la zone d'assèchement à la fois dans la largeur mais aussi dans la longueur comme cela est visible sur la Figure 7. La forme de la tache d'assèchement est régie par l'alimentation en eau du papier et l'évaporation à sa surface.

3.4. Influence du débit volumique

La capacité du canal humide à refroidir l'air circulant dans le canal sec dépend sensiblement du débit d'air issu de ce dernier et réinjecté dans le canal humide. Pour les débits étudiés le régime d'écoulement de l'air dans le canal est laminaire. Ainsi les coefficients de transferts de chaleur et de masse varient peu. Les flux de chaleur et de masse vers le substrat capillaire sont toutefois impactés. L'augmentation du débit s'accompagne d'une diminution de la variation de température et d'humidité de l'air, d'un accroissement de l'écart à la saturation de l'air et donc d'une augmentation de l'évaporation comme les figures 8 et 9 le montre. L'humidité relative en sortie de veine diminue avec l'augmentation du débit.

L'efficacité de refroidissement est calculée via l'équation 1 (T_{out} : température mesurée en sortie de veine, $T_{out,\ sat}$: température que l'on aurait en sortie de veine pour un air saturé, $T_{out,\ sec}$: température que l'on aurait en sortie de veine si le substrat n'était pas alimenté en eau) et représentée sur la Figure 9. La chaleur fournie par la plaque pour élever la température de l'air de $\mathrm{T_{in}}$ à $\mathrm{T_{out,\ sat}}$ est déterminée par un bilan enthalpique sur l'air dans le canal humide entre l'entrée et la sortie du canal. La Figure 9 permet de vérifier la diminution attendue de l'efficacité avec l'augmentation du débit venant en partie d'une humification de l'air moins importante.

Cette diminution est toutefois assez faible, l'efficacité de l'échangeur restant supérieure à 93 $\%$ pour les débits les plus élevés.

$$\epsilon = \frac{T_{out} - T_{out,\ sec}}{T_{out,\ sat} - T_{out,\ sec}} \tag{1}$$

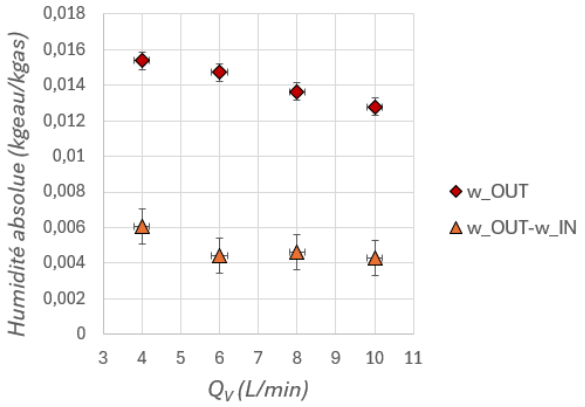


Figure 8 : *Influence du débit d'air sec en entrée sur l'humidité spécifique en sortie de veine et la différence d'humidité spécifique entre la sortie et l'entrée* ($\mathrm{T_{in}} \approx 19°\mathrm{C}$, $\mathrm{H} = 3,5$ cm, $\mathrm{HR_{in}} \approx 70\ \%$, $\mathrm{P_{chauffe}} = 1$ W, Protocole : Sec)

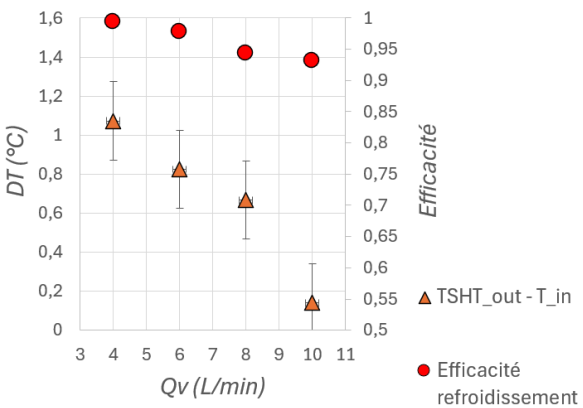


Figure 9 : *Influence du débit d'air sec en entrée sur la différence de température sortie/entrée de la veine et le potentiel de refroidissement de l'air humide dans le canal* ($\mathrm{T_{in}} \approx 19°\mathrm{C}$, $\mathrm{H} = 3,5$ cm, $\mathrm{HR_{in}} \approx 70\ \%$, $\mathrm{P_{chauffe}} = 1$ W, Protocole : Sec)

4. Conclusion

Le rafraîchissement évaporatif est une alternative pertinente pour rafraîchir les habitations, dont une des limites est l'assèchement du substrat capillaire dans les canaux humides. Dans cette étude, une veine d'essai a été développée pour étudier le comportement du canal humide. L'étude paramétrique menée dans cet article a permis de mettre en lumière un effet d'hystérésis sur le développement des taches d'assèchement selon que le substrat capillaire est préalablement mouillé ou non avant de faire circuler de l'air et de chauffer la paroi. L'étude montre qu'il est préférable de démarrer par une imbibition sans circulation d'air pour la mise en route du système afin de limiter les problématiques d'assèchement. La résistance à l'alimentation en eau est un paramètre critique qui intervient dans la conception des systèmes. Il convient d'assurer à la fois une bonne étanchéité du système en évitant toute fuite d'air au niveau du système d'alimentation en eau, sans pénaliser cette alimentation par un serrage trop important. La diminution du débit d'air dans chaque canal est aussi une stratégie intéressante pour limiter l'assèchement du substrat en favorisant l'évaporation et les transferts thermiques mais impacte le débit d'évaporation et la puissance de rafraîchissement. Cependant, il convient de trouver un optimum de débit pour que le flux de chaleur et de masse soit aussi suffisamment important pour répondre aux besoins en rafraîchissement et en renouvellement d'air.

Références

[1] Coumou, Dim, Alexander Robinson, et Stefan Rahmstorf. *Global Increase in Record-Breaking Monthly-Mean Temperatures*. Climatic Change 118, n°3 (2013) : 771-82.

[2] Ionita, Monica, Diana E. Caldarescu, et Viorica Nagavciuc. *Compound Hot and Dry Events in Europe : Variability and Large-Scale Drivers*. Frontiers in Climate 3 (juin 2021) : 688991.

[3] Agence Internationale de l'Energie (AIE), ≪The Future of Cooling : Opportunities for energy-efficient air conditioning,≫ International Energy Agency, Paris, France, 2018.

[4] Mahmood, Muhammad H., Muhammad Sultan, Takahiko Miyazaki, Shigeru Koyama, et Valeriy S. Maisotsenko. ≪ Overview of the Maisotsenko cycle – A way towards dew point evaporative cooling ≫. Renewable and Sustainable Energy Reviews 66 (décembre 2016) : 537-55.

[5] Yang, Mingchang, Hongting Ma, Shuo Ma, Aobing Nong, Yiming Zhang, et Yibai Ma. ≪ Effect of surface wettability on air parameters and performance of indirect evaporative cooler in the presence of primary air condensation ≫. Journal of Building Engineering 45 (janvier 2022) : 103535.

[6] Yang, Chuanjun, Weichao Yan, Yu Zhang, et al. ≪ Study on the performance of heat and mass transfer of moisture-conducting fibers for evaporative cooling ≫. International Journal of Heat and Mass Transfer 231 (octobre 2024) : 125862.

[7] Chen, Yi, Huaxia Yan, et Yunran Min. ≪ Visualized study of wetting enhancement and thermal performance of fiber-coated indirect evaporative cooler ≫. Applied Thermal Engineering 221 (février 2023) : 119904.

[8] Abada, D., C. Maalouf, O. Sotehi, et al. ≪ Performance Evaluation of Fabrics for Evaporative Cooling Applications ≫. Energy and Buildings 266 (juillet 2022) : 112120.

[9] Sajjad, Uzair, Naseem Abbas, Khalid Hamid, et al. ≪ A review of recent advances in indirect evaporative cooling technology ≫. International Communications in Heat and Mass Transfer 122 (mars 2021) : 105140.

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier la Région Auvergne-Rhône-Alpes pour avoir financé ce projet dans le cadre du projet ESCAPADE (Pack Ambition recherche). Nous remercions également Caeli Energie pour leur expertise apportée sur la compréhension des phénomènes physiques.

Mesures locales couplées de l'humidité et des transferts thermiques dans les matériaux de construction biosourcés.

Coupled local measurements of humidity and heat transfers in bio-based construction materials.

Van-Truong NGUYEN[1*], Rahima SIDI BOULENOUAR[1], Philippe COUSSOT[1].

[1] Navier, CNRS, Univ Gustave Eiffel, ENPC, Institut Polytechnique de Paris, Marne-la-Vallée, France
[*](Corresponding author: van-truong.nguyen@univ-eiffel.fr)

Résumé - Cette étude examine le transport unidimensionnel de la chaleur et de l'humidité dans un matériau modèle à base de cellulose dans des conditions limites contrôlées. Un échantillon de référence en cellulose compressée permet d'obtenir une porosité et des propriétés thermiques anisotropes reproductibles, avec des thermocouples intégrés confirmant le comportement conducteur unidimensionnel grâce à une excellente concordance avec les solutions analytiques. La migration de l'humidité est caractérisée indépendamment à l'aide de l'IRM-SPI, fournissant des profils non destructifs cohérents avec les prévisions basées sur la diffusion. Des expériences combinées capturent le refroidissement par évaporation et la redistribution interne de l'humidité, offrant des ensembles de données robustes pour valider les modèles hygrothermiques.

Abstract - This study examines one-dimensional heat and moisture transport in a model cellulose-based material under controlled boundary conditions. A compressed cellulose reference sample enables reproducible porosity and anisotropic thermal properties, with embedded thermocouples confirming 1D conductive behavior through excellent agreement with analytical solutions. Moisture migration is characterized independently using MRI-SPI, providing non-destructive profiles consistent with diffusion-based predictions. Combined experiments capture evaporation-driven cooling and internal moisture redistribution, offering robust datasets for validating hygrothermal models.

1. Introduction

The buildings and construction sector accounts for about 37% of global greenhouse-gas emissions, largely due to carbon-intensive materials such as cement and steel. Biobased materials offer a more sustainable alternative and include natural fiber assemblies and plant-based composites commonly used for insulation and wall systems. Their hygroscopic nature strongly influences mechanical performance, durability, and indoor environmental quality, as moisture interacts with cellulose through hydrogen bonding and slow bound-water diffusion. These coupled heat- and moisture-transfer mechanisms, together with sorption-related latent effects, govern their complex hygrothermal behavior.

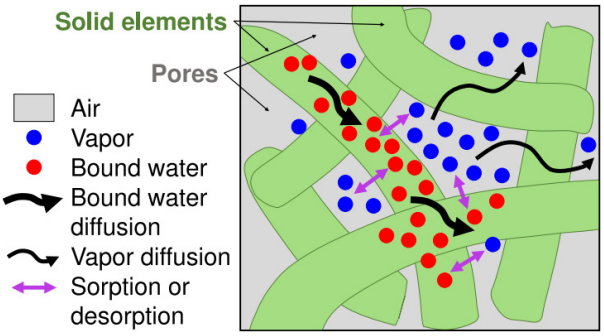


Fig. 1. *The transport of the bound water and water vapor inside the fiber stack [2].*

The hygrothermal response of biobased construction and textile materials is strongly influenced by environmental conditions such as temperature, relative humidity, airflow, and liquid-water exposure. Their moisture-related behavior arises from the ability of cellulose-based constituents to absorb water vapor through hydrogen bonding. At the nanoscale, bound water consists of molecules tightly adsorbed onto fibers and diffusing slowly within the solid matrix; this confined water is extremely difficult to track experimentally, as it resides within the solid structure rather than in the pore space (Fig. 1). These mechanisms, together with the latent heat effects associated with sorption and desorption, govern the complex hygrothermal behavior of such materials and must be understood to predict energy performance [5]. To rigorously evaluate and improve hygrothermal models, it is essential to impose simple, well-controlled heat and moisture fluxes and monitor the material response under one-dimensional (1D) transfer conditions. In this configuration, transport occurs predominantly along a single direction, enabling reliable tracking of temperature and moisture evolution and closely reflecting real building walls with large aspect ratios and nearly uniform boundary conditions. Achieving such conditions requires using samples with small thickness relative to their lateral dimensions and applying uniform boundary conditions on the upper and lower surfaces [8], which minimizes lateral heat losses, particularly important for low-conductivity insulating materials.

This work is organized into three parts. The first section presents the preparation of the cellulose reference sample and the setup ensuring one-dimensional heat and moisture fluxes. The second section characterizes heat transfer and moisture migration separately to validate analytical and diffusion-based predictions. The final section combines both measurements to analyze coupled hygrothermal behavior during simultaneous drying and cooling, providing a dataset suitable for evaluating hygrothermal models in bio-based materials.

2. Material and methodology.

We use a reference material composed of highly pure cellulose fibers (99.5%, Arbocel BC200, Kremer Pigmente). These strip-like fibers exhibit an average thickness of approximately 1 µm, a width of about 20 µm, and an average length of 300 µm. The fiber stack is first conditioned in a desiccator filled with water to establish a relative humidity of 100%. Under these conditions, the cellulose absorbs water vapor from the environment, primarily in the form of bound water. After sufficient time for saturation, the fibers are removed and compressed in a PMMA mold to obtain the desired sample geometry, typically a cylinder 7 cm in diameter and 2 cm in thickness (this size was optimized in [7]). During this step, performed under ambient conditions, the porosity (void to total volume ratio) is determined from the sample volume at the moment of compression. Van der Waals interactions between fibers ensure cohesion, allowing the compressed material to behave as a self-supporting solid.

An impermeable Teflon layer, less than 1 mm thick, is applied to the bottom and surrounding surfaces of the sample to prevent moisture exchange while having negligible influence on heat transfer. The sample is then returned to the desiccator, which is placed inside an oven to impose a uniform thermal field. This procedure ensures that the sample reaches a well-defined initial state combining both moisture and temperature. To minimize heat losses from the sample edges during the experiment, a polyurethane (PU) foam mold is used as thermal insulation (Fig. 2a). This insulating component is also pre-conditioned in the oven to match the initial temperature of the cellulose sample. At the start of the experiment, the sample is rapidly transferred into the PU mold, and a dry air flux (through a tube system staying around 3cm above) is applied to its upper free surface. Under these conditions, convection, drying, and cooling occur simultaneously.

Temperature within the sample is monitored using thermocouples inserted into pre-drilled holes formed during compression (Fig. 2b), while the mass is recorded continuously using a balance. Together, these measurements provide simultaneous insight into both heat and moisture transfer processes throughout the experiment.

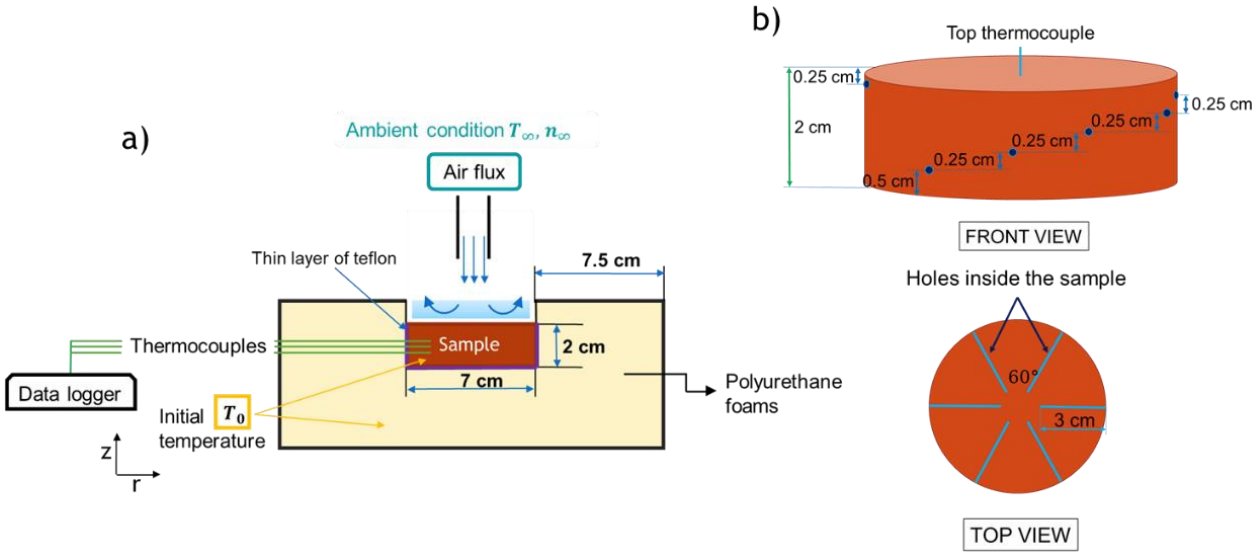


Fig. 2. *a) The experimental setup of heat and mass transfer; b) the arrangement of the thermocouples.*

3. The measurement of the temperature.

Temperature variations inside the sample were monitored in real time using thermocouples, as described in [7]. An illustrative example is provided, like the setup in Fig. 2a, but without the thin Teflon layer, and the sample is totally dry based on the preparation step, which shows the evolution of temperature during the cooling process. It is important to note that the setup corresponds to a simple cooling experiment performed on a dry sample, where the influence of moisture was deliberately excluded. This configuration isolates the thermal response of the material and enables a clearer understanding of the fundamental heat transfer dynamics in the absence of water [7].

The temporal temperature distribution reveals the progression of the cooling front. Under the effect of the cool, dry air flux applied to the exposed surface, the upper layer of the sample consistently begins to cool first. As heat is lost at the surface, a thermal gradient develops between the outer and inner regions. Over time, heat diffuses from the warmer core toward the cooler surface, following the natural direction of the temperature gradient. This behavior highlights the predominance of conductive heat transfer during the cooling phase, particularly

in the absence of evaporation or moisture transport. Based on the origin of the heat transfer equation, the diffusion of heat inside the sample can be expressed:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \tag{1}$$

And when in the boundary layer, when we impose the air flux, in between the interface, based on the thermal conductivity of the sample k_s and the thermal conductivity of air, k_a, the condition can be written:

$$-k_s \frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{k_a}{\delta_t}\left(T_\infty - T\right) \tag{2}$$

In which δ is the thermal boundary layer thickness, and it depends on the air flow properties. And the internal heat transfer of the sample can be described by the association of the boundary layer and the thermal conductivity of the sample [7], written:

$$\frac{T - T_0}{T_\infty - T_0} = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2L\cos(\frac{\beta_n z}{l})\exp(-\frac{\beta_n^2 \alpha t}{l^2})}{(\beta_n^2 + L^2 + L)\cos\beta_n} \tag{3}$$

In which T is the temperature at time t, T_0 is the initial temperature, T_∞ is the temperature at the end of the process, l is the sample height, z is the position of the thermocouple, L is a parameter depending on material properties and experimental conditions $L = lh / k_z$ and $\{\beta_n\}_{n=1,2,...}$ are the positive roots of $\beta_n \tan\beta_n = L$. h is the convective heat transfer coefficient. And one important parameter is the thermal diffusivity $\alpha = k_z / \langle \rho C_p \rangle$, which corresponds directly to the thermal conductivity of the sample k, here we use k_z because the thermal conductivity in the vertical direction (from the top to the bottom of the sample) differs from that in the radial directions. Specifically, we observed that $k_z \neq k_x$ or k_y, with the radial conductivity (k_x or k_y) being approximately twice the value of k_z [6]. This anisotropy is highly relevant for hygrothermal behavior, as it originates from the preferential orientation of the fiber network induced by the compression process used during sample preparation. In this case, with a higher thermal conductivity in the radial direction, somewhat amplified by the presence of the thermocouples, the heat flux is slightly disturbed. However, because heat losses through the edges were minimized, the system ultimately behaves very close to a one-dimensional transfer [7].

In the case of measuring the temperature alone, we achieve a good agreement between the experiment and the solution (Fig. 3), which strengthens our hypothesis about our technique to get the transfer like a real hygrothermal wall.

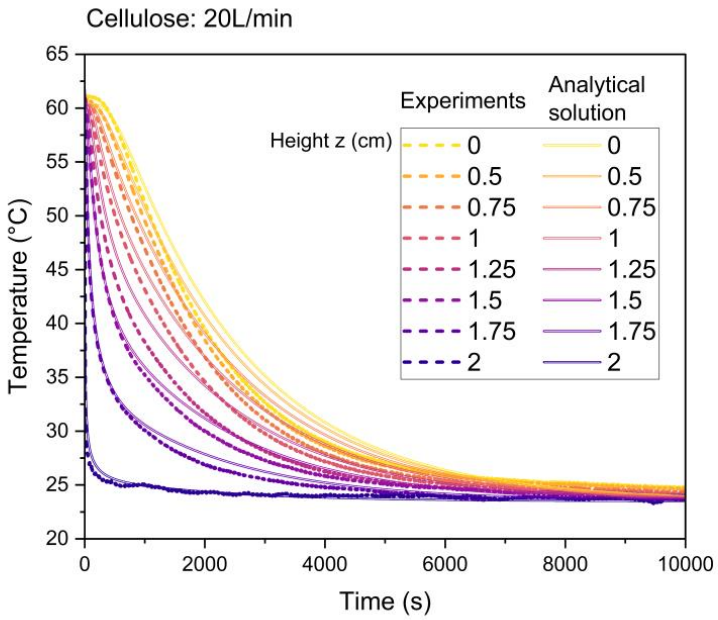


Fig. 3. *Comparison between the experiment and the analytical solution for the temperature distribution of the cooling of the cellulose sample with an initial temperature of 60°C and the air flux rate of 20L/min.*

4. Measuring the moisture.

Another important point of hygrothermal performance is the behavior of the moisture content. To isolate and characterize moisture migration within the material, we employed the experimental setup shown in Fig. 2a, but without the PU Foam part (mainly it is in the ambient condition, there is no effect of temperature), combined with using Magnetic Resonance Imaging (MRI), a non-destructive technique that enables visualization of the internal distribution of water molecules.

Initially, the sample was prepared to be fully saturated with bound water. The cellulose fibers were first conditioned in a desiccator at 100% relative humidity (RH), and the saturated material was then shaped using the compression machine. After the compression step, we verified that the sample remained close to saturation in bound water by weighing it. Moreover, we then placed it in a desiccator at 100% relative humidity to ensure that the initial state of the test corresponded to full moisture saturation. A dry air flux was subsequently applied to the top surface of the sample (Fig. 2), while its mass was continuously recorded using a balance. This procedure corresponds to a drying test conducted at ambient temperature, under the assumption that temperature effects on the measurement are negligible. So the mass that was recorded by the balance can be converted into the saturation of the sample. At the same time, with the MRI, specifically, we employed the Single Point Imaging (SPI) sequence, which is well-suited for observing low-mobility water in porous or dense materials like cellulose [4]. The experimental setup remained the same, as illustrated in Fig. 4, with the addition that the entire assembly was suspended inside the MRI scanner.

A diffusion equation can explain the diffusion of the moisture inside the sample:

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(D \frac{\partial s}{\partial z} \right) \tag{4}$$

With s is the moisture content of the sample. Note that moisture content and relative humidity n have a connection due to the sorption-desorption curve [8]. In the real situation, there are two terms of the water phase transfer inside the sample: the vapor, which is transported inside the pore, and the bound water transport within the solid matrix of the fiber (mainly described in Fig. 1). Following that, the diffusion coefficient D can be expressed by [8]:

$$D = \frac{1}{1-\varepsilon}\left[D_b + \frac{1}{a}\frac{\rho_0 D_v}{\rho_s} \right] \tag{5}$$

Which ε is the porosity of the sample, D_b and D_v are the diffusion coefficients of the bound water and vapor; these parameters depend on the porosity of the sample [8], $a = \partial f / \partial n$ is the slope of the sorption curve, ρ_0 and ρ_s is the density of the water vapor and dry cellulose. Based on the diffusion inside the sample, and combined with the flux at the surface of contact between the sample and the air:

$$J = \frac{\rho_0 D_0}{\delta} n_s \tag{6}$$

In which δ is the boundary layer thickness, and it depends on the airflow properties.

We got a good agreement between the prediction by the theory of diffusion, the condition on the boundary layer, and the experiment under the measurement of the MRI (Fig. 4). The results show the effect of porosity on the diffusion coefficient and the effect of different transport types for the migration of water. In Fig.4, the lower saturation near the bottom edge is a technical artefact, not a real loss of water. In that region, the MRI records a weaker signal, likely due to setup effects such as the hanging system or other geometric interferences, so the apparent decrease reflects measurement limitations rather than an actual reduction in moisture content.

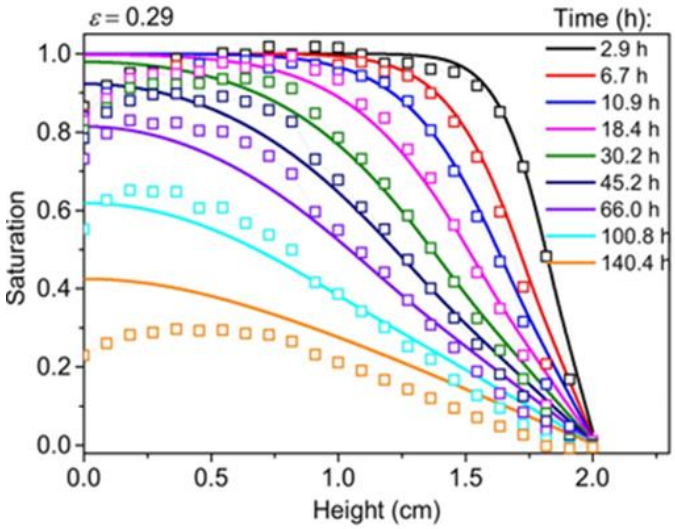


Fig. 4. *Boundwater distribution over time in compressed cellulose sample based on the MRI signal [8].*

5. Coupling of heat and moisture measurement.

By combining 2 different approaches above, we can be clear that we can bring a way to capture the heat and moisture of the sample at the same time (exactly the case in Fig. 2). This combined process introduces an additional layer of complexity, as both heat and mass transfer must be considered. In such cases, moisture evaporation from the surface contributes to the

overall cooling effect, modifying the temperature profile over time. Figure 4a presents this coupled phenomenon, showing the temperature evolution in a moist sample undergoing simultaneous drying and cooling.

Inside the sample, heat is transported primarily by conduction, while moisture transport arises from the diffusion of bound water through the solid fiber matrix and the movement of water vapor through the pore network. A theoretical analysis can therefore describe how these mechanisms interact and become coupled during hygrothermal transfer [2]:

$$(1-\varepsilon)\rho_s a \frac{\partial n}{\partial t} = \nabla \cdot \left(\rho_s D_b a \nabla n\right) + \nabla \cdot \left(D_v \nabla \rho_v\right) \tag{7}$$

$$(\rho C_p)\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot \left(k \nabla T\right) + L_{bv} \nabla \cdot \left(D_v \nabla \rho_v\right) \tag{8}$$

The term L_{bv} is the latent heat, which plays an important role in heat and mass coupling transfer. In such cases, moisture evaporation from the surface, but also the desorption process inside the sample, contribute to an overall cooling effect, potentially decreasing the temperature profile by several degrees. Our current preliminary tests in that field already show this effect, but the full coupled experiments and comparison with simulations using the above complete model are in progress in our group. By comparing the moisture profiles obtained through MRI [8] with results from laboratory-based thermal measurements [7], we will be able to better understand the interaction between heat and mass transfer processes and validate the consistency between temperature evolution and internal moisture migration.

6. Conclusions and perspectives.

This study established an experimental frame for validating a one-dimensional heat and mass transfer - coupled hygrothermal - model for bio-based materials. While the model captures the main physical trends, the full study of couplings is still ongoing. In particular, we still have to take into account possible parameter changes during the test, such as the evolution of porosity and thermal conductivity. Future work will focus on improving the experimental setup, integrating these evolving properties into the coupled formulation, and validating the approach across a broader range of materials and conditions. These developments will ultimately lead to a more reliable framework for analyzing hygrothermal behavior and optimizing insulating materials in practice.

References

[1] *Francesco Asdrubali, Francesco D'Alessandro, and Samuele Schiavoni. 2015. A review of unconventional sustainable building insulation materials. Sustainable Materials and Technologies 4: 1–17.*

[2] *Nicolas Daunais, Yuliang Zou, and Philippe Coussot. 2026. A physical approach to the modeling of hygrothermal transfers in bio-based construction and textile materials. International Journal of Heat and Mass Transfer 256: 127973.*

[3] *U. N. Environment. 2023. Building Materials And The Climate: Constructing A New Future | UNEP - UN Environment Programme. Retrieved December 16, 2025 from https://www.unep.org/resources/report/building-materials-and-climate-constructing-new-future.*

[4] *Jörg Kärger and Wilfried Heink. 1983. The propagator representation of molecular transport in microporous crystallites. Journal of Magnetic Resonance (1969) 51, 1: 1–7.*

[5] *Hartwig M. Künzel. 1995. Simultaneous heat and moisture transport in building components: one- and two-dimensional calculation using simple parameters. IRB Verlag, Stuttgart.*

[6] *K. Mourda, Y. Zou, V.T. Nguyen, and P. Coussot. 2025. Enhancing the accuracy of thermal conductivity measurements with insulating construction materials: Addressing edge effects and methodological improvements. Journal of Building Engineering 109: 112996.*

[7] *V.T. Nguyen, Y. Zou, K. Mourda, R. Sidi-Boulenouar, and P. Coussot. 2026. Realization of one-dimensional heat transfer for the study of hygrothermal behavior of insulating material samples. International Journal of Thermal Sciences 222: 110490.*

[8] *Yuliang Zou, Benjamin Maillet, Laurent Brochard, and Philippe Coussot. 2023. Unveiling moisture transport mechanisms in cellulosic materials: Vapor vs. bound water. PNAS Nexus 3, 1: pgad450.*

Transport de gaz à travers un échantillon poreux induit par un gradient de température en régime raréfié : Analyse expérimentale
Gas transport through a porous sample induced by a temperature gradient in a rarefied regime : Experimental analysis

Junhao TU, Emil GRIGOROV, Pierre PERRIER, Frédéric TOPIN, Irina GRAUR*

Aix-Marseille Université, IUSTI, CNRS UMR 7343, Marseille, France
* irina.martin@univ-amu.fr

Résumé - Nous étudions expérimentalement l'écoulement engendré par un gradient de pression en fonction du degré de raréfaction ainsi que celui induit par un gradient de de température. Nous avons mis en évidence les limites de l'utilisation des modèles existants pour cette configuration expérimentale et proposons une méthode de mesure permettant de pallier aux défaut d'isothermie de notre dispositif.
We experimentally study the flow generated by a pressure gradient as a function of the degree of rarefaction, as well as that induced by a temperature gradient. We have highlighted the limitations of using existing models for this experimental setup and propose a measurement method to overcome the isothermal defects of our apparatus.

1. Introduction

La Transpiration Thermique (TTh) ou thermal creep, est un phénomène de transport de gaz induit par un gradient de température le long des parois d'un canal, dans lequel les molécules de gaz se déplacent du côté froid vers le côté chaud. Identifié par Reynolds [12], puis étudié par Maxwell et Knudsen [11], [9], ce phénomène suscite un regain d'intérêt dans les systèmes micro- et nano-métriques, car il est plus important lorsque le libre parcours moyen des molécules devient comparable à la dimension du système. L'émergence des MEMS a conduit au développement de pompes de Knudsen utilisant la TTh comme moteur de l'écoulement, sans pièces mobiles, fonctionnant sans vibrations et présentant une longue durée de vie [10], [2]. La partie essentielle de pompes de Knudsen est un milieux poreux soumis à un gradient de température. Pour un gaz donné, les performances de ces pompes dépendent directement de la géométries d'ensemble de la partie poreuse ainsi que du gradient de température imposé. La partie poreuse est souvent décrite comme un faisceau de capillaires [6]. L'analyse de la distribution de la température est aussi importante que la caractérisation géométrique du milieu poreux, pour améliorer le fonctionnement de ce type de pompes. Malgré le développement de modèles théoriques avancés, [15], [16], [4], [3], l'étude de la TTh reste encore très empirique et donc dépendante de données expérimentales précises. En particulier, les incertitudes dans la distribution de température affectent les mesures de débit et les analyses subséquentes. Du fait des contraintes expérimentales importantes, les études systématiques examinant la relation entre les conditions thermiques du système et la transpiration thermique restent encore limitées [4], [7].

Nous nous sommes tout d'abord intéressés au cas d'un microcanal isolé [14] de géométrie bien caractérisée. La température du côté chaud de l'échantillon était maintenue par une résistance électrique chauffante, avec le côté froid refroidi en convection naturelle à l'air ambiant. Le



Figure 1 : Échantillon utilisé dans ce travail. Gauche : extrémité d'une fibre et ses 60 microcanaux de diamètre 5.95μm ; droite : monolithe de 60 fibres de 5.9 cm de longueur fixé entre deux échangeurs sur le banc d'essais.

même type de contrôle thermique a aussi été appliqué pour étudier la TTh dans une céramique poreuse [5], pour laquelle la caractérisation géométrique est délicate.

L'échantillon utilisé ici comporte un nombre important de microcannaux de géométrie maîtrisée. L'instrumentation et les dispositifs de contrôle thermique de l'installation ont été améliorés afin d'obtenir une meilleure quantification de l'effet de TTh. Nous nous intéressons plus particulièrement à la caractérisation du champ de température au sein du dispositif expérimental, car celle-ci est essentielle pour établir des comparaisons fiables avec le modèle théorique proposé précédemment [15], [16], [3]. Comparé à nos travaux précedents notre échantillon actuel possède une porosité très faible avec un diamètre des micro-canaux très petit, ce qui induit des durées d'expérience très longues (plus de 100 fois par rapport à nos études précédentes), rendant le contrôle précis de la température du dispositif expérimental plus difficile. Parmi les travaux expérimentaux réalisés avec une configuration similaire [13], [14], [18], seules les températures aux extrémités de l'échantillon sont usuellement contrôlées et mesurées et, de manière générale, peu d'informations sont disponibles concernant l'homogénéité et la stabilité des températures des réservoirs.

L'objectif de ce travail est de mesurer les propriétés de Transpiration Thermique pour un échantillon donné. Il s'agit ainsi d'estimer l'impact des fluctuations de température des réservoirs, par comparaison entre les mesures expérimentales et le modèle théorique et de déterminer les conditions d'applicabilité de ce modèle pour la suite de l'étude.

2. Dispositif expérimental

L'échantillon est composé de 60 fibres optiques (Photonics, IXF-ACF), de longueur 5.9 cm insérées dans un tube de verre. L'espace entre les fibres est comblé avec de la résine époxy (Fig.1). Chaque fibre contient 60 microtubes circulaires de diamètre 5.95μm, nous obtenons ainsi un faisceau parallèle de 3600 canaux. Cette configuration permet d'augmenter le débit par rapport au cas d'un tube unique [13]. Le monolithe obtenu est maintenu entre deux échangeurs en cuivre, permettant de contrôler la température de chacune de ses extrémités. Sa surface latérale est isolée.

Lors de l'étude préliminaire, les profils de température mesurés par caméra infrarouge, ainsi que la simulation directe de la géométrie expérimentale, ont montré que : (i) les profils radiaux de température au niveau des échangeurs sont plats, (ii) le profil axial le long de l'échantillon est linéaire ; et (iii) les températures à ses extrémités sont identiques à celles des échangeurs. Les deux réservoirs sont connectés par une vanne (Fig. 2), initialement ouverte. A l'état stationnaire,

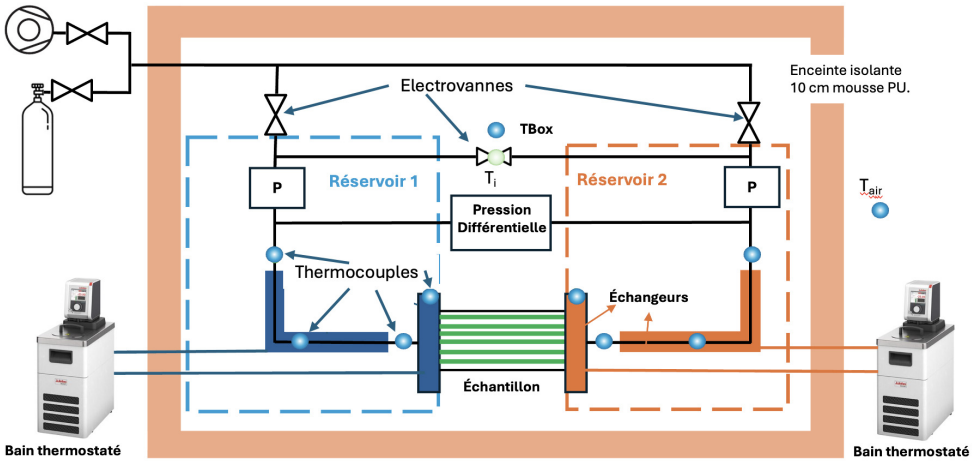


Figure 2 : Schéma du banc expérimental. Les échangeurs, respectivement chaud et froid, sont surlignés en orange et bleu. La position des thermocouples (en surface des tubes) est indiquée par les points bleus. La position de la température calculée T_i est indiquée par un point bleu.

la pression est homogène et une différence de température est imposée entre les deux côtés de l'échantillon, ce qui génère un écoulement stationnaire. Les réservoirs sont ensuite isolés par la fermeture de la vanne. Le gaz continue de s'écouler au travers de l'échantillon, du coté froid vers le coté chaud, par transpiration thermique. Ce processus génère une différence de pression entre les réservoirs, induisant un contre-écoulement de type Poiseuille dans l'échantillon (la durée d'expérience conduisant à un régime quasi-stationnaire). L'interaction entre ces deux mécanismes détermine le transfert massique net à travers les microcanaux.

Le banc expérimental, Fig. 2, est constitué d'une enceinte isolante (mousse polyuréthane d'épaisseur 10 cm) emplie de billes de polystyrène, afin de découpler l'expérience de l'ambiance extérieure. Des échangeurs, reliés à des bains thermostatés, (stabilité 0.03°C), sont placés aux extrémités de l'échantillon et sur une partie des tubes constituants les réservoirs. Ceux-ci sont conçu pour minimiser le volume total de l'expérience ($\approx$ 40 cm^3 de chaque coté), pour réduire la durée de chaque manipulation. Ces volumes restent toutefois très supérieurs au volume du gaz dans l'échantillon ($\approx$ $6 \cdot 10^{-3}$ cm^3), afin de maintenir des conditions quasi-stationnaires. Les deux réservoirs sont disposés symétriquement par rapport au capteur différentiel et à l'électrovanne située au milieu du banc.

La pression dans chaque réservoir est mesurée à l'aide d'un capteur capacitif à membrane CDG (INFICON CDG045D, 1000 Torr), tandis qu'un capteur différentiel (MKS 226B Baratron, [-100,100] Pa) enregistre la différence de pression entre les deux réservoirs. Comme dans les travaux [7] ou [17], les réservoirs sont constitués par des tubes élancés, ce qui induit une surface spécifique d'échange élevée et donc des échanges potentiellement élevés avec l'extérieur. La question de l'homogénéité et de la stabilité de la température des réservoirs est donc cruciale.

Deux séries de mesures, réalisées avec du CO_2, font l'objet de cette étude. La première séries, isotherme à température ambiante, et répartie sur la plage de pression absolue 13.08-114.4 kPa, vise à déterminer la perméabilité de l'échantillon et comporte 62 mesures. La seconde série,avec un écart de température aux bornes de l'échantillon d'environ 40 K, réalisée sur la même plage de pression, comporte 18 mesures et vise à caractériser les propriétés de transpiration thermique.

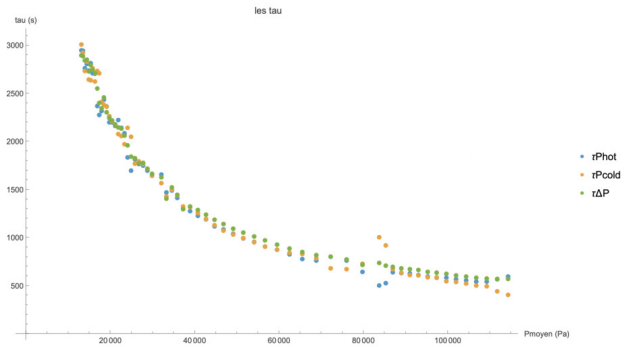


Figure 3 : Temps caractéristique des écoulements pour la mesure de perméabilité. 3 mesures utilisant respectivement le fit de la pression coté chaud, coté froid et de la différence de pression sont présentées ici et comparées. Les résultats sont identiques

Après l'analyse de données mesurées, plusieurs limites et difficultés techniques ont été identifiée sur banc actuel :

— En raison de l'encombrement du banc, chaque réservoir n'a pu être que partiellement thermalisé ;
— Le placement des thermocouples s'est avéré insuffisant pour obtenir une mesure précise de la température des réservoirs.
— Le thermocouple T_{Box}, situé au point de connexion entre les réservoirs, a dysfonctionné durant la campagne de mesure présentée ici.

3. Cas isotherme : mesure de la loi de perméabilité

Nous pouvons évaluer le débit dû au gradient de pression en utilisant la première séries des mesures isothermes. Pendant cette séries, une différence de pression initiale est imposée entre les deux réservoirs, avec $p_\mathrm{c} < p_\mathrm{h}$. Après l'ouverture de la vanne solénoïdale, les pressions évoluent dans chaque réservoir entre le temps t_0 et t_f. Les variations des pressions mesurées (chaue réservoir et leur différence) sont d'abord fittée sous la forme :

$$\begin{aligned} p_\mathrm{c}(t) &= p_\mathrm{c}(t_0) + (p_\mathrm{c}(t_\mathrm{f}) - p_\mathrm{c}(t_0))\exp\left(-(t-t_0)/\tau_\mathrm{c}\right), \\ p_\mathrm{h}(t) &= p_\mathrm{h}(t_0) + (p_\mathrm{h}(t_\mathrm{f}) - p_\mathrm{c}(t_0))\exp\left(-(t-t_0)/\tau_\mathrm{h}\right), \end{aligned} \tag{1}$$

où τ_c et τ_h sont les temps caracteristiques de coté froid et chaud, respectivement, voir Fig. 3. Le débit isotherme dû au gradient de pression est calculé ensuite comme :

$$\dot{M}_\mathrm{p}^\mathrm{c} = \frac{V_\mathrm{c}}{\mathcal{R}\overline{T}}\frac{\mathrm{d}p_\mathrm{c}(t)}{\mathrm{d}t}, \qquad \dot{M}_\mathrm{p}^\mathrm{h} = -\frac{V_\mathrm{h}}{\mathcal{R}\overline{T}}\frac{\mathrm{d}p_\mathrm{h}(t)}{\mathrm{d}t}, \tag{2}$$

où $\overline{T}$ est la température moyenne du banc expérimental pour chaque expérience.

Notre échantillon est composé d'un faisceau de fibres dont les dimensions sont connues : le nombres de fibres ainsi que le diamètre de chaque microcanal au sein d'une fibre. Néanmoins, pour calculer le débit dû au gradient de pression, nous utilisons ici l'approche développée pour les milieux poreux [1], plutôt que l'expression de l'écoulement de Poiseuille dans un tube avec les conditions de glissement [18], afin d'évaluer simultanément l'étanchéité de notre expérience. Le débit engendré par un gradient de pression peut être lié à la perméabilité de l'échantillon comme suit :

$$\dot{M}_\mathrm{p} = -\frac{K_\mathrm{app} S(p_\mathrm{c}^2 - p_\mathrm{h}^2)}{2\mu L \overline{T}\mathcal{R}}, \tag{3}$$

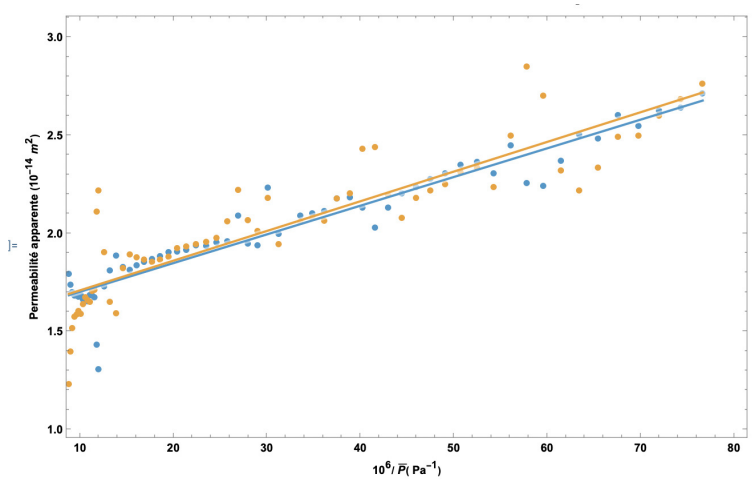


Figure 4 : Permeabilité de l'échantillon en fonction de l'inverse de la pression moyenne (62 mesures entre 0.1 et 1 bar), orange pour le débit dérivé des données coté chaud, bleu du coté froid

où S est la section du tube en verre avec le faisceau des fibres, L sa longueur et K_{app} est la perméabilité "apparente" qui dépend de la pression et peut s'écrire sous la forme proposée par Klinkenberg [8] pour tenir compte des effets de raréfaction :

$$K_{\text{app}} = K_{\text{D}}(1 + \frac{\beta}{p_{\text{m}}}), \tag{4}$$

où K_{D} is la perméabilité de Darcy, β est le coefficient de Klinkenberg, $p_{\text{m}} = (p_{\text{c}} + p_{\text{h}})/2$ est la pression moyenne entre les deux réservoirs. Les deux paramètres, K_{D} et β, ont été mesurés à partir d'une série d'une soixantaine d'expériences de perméabilité isotherme (à température ambiante) réalisées à des pressions moyenne comprises entre 10^4 et 10^5 Pa. Le débit a été calculé 2 fois en utilisant la masse coté "chaud" et coté "froid", Eq. (2), pour exploiter les possibilités de contrôle du dispositif. Les valeurs retenues sont : $K_{\text{D}} = 1.56 \cdot 10^{-14}$ m^2 et $\beta = 9.39 \cdot 10^3$ Pa.

4. Évaluation de la température des réservoirs

Six thermocouples (TC) sont disposés sur la surface extérieure des tubes, autour et sous les échangeurs couvrant ces derniers, deux sont disposés sur les support de l'échantillon. Après étalonnage, le bruit de mesure des TC est de l'ordre de 0.05 K, et la précision sur la mesure de la température absolue est de 1 K. L'évaluation de la température moyenne du réservoir est réalisée par intégration du profil reconstruit à partir des mesures. La température dans chaque section instrumentée du réservoir est supposée homogène et égale à la valeur mesurée par le thermocouple correspondant. Notons que les vannes et capteurs sont modélisés par des longueurs de tube équivalentes, calculées à partir de leurs volumes internes. La différence de température aux bornes de l'échantillon est obtenue à partir des thermocouples placés sur les échangeurs qui le maintiennent. La température des sections du réservoir (cf. Fig. 2) non thermalisées a, dans un premier temps, été supposée égale à la température mesurée dans l'isolant environnant. Cependant, les résultats obtenus sont manifestement erronés, comme illustre la figure 5, qui montre une décroissance apparente de la masse totale de gaz dans le banc expérimental. Sachant que l'étanchéité du dispositif a été vérifié préalablement, et que la pression globale est toujours inférieure à la pression atmosphérique, une telle diminution de la masse est physiquement impossible. La variation observée est donc attribuée à des artefacts liés à la mesure de la température

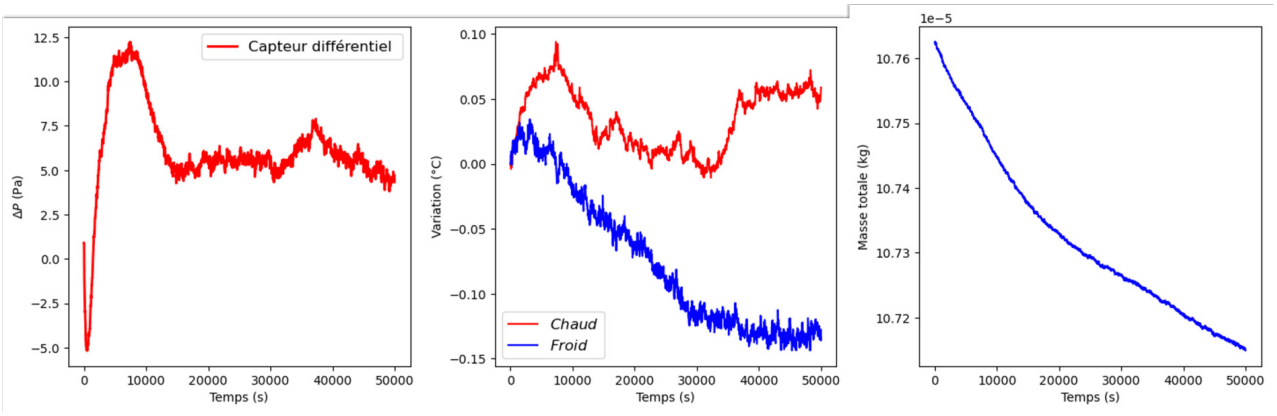


Figure 5 : Un exemple d'une mesure avec une différence de température entre les deux réservoirs de 40 K, une pression initiale de 82 kPa. (a) : Différence de pression entre deux réservoirs ; (b) Variation de la moyenne des températures des réservoirs ; (c) Evolution de la masse apparente du gaz dans le dispositif.

moyenne des réservoirs. L'analyse du système après démontage a permis d'identifier le thermocouple T_{Box} comme origine principale de cet effet. Nous avons également essayé d'utiliser d'autres points de mesure secondaires pour pallier à ce dysfonctionnement, sans succès.

Pour dépasser cette difficulté expérimentale, nous nous sommes appuyés sur la qualité de l'étanchéité du banc expérimental (éprouvée à de multiples reprises antérieurement) et avons choisi d'évaluer la température de jonction des deux réservoirs T_i à partir de la conservation de la masse totale de gaz. Notons que cette approche nous prive d'un moyen de contrôle - initialement prévu - de l'étanchéité et constitue donc une hypothèse dans ce travail.

La conservation de la masse dans le système entre le début de l'expérience, t_0, et le temps t peut s'écrire en forme :

$$\frac{p_\mathrm{c}(t_0)V_\mathrm{c}}{T_\mathrm{c}(t_0)+T_\mathrm{i}(t_0)}+\frac{p_\mathrm{h}(t_0)V_\mathrm{h}}{T_\mathrm{h}(t_0)+T_\mathrm{i}(t_0)}=\frac{p_\mathrm{c}(t)V_\mathrm{c}}{T_\mathrm{c}(t)+T_\mathrm{i}(t)}+\frac{p_\mathrm{h}(t)V_\mathrm{h}}{T_\mathrm{h}(t)+T_\mathrm{i}(t)}, \tag{5}$$

où V_c et V_h sont respectivement les volumes des réservoirs froid et chaud, T_c, T_h et p_c, p_h sont les températures et pressions mesurées dans les parties froides et chaudes. Pour la valeur de la température dans la jonction entre les deux réservoirs au début de l'expérience, $T_\mathrm{i}(t_0)$, nous avons supposées que elle est égale à la température moyenne, $(T_\mathrm{c}(t_0)+T_\mathrm{h}(t_0))/2$. L'équation (5) est ensuite résolue pour la température $T_\mathrm{i}(t)$ à chaque instant t. Cette température assure donc la conservation de la masse dans le système. La température "conservative" dans chaque réservoir à l'instant t, $T^*_\mathrm{c,h}(t)$, est donc obtenue à partir de l'expression suivante :

$$T^*_\mathrm{c,h}(t)=(\overline{T}_\mathrm{c,h}(t)+T_\mathrm{i}(t))/2, \tag{6}$$

où $\overline{T}_\mathrm{c,h}$ est la température moyenne (sur la quatre thermocouples pour chaque réservoir, $T_\mathrm{i}(t)$ est la température de jonction entre les réservoirs obtenue en résolvant l'équation (5).

5. Débit de transpiration thermique

Dans notre expérience, les deux réservoirs sont maintenus à des températures différentes et initialement à la même pression, donc le gaz s'écoule à façon continue de coté froid vers le coté chaud. Après la fermeture de la vanne (électrovanne solénoïdale sans volume mort, Fig. 2), la pression dans le réservoir chaud commence à monter et engendre un écoulement dans le sens contraire, du chaud vers le froid, l'écoulement de Poiseuille. Les deux débits,

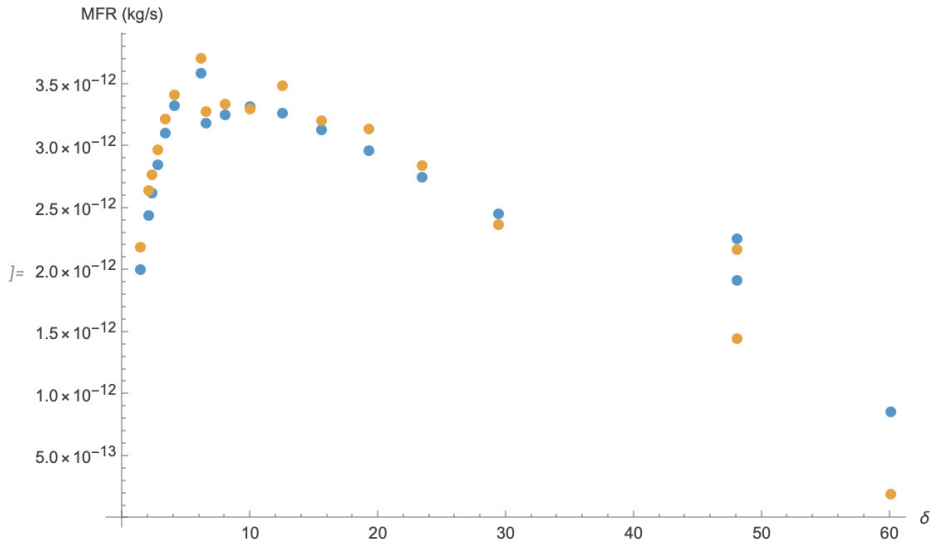


Figure 6 : Débit de thermal creep en fonction de l'inverse de la pression moyenne.

celui dû au gradient thermique, $\dot{M}_{\mathrm{T}}$, et celui dû au gradient de la pression, $\dot{M}_{\mathrm{p}}$, s'égalisent au cours du temps et le débit total à travers l'échantillon devient asymptotiquement nul, $\dot{M} = 0$. Notons que lorsque des fluctuations de température des réservoirs se produisent, cela engendre des variations des pressions et donc des fluctuations du débit total. Nous évaluons le débit de thermal creep à partir de l'équation suivante :

$$\dot{M}_{\mathrm{T}} = \dot{M} - \dot{M}_{\mathrm{p}}. \tag{7}$$

Les variations de débits dues aux variations de pression se retrouvent naturellement dans les 2 termes de droite et s'annulent ainsi. Le débit engendré par le gradient de température (moyenné sur les 30000 dernières secondes de chaque expérience), $\dot{M}_{\mathrm{T}}$, est présenté sur la Fig. 6 en fonction de l'inverse de la pression moyenne ; l'allure obtenue est similaire aux données théoriques.

6. Conclusion

Les lois d'écoulement associées respectivement aux effet de température et de pression d'un échantillon composé de faisceau de 3600 microtubes a été analysé expérimentalement. Les mesures de débit engendré par un gradient de pression ont permis de déterminé la perméabilité apparente d'échantillon. L'analyse thermique du banc expérimental a permis de corriger l'absence d'informatiosn sur la température dans une partie du système en utilisant la conservation de la masse dans le banc expérimentale. Finalement, le débit du CO_2 engendré par le gradient de température à travers de cette échantillon a été mesuré. L'approche développée dans ce travail permettra, à terme, la caractérisation complète d'échantillons de géométrie complexe et l'extension des approches développées pour les tubes aux milieux poreux.

Références

[1] J. P. Bonnet, F. Topin, and L. Tadrist. Flow laws in metal foams : Compressibility and pore size effects. Transport in Porous Media, 73(2) :233–254, 2008.

[2] Q. Cheng, Y. Qin, and Y. B. Gianchandani. A bidirectional Knudsen pump with 3D-printed thermal management platform. Micromachines, 12 :58, 2021.

[3] I. Graur and F. Sharipov. Non-isothermal flow of rarefied gas flow through a long pipe with elliptic cross section. Microfluid and Nanofluid, 6(2) :267–275, 2008.

[4] Y.-L. Han, E. P. Muntz, A. Alexeenko, and M. Young. Experimental and computational studies of temperature gradient–driven molecular transport in gas flows through nano/microscale channels. Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering, 11(1-2) :151–175, 2007.

[5] M. V. Johansson, K. Shahrivar, H. Yamaguchi, F. Topin, P. Perrier, and I. Graur. Temperature gradient effects on gas flow through microporous media. Experimental Thermal and Fluid Science, 148 :110983, 2023.

[6] M. V. Johansson, F. Testa, P. Perrier, J. Vicente, J. P. Bonnet, P. Moulin, and I. Graur. Determination of an effective pore dimension for microporous media. International Journal Heat and Mass Transfer, 142 :118412, 2019.

[7] M. V. Johansson, H. Yamaguchi, P. Perrier, and I. Graur. Some properties of a gas flow submitted to a temperature gradient. International Journal of Heat and Mass transfert, 214 :124372, 2023.

[8] L. J. Klinkenberg. The permeability of porous media to liquid and gases. Drilling and Production Practice, Amarican Petroleum Institute, pages 200–213, 1941.

[9] M. Knudsen. Die Gase der Molekularströmung und der inneren Reibungsströmung der Gase durch Röhren. Annalen der Physik, 333(1) :75–130, 1909.

[10] J. Liu, N. K. Gupta, K. D. Wise, Y. B. Gianchandani, and X. Fan. Demonstration of motionless Knudsen pump based micro-gas chromatography featuring micro-fabricated columns and on-column detectors. Lab on a Chip, 11(20) :3487, 2011.

[11] J. C. Maxwell. On stress in rarefied gases arising from inequalities of temperature. Phil. Trans. R. Soc. Lond., 170 :231–256, 1879.

[12] O. Reynolds. On certain dimensional properties of matter in the gaseous state. Philos. Trans. R. Soc. London, 170 :727–845, 1879.

[13] M. Rojas Cardenas, I. Graur, P. Perrier, and J. G. Méolans. Thermal transpiration flow : a circular cross-section microtube submitted to a temperature gradient. Phys. Fluids, 23 :031702, 2011.

[14] M. Rojas-Cardenas, I. Graur, P. Perrier, and J. G. Méolans. An experimental and numerical study of the final zero-flow thermal transpiration stage. J Therm. Sci. Technol., 7 :437–452, 2012.

[15] F. Sharipov. Rarefied gas flow through a long tube at any temperature ratio. J. Therm. Sci. Technol. A, 14(4) :2627–2635, 1996.

[16] F. Sharipov and G. M. Kremer. Non-isothermal couette flow of a rarefied gas between two rotating cylinders. European Journal of Mechanics B/Fluids, 18(1) :121–130, 1999.

[17] J. Wilson, , K. L. Walton, E. L. Tipton, T. K. Ghosh, R. V. Tompson, and S. K. Loyalka. Measurements of He-Ar, He-N2, and He-Air thermal creep slip and accommodation coefficients at high temperatures. Journal of Vacuum Science & Technology B, 41(5), 2023.

[18] H. Yamaguchi, M. Rojas-Cardenas, P. Perrier, I. Graur, and T. Niimi. Thermal transpiration flow through a single rectangular channel. Journal of Fluid Mechanics, 744 :169–182, 2014.

Remerciements

Les auteurs expriment leur gratitude au support financier du projet ANR TEGTIC, ANR-23-CE51-0055-01.

Vers un modèle thermo-hydrique de sol pour application urbaine : développement numérique et premières confrontations à des mesures de terrain

Towards a thermo-hydric soil model for urban applications: numerical development and first comparisons to field measurements

Ossama LAZRAK[1]*, Thomas FASQUELLE[1], Jérôme VICENTE[1], Fabrice RIGOLLET[1]

[1] Aix Marseille Univ, CNRS, IUSTI, Marseille France
*(ossama.lazrak@univ-amu.fr)

Résumé - CityVox est un modèle de microclimat urbain en cours de développement, destiné à intégrer une reconstruction géométrique LiDAR à des simulations physiques. Le sol est modélisé en résolvant séparément les équations de la chaleur et de Richards à l'aide d'un schéma implicite en différences finies, des fonctions hydrauliques de van Genuchten et des itérations de Picard. Les simulations sont comparées au modèle de référence HYDRUS1D et à des mesures de terrain sur un sol. Les résultats sont globalement cohérents et soutiennent une validation progressive avant le couplage thermo-hydrique.

Abstract - CityVox is an urban microclimate model under development designed to integrate LiDAR-based geometric reconstruction with physical simulations. The soil component is addressed by solving the heat equation and the Richards equation separately using an implicit finite-difference scheme with van Genuchten hydraulic functions and Picard iterations. Simulations are compared with the reference model HYDRUS-1D and with field measurements on a natural soil. The results are globally consistent and support the step-by-step validation of the model prior to future thermo-hydric coupling.

Nomenclature

θ	volumetric water content, m^3/m^3	T	temperature, K or °C
θ_s	saturated water content, m^3/m^3	t	time, s
θ_r	residual water content, m^3/m^3	ρ	density, $kg \cdot m^{-3}$
α_{vg}	shape parameter, m^{-1}	c	volumetric heat capacity, $J \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}$
n	pore-size distribution parameter	k	thermal conductivity, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
m	scaling law parameter, /	ε	emissivity, /
K	unsaturated hydraulic conductivity, $m.s^{-1}$	σ	Stefan–Boltzmann constant, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$
K_s	saturated hydraulic conductivity, $m.s^{-1}$	C	specific moisture capacity, m^{-1}
S_e	effective saturation, /	q_s	surface water flux density, /
h	pressure head, m		

1. Introduction

Urban microclimate modeling relies on an accurate description of surface–atmosphere exchanges, in which soil temperature and moisture play a central role. However, soil thermo-hydric processes are often oversimplified in urban-scale models [1], partly due to the difficulty of validating physically based formulations under real conditions, as illustrated for instance by frameworks such as SOLENE-Microclimat, where soil formulations are primarily designed to support surface energy balance over urban ground, and evaporation is parameterized at the surface rather than resulting from an explicitly validated subsurface hydrological model [2].

CityVox is an urban microclimate model under development that aims to integrate LiDAR-based geometric reconstruction with physically based simulations. In this context, the soil component is validated independently using a step-by-step approach, starting with one-dimensional heat and water transfer models prior to coupling with surface energy balance and atmospheric processes. The objectives of this work are to benchmark the numerical implementation against HYDRUS-1D, analyze hydraulic parameter sensitivity and inverse estimation feasibility, and compare thermal and hydraulic simulations with outdoor measurements.

2. Method

2.1. Experimental set-up

Soil temperature and volumetric water content (VWC) were monitored continuously on a natural, unmodified soil located on a university campus in Marseille. The soil is representative of the mineral base underlying many urban surfaces prior to artificial covering and provides reference data for validating one-dimensional heat and water transfer models. Measurements were performed using a 90 cm long GroPoint multi-segment probe installed vertically, instrumenting the upper 60 cm of soil and providing simultaneous temperature and VWC data at multiple depths, with nominal accuracies of ±0.5 °C and ±2%, respectively (Table 1). The probe was connected to an autonomous DELTAOHM data logger, allowing continuous outdoor measurements over more than three months.

Atmospheric forcing was obtained from nearby meteorological stations measuring air temperature, humidity, wind speed, and solar irradiance, complemented by a local Davis station to improve representativeness. No site-specific calibration of the VWC sensor was applied, as the focus is on moisture dynamics rather than absolute values; manufacturer calibration was therefore considered sufficient for this initial validation step.

Parameter	Measurements range	Accuracy
Moisture	0% to 100% of VMC	±2.0%
Temperature	-20°C to +70°C	±0.5°C

Table 1: Measurement Reliability & Operating Limits (according to manufacturer).

2.2. Numerical model

2.2.1. Water transfer model

Water transfer in the soil is described using the one-dimensional Richards equation [3], derived from mass conservation and Darcy's law, the water balance can be written as:

$$\frac{\partial \theta}{\partial h} = -\frac{\partial q}{\partial z} \tag{1}$$

where q is the vertical water flux ($m \cdot s^{-1}$), expressed using Darcy's law for variably saturated media, accounting for both moisture dependence and gravity:

$$q = K(h)\left(\frac{\partial h}{\partial z} + 1\right) \tag{2}$$

where the gravity term arises from the vertical coordinate z oriented positively downward. The mixed formulation in terms of pressure head h gives:

$$C(h)\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left[K(h)\left(\frac{\partial h}{\partial z} + 1\right)\right] \tag{3}$$

where C(h)=∂θ/∂h is the specific moisture capacity, θ the volumetric water content, and K(h) the unsaturated hydraulic conductivity. They are described using the semi-empirical van Genuchten–Mualem model (Eqs. 4–5), which provides a realistic representation of soil water retention and conductivity as functions of pressure head [4].

$$\theta(h) = \theta_r + \frac{\theta_s - \theta_r}{[1 + (\alpha \cdot h)^n]^m} \qquad with \qquad m = 1 - \frac{1}{n} \tag{4}$$

$$K(h) = K_s \cdot S_e^l \left[1 - \left(1 - S_e^{\frac{1}{m}}\right)^m\right]^2 \tag{5}$$

where S_e is the effective saturation and $\theta_r, \theta_s, \alpha, n, K_s, l$ are soil parameters [5].

The equation is discretized using an implicit finite-difference scheme in space and time and solved with a modified Picard iteration [3] using the Tridiagonal Matrix Algorithm (TDMA), ensuring numerical stability; lateral flow is neglected and the soil is assumed vertically homogeneous.

2.2.2. Heat transfer model

Heat transfer in the soil is modelled using the one-dimensional heat conduction equation:

$$\rho \cdot c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(k \cdot \frac{\partial T}{\partial z}\right) \tag{6}$$

where $T\ [K]$ is the soil temperature, $\rho c_p\ [J.m^{-3}K^{-1}]$ the volumetric heat capacity, and $k\ [W.m^{-1}K^{-1}]$ the thermal conductivity, assumed isotropic and constant with temperature. A measured soil temperature time series is imposed at the lower boundary ($z = 0.33$), while surface energy exchanges account for measured solar radiation Q_{SW}, longwave radiation with the sky, and convective heat transfer with the air; water fluxes, phase change, and latent heat effects are neglected.

$$-k\frac{\partial T}{\partial z}\bigg|_{z=0} = (1-\alpha)Q_{SW} + \sigma\left(\varepsilon_{sky}T_{sky}^4 - \varepsilon_{surf}T_s^4\right) + h_c(T_{air} - T_s) \tag{7}$$

The heat equation is solved using the same implicit finite difference discretization as the water model. The resulting tridiagonal system of equations is solved using the TDMA.

3. Results and discussion

3.1. Numerical results

3.1.1. Validation of the water model against Hydrus1D

HYDRUS-1D solves the same governing equation (1) and includes the van Genuchten–Mualem hydraulic functions, making it a suitable reference for benchmarking the developed solver [6]. The comparison was conducted for a simple infiltration case in a homogeneous 1 m soil column using silt parameters from the HYDRUS-1D database (Table 2).

θ_r	θ_s	α (m^{-1})	n	K_s ($m.s^{-1}$)	l
0.034	0.46	1.6	1.37	$6.944 \cdot 10^{-7}$	0.5

Table 2: Silt soil hydraulic properties parameters [5].

A constant downward surface flux of $q_s = 5 \cdot 10^{-7}\, m.s^{-1}$ was imposed, with a constant pressure head $h = -10\, m$ prescribed at the bottom boundary. The initial condition consisted of a uniform pressure head over the profile, and the simulation was run for ten days. Figure (2) presents the time evolution of VWC at three observation depths, while Figure (3) shows the corresponding vertical moisture profiles at selected times.

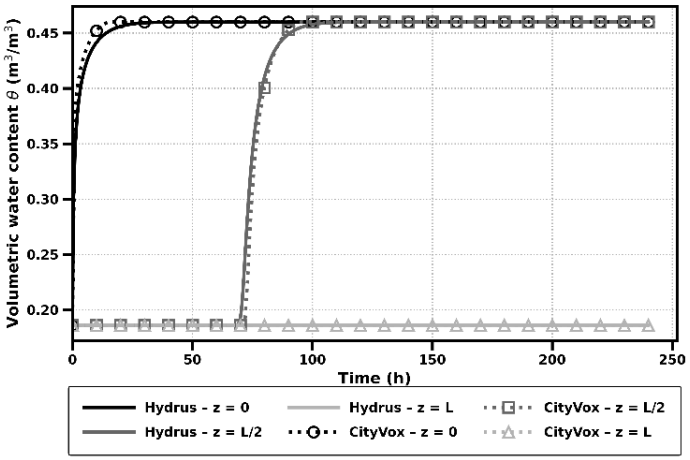


Figure 1: Time evolution of volumetric water content θ at three depths (surface, mid-depth, and bottom) simulated by Hydrus-1D and the CityVox water module.

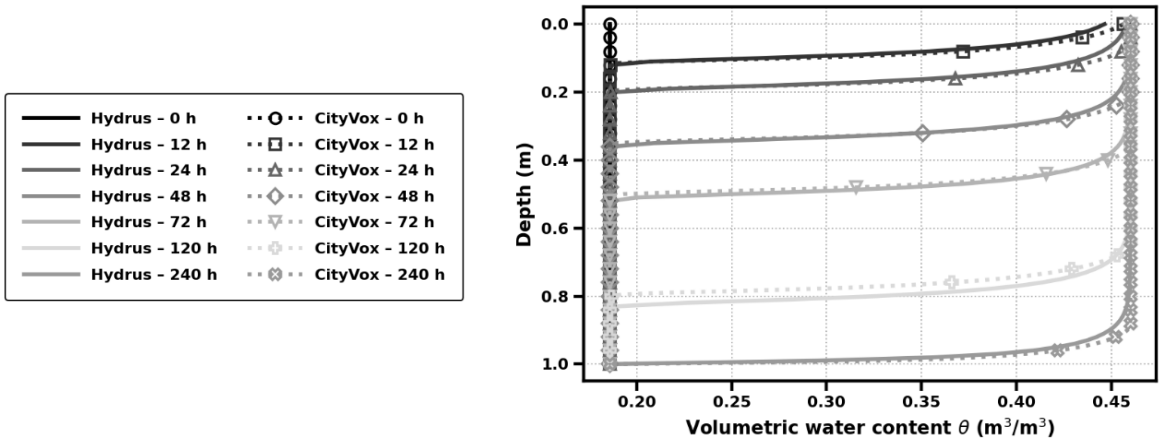


Figure 2: Vertical profiles of θ(z) simulated by Hydrus-1D and CityVox at selected times.

Both models reproduce the same infiltration dynamics and wetting front propagation, with similar timing and final moisture levels. Minor differences are observed during the transient phase at intermediate depths, with HYDRUS-1D exhibiting a slightly smoother moisture evolution. Overall, the comparison confirms the correct implementation of the Richards equation and the van Genuchten–Mualem hydraulic formulation in the developed solver.

3.1.2. Water model sensitivity analysis

A local sensitivity analysis was performed to evaluate how the Richards solver responds to variations in soil hydraulic parameters. This analysis used constant flux infiltration. Starting from a reference parameter set, each parameter was independently disturbed by ±1% around a reference silt parameter set (Table 1), and sensitivities were computed using a central finite-difference approximation and normalized to obtain dimensionless coefficients $S_{pj}(t)$.

$$S_{pj}(t) = \frac{p_j}{\theta(t)} \frac{\partial \theta(t)}{\partial p_j} \tag{8}$$

Six van Genuchten-Mualem parameters were considered. Figure (4) presents their time-averaged sensitivity coefficients $\overline{S_{pj}}$, showing that sensitivity magnitude varies across parameters and over the simulation period (10 days).

$$\overline{S_{pj}} = \frac{1}{N_t} \sum_{i=1}^{N_t} \left| S_{pj}(t) \right| \tag{9}$$

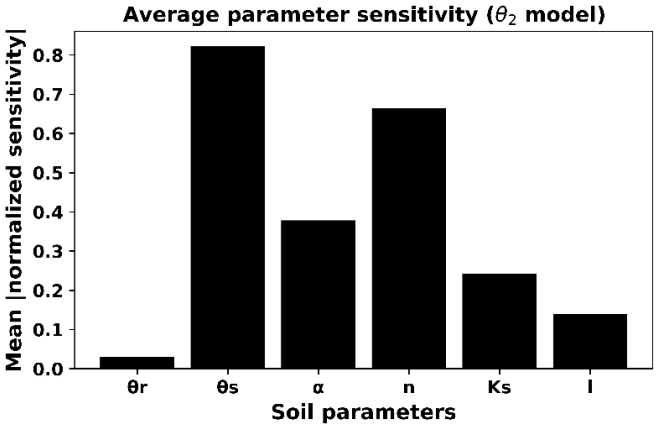


Figure 3: The average sensitivity.

This sensitivity analysis was conducted to identify which parameters have a measurable influence on the model outputs. The results show that the model response is primarily sensitive to the saturated water content θ_s and to the shape parameters n and α. These findings justify focusing the inverse parameter estimation on θ_s, n, and α.

3.1.3. Inverse parameter estimation

Parameter estimation was performed using measured VWC time series as boundary conditions, with the measured $\theta_1(t)$ and $\theta_3(t)$ imposed as Dirichlet conditions at the upper and lower boundaries, respectively, and the Richards model used to simulate the intermediate VWC: $\theta_2(t)$. The calibration problem is formulated as the minimization of the sum of squared errors between simulated and measured $\theta_2(t)$, with the objective function defined as:

$$J(p) = \sum_t \left[\theta_{2,model}(t;p) - \theta_{2,meas}(t) \right]^2 \tag{6}$$

where the parameter vector $\mathrm{p} = (n, \alpha)$. Despite its high sensitivity, θ_s was fixed, together with θ_r, to physically plausible values consistent with the observed VWC range, while the remaining parameters are kept constant to limit non-uniqueness in the inverse problem. Minimization is performed using a Levenberg–Marquardt algorithm, where the Jacobian matrix is approximated by central finite differences, and the resulting parameter estimates are presented in the VWC model calibration section table (3).

3.2. Comparison with results from the experimental set-up

3.2.1. Volumetric water content

Measured and simulated VWC at the intermediate depth were compared using a calibration–validation approach. The comparison focuses on the model's ability to reproduce the time evolution of soil moisture under measured boundary forcing over a one-dimensional soil column of thickness $L = 0.3$ m, discretized into $n = 201$ uniform vertical nodes.

3.2.1.1. Calibration

Calibration was first performed over a drying period. Measured water content was imposed at the upper and lower boundaries (θ_1 & θ_3), and the parameters $\boldsymbol{n}$ and $\boldsymbol{\alpha}$ were estimated using Levenberg–Marquardt. The optimization was initialized from physically plausible values and converged in fewer than 15 iterations.

$\boldsymbol{\theta_r}$	$\boldsymbol{\theta_s}$	$\boldsymbol{\alpha}$	$\boldsymbol{n}$	$\boldsymbol{K_s}$	$\boldsymbol{l}$
0.001	0.49	**1.699**	**3.01**	8.10^{-6}	0.5

Table 3: estimated soil properties parameters.

Figure (5) compares measured and simulated VWC during the calibration period, showing that the model reproduces the overall drying trend and temporal evolution, with only minor short-term discrepancies and no systematic drift.

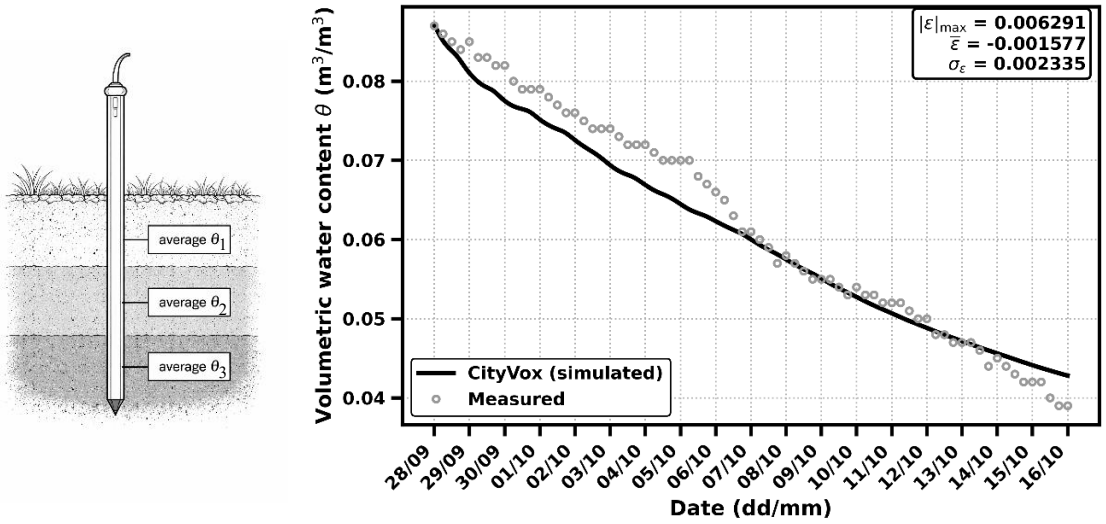


Figure 4: Calibration of the Richards-based model against θ_2, a measured 15 cm averaged VWC.

3.2.1.2. Comparison modeled vs measured VWC

The calibrated parameters were applied unchanged to an independent validation period, and Figure (6) compares the measured and simulated VWC.

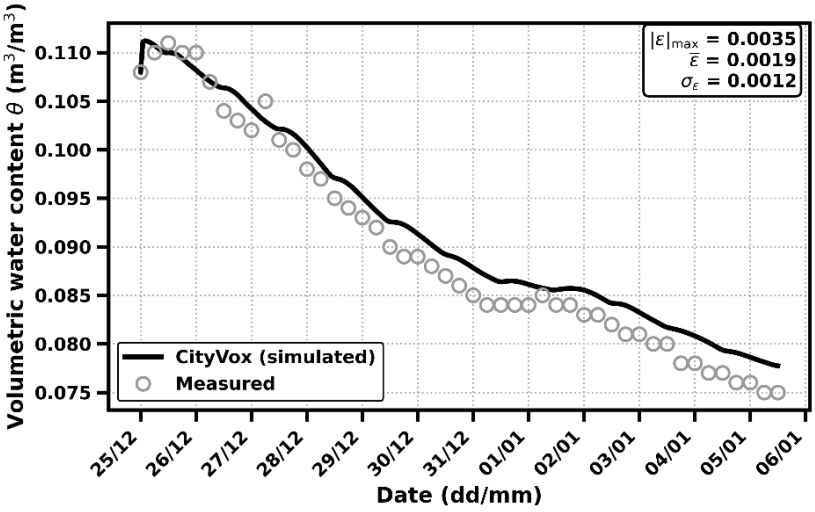


Figure 5: Comparison between measured and simulated VWC (θ_2) during the validation period.

The model preserves the general moisture dynamics, including the long-term drying behavior. The agreement is characterized by low absolute errors (mean ≈ $2 \cdot 10^{-3}$ m³·m⁻³),

comparable to the measurement uncertainty, while larger deviations occur during short-term fluctuations, likely linked to near-surface processes and the simplified 1D soil representation.

3.2.2. Temperature profiles

Comparison between measured and simulated soil temperature time series at the instrumented depths of the soil can be found on Figure (7). The thermal model was driven by measured atmospheric forcing and measured boundary conditions, without calibration of thermal parameters, which are assumed homogeneous and constant as listed in Table 4.

The model reproduces the main thermal dynamics with depth-dependent accuracy. Quantitatively, the maximum absolute error decreases from about 4.1 °C at 3 cm depth to 1 °C–1.3 °C below 13 cm, with mean errors remaining below 0.3 °C at all depths. The larger discrepancies near the surface are attributed to the absence of measured net radiation forcing, as surface layers are more sensitive to radiative exchanges, while deeper layers are dominated by conductive heat transfer. In addition, the convective heat transfer coefficient was prescribed as a constant value ($h_c = 10\,W.m^{-2}.K^{-1}$) representative of typical outdoor conditions, although it varies with wind speed.

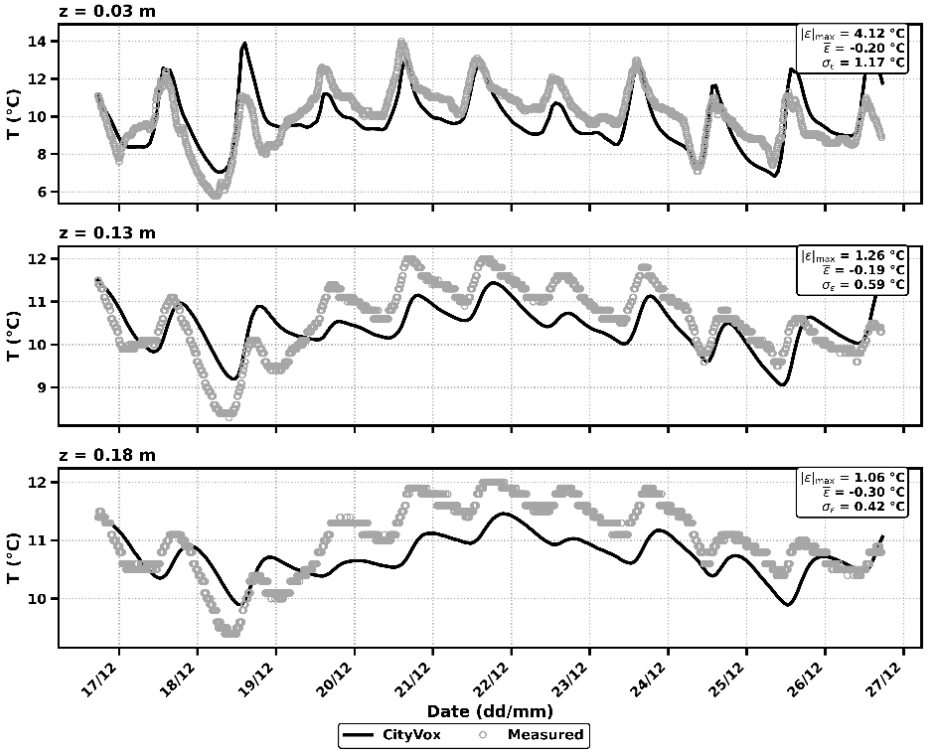


Figure 6: Comparison between measured and simulated soil temperature with error metrics.

Zone	Thickness (m)	k (W.m^{-1}.K^{-1})	ρ (kg.m^{-3})	c_p (J.kg^{-1}.K^{-1})	Cell Count
1	0.04	0.8333	1350	2400	10
2	0.12	0.8333	1350	2400	26
3	0.16	0.8333	1350	2400	16
4	0.01	0.8333	1350	2400	2

Table 4: Domain and Mesh Overview.

3.3. Discussion

The model reproduces the dominant temporal dynamics of soil moisture and temperature under real atmospheric forcing; however, the validation is intentionally constrained and non-predictive. Moisture validation relies on prescribed volumetric water content at both boundaries

(Dirichlet–Dirichlet), which isolates internal redistribution governed by the Richards equation but suppresses uncertainties related to infiltration, evaporation, and drainage, thereby limiting physical realism and the identifiability of hydraulic parameters. Consequently, estimated parameter values should not be interpreted as physical soil properties, as they are primarily influenced by the adopted boundary conditions and limited observational constraints. Remaining VWC discrepancies are consistent with unresolved soil heterogeneity and the absence of site-specific sensor calibration, restricting interpretation to temporal dynamics rather than absolute values.

Temperature simulations exhibit better agreement than moisture simulations due to the diffusive nature of heat transfer and its lower sensitivity to heterogeneity. Near-surface temperature errors reflect a limitation of the thermal forcing, as net radiation was not measured and longwave exchange was parameterized, with air temperature and incoming shortwave radiation as the only in-situ forcings.

4. Conclusion and perspectives

This study presented the numerical development and first-stage validation of a one-dimensional soil thermo-hydric model intended for integration into the CityVox framework. Benchmarking against HYDRUS-1D confirmed the numerical correctness of the Richards solver, while experimental comparisons demonstrated the model's ability to reproduce the dominant temporal behavior of soil moisture and temperature under constrained boundary conditions.

The scope of this validation is intentionally limited by simplifying assumptions, including homogeneous soil properties, prescribed moisture boundaries, simplified thermal forcing, and the absence of evaporation and thermo-hydric coupling. These choices were made to reduce external uncertainties and to assess internal model consistency prior to introducing additional physical complexity. Future work will focus on relaxing these constraints through coupled thermo-hydric formulations, flux-based boundary conditions, inverse estimation of soil thermal properties, and improved surface energy balance forcing, which are necessary steps toward predictive soil–atmosphere interactions in urban contexts.

References

[1] H. Vereecken *et al.*, "Modeling Soil Processes: Review, Key Challenges, and New Perspectives," *Vadose Zone J.*, vol. 15, no. 5, pp. 1–57, May 2016, doi: 10.2136/vzj2015.09.0131.

[2] M.-H. Azam, B. Morille, J. Bernard, M. Musy, and F. Rodriguez, "A new urban soil model for SOLENE-microclimat: Review, sensitivity analysis and validation on a car park," *Urban Clim.*, vol. 24, pp. 728–746, Jun. 2018, doi: 10.1016/j.uclim.2017.08.010.

[3] M. W. Farthing and F. L. Ogden, "Numerical Solution of Richards' Equation: A Review of Advances and Challenges," *Soil Sci. Soc. Am. J.*, vol. 81, no. 6, pp. 1257–1269, Nov. 2017, doi: 10.2136/sssaj2017.02.0058.

[4] M. Th. Van Genuchten, "A Closed-form Equation for Predicting the Hydraulic Conductivity of Unsaturated Soils," *Soil Sci. Soc. Am. J.*, vol. 44, no. 5, pp. 892–898, Sep. 1980, doi: 10.2136/sssaj1980.03615995004400050002x.

[5] Y.-B. Li, Y. Liu, W.-B. Nie, and X.-Y. Ma, "Inverse Modeling of Soil Hydraulic Parameters Based on a Hybrid of Vector-Evaluated Genetic Algorithm and Particle Swarm Optimization," *Water*, vol. 10, no. 1, p. 84, Jan. 2018, doi: 10.3390/w10010084.

[6] J. Å imunek, M. Th. Van Genuchten, and M. Å ejna, "HYDRUS: Model Use, Calibration, and Validation," *Trans. ASABE*, vol. 55, no. 4, pp. 1263–1276, 2012, doi: 10.13031/2013.42239.

Acknowledgements

The authors gratefully acknowledge the financial support of MITI CNRS (Mission pour les Initiatives Transverses et Interdisciplinaires), as well as the support of the IUSTI laboratory.

Thème 8

Applications thermiques dans le domaine du vivant

Estimation d'une source de chaleur dans un milieu biologique sur la base d'un modèle d'apprentissage informé par la physique 314
Identification d'un modèle d'état réduit et de l'entrée thermique inconnue pour la reconstruction 3D du champ de température en thermoablation 322

Modélisation d'un procédé de thermoablation à partir d'une approche par réseau de neurones informé par la physique

Modeling of a Thermoablation Process Using a Physics-Informed Neural Network Approach

Jean-Luc BATTAGLIA[1,2], **Mariana De MELO ANTUNES**[1,2,4*], **Ida BURGERS**[1,2,3*], **Nino AVETIKOVI**[1,3*], **Valery OZENNE**[3*]

[1]Univ. Bordeaux, CNRS, Bordeaux INP, I2M, UMR 5295, F-33400, Talence, France
[2]Arts et Metiers Institute of Technology, CNRS, Bordeaux INP, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence (ou F73375 Le-Bourget du Lac), France
[3] Université de Bordeaux, Centre de Résonance Magnétique des Systèmes Biologiques, UMR CNRS 5536, Bordeaux, France
[4] Université fédérale d'Itajubá, Laboratoire de transfert de chaleur - LabTC, Institut de génie mécanique, Campus Professor José Rodrigues Seabra, Avenue BPS 1303, Itajubá, MG, Brésil
*(auteur correspondant : jean-luc.battaglia@u-bordeaux.fr)

Résumé - Nous présentons la méthodologie adoptée pour entraîner un réseau de neurones informé par la physique afin de modéliser le processus thermique de thermoablation de tumeurs guidé par thermométrie IRM. Une application est présentée sur des données générées numériquement par un modèle discret basé sur un volume de tissu pertinent incluant des vaisseaux

.

Abstract - We present the methodology adopted to train a physics-informed neural network to model the thermal process of MRI-thermometry–guided tumor thermoablation. An application is presented on numerically generated data obtained from a discrete model based on a relevant tissue volume including blood vessels.

Nomenclature (11 points, 2 colonnes)

A	rapport de forme	T	température, K
D	diffusivité massique, m^2/s	*Symboles grecs*	
L	largeur, m	α	diffusivité thermique, m^2/s
$\vec{k}$	vecteur unité	*Indices et exposants*	
S	surface d'échange, m^2	p	paroi

1. Introduction

La thermoablation supervisée par IRM [1, 2] consiste à traiter des tumeurs en générant une source de chaleur [3] en son sein et en visualisant l'élévation de température grâce à la thermométrie IRM. L'idée principale de la présente étude est d'exploiter l'abondance de données de thermométrie IRM déjà disponibles dans les centres médicaux afin de construire un réseau de neurones profond exprimant la température $T(\mathbf{x_v})$ sur la grille 3D des voxels IRM au cours du temps, en fonction à la fois de la topologie de la zone traitée et de la source de chaleur $q(\mathbf{x_v})$. Les

coordonnées $\mathbf{x_v} = (x_v, y_v, z_v)$ correspondent au centre de chaque voxel de la grille. La méthode proposée ici consiste à identifier les paramètres θ du réseau optimal f_θ, un *réseau de neurones informé par la physique* [4]. La supervision physique durant l'apprentissage permet d'utiliser une quantité raisonnable et limitée de données associées à différents scénarios. Chaque scénario se caractérise par une amplitude et une distribution spatiale du terme source, ainsi que par un réseau de vaisseaux sanguins spécifique. L'identification des paramètres repose sur la minimisation d'une fonction objectif globale intégrant à la fois un critère sur les données, imposant l'accord avec les mesures expérimentales de température, et un critère physique, garantissant que la température prédite satisfait *raisonnablement* l'équation de conduction de la chaleur. Cette combinaison permet au réseau de tirer parti des paradigmes *data-driven* et *model-based*, améliorant la robustesse et la cohérence physique des champs reconstruits. Chaque scénario utilisé pour l'apprentissage fournit un jeu de données incluant : les coordonnées des voxels $\mathbf{x_v}$, le temps t, le masque des vaisseaux $v(\mathbf{x_v})$, les mesures de température $T_{\text{meas}}(\mathbf{x_v}, t)$, ainsi que la source $q(\mathbf{x_v})$. Comme nous nous intéressons principalement ici à tester la fiabilité et la précision de l'approche proposée, les données seront simulées à l'aide d'un modèle linéaire simplifié basé sur un domaine cubique pertinent de quelques centimètres de côté. Le domaine est traversé par des vaisseaux sanguins dont l'orientation et le diamètre varient aléatoirement. La source de chaleur est également aléatoire en amplitude et en position afin de couvrir un large éventail de configurations réalistes. Le réseau identifié est évalué d'abord à l'aide de métriques puis, ensuite, à partir de simulations sur des scénarios différents de ceux utilisés pour l'apprentissage.

2. Pré-traitement des données

Nous entraînons un réseau informé par la physique f_θ qui prédit la température à chaque voxel au cours du temps selon :

$$T_{\text{pred}}(\mathbf{x_v}, t) = f_\theta(x_v, y_v, z_v, t,\ q_v,\ v), \tag{1}$$

où (N_x, N_y, N_z) représentent le nombre de voxels selon les trois directions spatiales, et $x_v = \{x_{v_1}, \ldots, x_{v_{N_x}}\}$, $y_v = \{y_{v_1}, \ldots, y_{v_{N_y}}\}$, $z_v = \{z_{v_1}, \ldots, z_{v_{N_z}}\}$, $t = \{t_1, \ldots, t_{N_t}\}$ désignent respectivement les grilles spatiales et temporelles. Un *scénario* correspond à une configuration spécifique du domaine biologique caractérisée par un ensemble unique de : (i) la localisation des vaisseaux et de la source de chaleur, (ii) l'intensité et la distribution spatiale de la source de chaleur, (iii) le nombre, l'orientation et le diamètre des vaisseaux. Soit $N_0 = N_x N_y N_z N_t$ le nombre de voxels espace–temps par scénario et $N = KN_0$ le nombre total d'échantillons après concaténation des K scénarios. Nous indexons la grille par $i_x \in \{1, \ldots, N_x\}$, $i_y \in \{1, \ldots, N_y\}$, $i_z \in \{1, \ldots, N_z\}$ et $i_t \in \{1, \ldots, N_t\}$. Un aplatissement pratique vers un indice unique $i \in \{1, \ldots, N\}$ est donné par :

$$i = i_x + (i_y - 1)N_x + (i_z - 1)N_x N_y + (i_t - 1)N_x N_y N_z + (k - 1)N_0, \quad k \in \{1, \ldots, K\}. \tag{2}$$

Nous notons : $\mathbf{X_v} = \{(\mathbf{x}_{vi}, t_i, q_{vi}, v_i)\}_{i=1}^N \in \mathbb{R}^{N \times 6}$, qui regroupe les coordonnées spatiales et temporelles des N points de mesure, la source de chaleur stationnaire par voxel, ainsi que le masque des vaisseaux, où $v_j = 1$ indique que le j-ième voxel est occupé par des vaisseaux sanguins et $v_j = 0$ sinon ; et $T_{\text{meas}}(\mathbf{x_v}, t) = \{T_{\text{meas}}(\mathbf{x}_{vi}, t_i)\}_{i=1}^N \in \mathbb{R}^N$, les températures par voxel mesurées correspondantes. L'entraînement d'un réseau de neurones est très sensible à l'échelle

des variables d'entrée et de sortie. Dans la configuration considérée, ces plages diffèrent de plusieurs ordres de grandeur (par exemple, coordonnées spatiales en centimètres $\sim 10^{-2}$, temps en secondes $\sim 10^{2}$, variation de température en kelvins $\sim 10^{1}$, source en watts par mètre cube $\sim 10^{6}$). Ce déséquilibre d'échelle entraîne : une convergence lente ou instable de l'optimiseur, une propagation inefficace du gradient due à des mises à jour de poids disproportionnées, ainsi qu'un mauvais conditionnement du problème d'optimisation, susceptible de piéger l'apprentissage dans des minima locaux ou des plateaux. En ramenant toutes les caractéristiques à des plages comparables, l'optimiseur explore l'espace des paramètres de manière plus homogène, et la convergence devient plus rapide et plus stable. Soit $(x_{vi}, y_{vi}, z_{vi}, t_i, q_i)$ le i-ième échantillon après empilement de tous les scénarios. Nous utilisons des moments de type population :

$$\mu_x = \frac{1}{N_x}\sum_{j=1}^{N_x} x_{vj}, \quad \sigma_x = \sqrt{\frac{1}{N_x}\sum_{j=1}^{N_x}(x_{vj}-\mu_x)^2},$$

avec des formules identiques pour y_v, z_v et t en remplaçant $(N_x, x_j) \rightarrow (N_y, y_j)$, etc. Les répétitions sur y_v, z_v, t et sur les scénarios n'affectent pas ces moments. Nous effectuons la normalisation de la source de la même façon. Les paramètres de normalisation (μ_v, σ_v) sont calculés à partir des masques de vaisseaux sur l'ensemble des scénarios. Comme v est binaire, μ_v correspond à la fraction volumique occupée par les vaisseaux et $\sigma_v = \sqrt{\mu_v(1-\mu_v)}$. Finalement, les variables sont normalisées comme suit :

$$\tilde{x}_v = \frac{x_v - \mu_x}{\sigma_x}, \quad \tilde{y}_v = \frac{y_v - \mu_y}{\sigma_y}, \quad \tilde{z}_v = \frac{z_v - \mu_z}{\sigma_z}, \quad \tilde{t} = \frac{t - \mu_t}{\sigma_t}, \quad \tilde{q}_v = \frac{q_v - \mu_q}{\sigma_q}, \quad \tilde{v} = \frac{v - \mu_v}{\sigma_v} \tag{3}$$

Enfin, les températures mesurées et calculées sont normalisées selon :

$$\widehat{T}_{\text{meas}} = \frac{T_{\text{meas}} - \mu_{T_{\text{meas}}}}{\sigma_{T_{\text{meas}}}}, \quad \widehat{T}_{\text{pred}} = \frac{T_{\text{pred}} - \mu_T}{\sigma_T}. \tag{4}$$

À l'issue de ce processus de normalisation, on dispose : (i) de $\tilde{\mathbf{X}}_{\mathbf{v}} = \left(\tilde{\mathbf{x}}_v, \tilde{t}, \tilde{q}_v, \tilde{v}\right) \in \mathbb{R}^{N\times 6}$, regroupant les coordonnées espace–temps normalisées, la source volumique et le masque des vaisseaux ; (ii) d'une température mesurée normalisée $\widehat{T}_{\text{meas}}$ et d'une température cible $\widehat{T}_{\text{pred}}$ appartenant à $\mathbb{R}^{N\times 1}$; et (iii) des paramètres d'échelle (μ, σ) nécessaires pour assurer la cohérence entre apprentissage, validation et inférence. L'identification du PINN reposant sur des phases successives d'apprentissage et de validation, toutes les moyennes et écarts-types sont calculés *uniquement sur l'ensemble d'apprentissage*, puis réutilisés pour la validation afin d'éviter toute fuite d'information.

3. Obtention du réseau informé par la physique au sens de l'optimalité

Comme indiqué précédemment, f_θ désigne le réseau de neurones qui opère désormais sur le vecteur d'entrée normalisé $\tilde{\mathbf{X}}_{\mathbf{v}}$, tel que : $\widehat{T}_{\text{pred}} = f_\theta(\tilde{\mathbf{X}}_{\mathbf{v}})$, où $\widehat{T}_{\text{pred}}$ est la température normalisée calculée. Nous utilisons un perceptron multicouche entièrement connecté (*Multi-Layer Perceptron*, MLP) comportant L couches, défini par :

$$\text{layers} = (n_1, \ldots, n_L), \qquad n_1 = 6\ (\tilde{x}_v, \tilde{y}_v, \tilde{z}_v, \tilde{t}, \tilde{q}_v, \tilde{v}), \quad n_L = 1. \tag{5}$$

Pour chaque couche cachée ou de sortie $l = 1, \ldots, L-1$, les paramètres entraînables sont une matrice de poids $W^{(l)} \in \mathbb{R}^{n_{l+1} \times n_l}$ et un vecteur de biais $b^{(l)} \in \mathbb{R}^{n_{l+1}}$. Le vecteur complet des paramètres est obtenu par concaténation :$\theta = \big(\,\mathrm{vec}(W^{(1)}),\, b^{(1)},\, \mathrm{vec}(W^{(2)}),\, b^{(2)},\, \ldots,\, \mathrm{vec}(W^{(L-1)}),\, b^{(L-1)}\big)$,

c'est-à-dire les poids puis les biais de chaque couche, de l'entrée vers la sortie. Le nombre total de paramètres est donné par $\sum_{l=1}^{L-1} \big(n_{l+1} n_l + n_{l+1}\big)$. En notant $a^{(1)} = \tilde{\mathbf{X}}_{\mathbf{v}}^{\top}$ la valeur initiale du jeu de données, la propagation avant s'écrit classiquement :

$$p^{(l)} = W^{(l)} a^{(l)} + b^{(l)}, \qquad a^{(l+1)} = \begin{cases} \phi\big(p^{(l)}\big), & l = 1, \ldots, L-2, \\ p^{(l)}, & l = L-1 \ \ \text{(sortie linéaire)}, \end{cases} \tag{6}$$

de sorte que $\widehat{T}_{\text{pred}} = a^{(L)\top}$ et, finalement : $T_{\text{pred}} = \mu_T + \sigma_T\, \widehat{T}_{\text{pred}}$.

Toutes les couches cachées utilisent la même fonction d'activation : $\phi_{\tanh}(p) = \tanh(p)$.

La couche de sortie est laissée *linéaire* (fonction identité) afin de prédire un scalaire avant la dé-normalisation. La propagation arrière permet d'identifier les paramètres du réseau θ en minimisant la fonction objectif globale $\mathcal{L}_A(\theta)$, qui combine trois critères :

$$\mathcal{L}_A(\theta) = \lambda_d \mathcal{L}_d(\theta) + \lambda_p \mathcal{L}_p(\theta) + \lambda_v \mathcal{L}_v(\theta) \tag{7}$$

avec :

$$\mathcal{L}_d(\theta) = \frac{1}{N} \sum_i \big(T_{\text{pred}_i} - T_{\text{meas}_i}\big)^2, \tag{8}$$

$$\mathcal{L}_p(\theta) = \frac{1}{N} \sum_i \Big(\rho c\, \partial_t T_{\text{pred}_i} - k \nabla^2 T_{\text{pred}_i} - q_{v i}\Big)^2, \tag{9}$$

$$\mathcal{L}_v(\theta) = \frac{1}{N_v} \sum_{i : v_i = 1} \big(T_{\text{pred}_i} - 0\big)^2. \tag{10}$$

La fonction $\mathcal{L}_d$ correspond au critère sur les données de température, définie à partir des résidus entre températures mesurées et prédites. Le critère $\mathcal{L}_p$ est défini à partir des résidus physiques, l'équation de la chaleur restant valable en remplaçant la température $T(\mathbf{x}, t)$ par T_{pred}, c'est-à-dire la température prédite à chaque voxel. Le critère $\mathcal{L}_v$ impose la contrainte associée aux vaisseaux, N_v désignant le nombre de voxels appartenant aux vaisseaux. Il est important de noter que les critères sont évalués sur les températures physiques réelles, et non sur les variables normalisées. Les coefficients λ_d et λ_p contrôlent respectivement l'équilibre entre fidélité aux mesures et cohérence physique.

Nous définissons : $e_i = T_{\text{pred}_i} - T_{\text{meas}i}$, $R_i = \big(\rho c\, \partial_t T_{\text{pred}} - k \nabla^2 T_{\text{pred}} - q_v\big)_i$, $r_i^{(v)} = \big(T_{\text{pred}_i} - 0\big)$ et $m_i = \mathbb{1}_{\{v_i = 1\}}$ désigne le masque binaire des vaisseaux.

La minimisation de la fonction objectif globale $\mathcal{L}_A(\theta)$ est réalisée à l'aide de l'optimiseur Adam [5], qui nécessite le calcul du gradient $\nabla_\theta \mathcal{L}_A(\theta)$ par rapport aux paramètres recherchés θ. Ce calcul suit la règle de dérivation :

$$\frac{\partial \mathcal{L}_A}{\partial \theta} = \frac{\partial \mathcal{L}_A}{\partial \widehat{T}_{\text{pred}}} \, \frac{\partial \widehat{T}_{\text{pred}}}{\partial \theta}. \tag{11}$$

Deux modes pratiques de rétropropagation peuvent être envisagés :

— *Guidé.* (sans rétropropagation PDE) La perte $\mathcal{L}_{\mathrm{p}}$ est utilisée pour suivre et pondérer l'apprentissage, mais elle n'est pas rétropropagée (on impose $\partial\mathcal{L}_{\mathrm{p}}/\partial\widehat{T}_{\mathrm{pred}} \approx 0$).
— *Rétropropagation PDE complète.* En utilisant le résidu R_i et $\mathcal{L}_{\mathrm{p}} = \frac{1}{B}\sum_i (R_i/\mathrm{denom})^2$, la règle de la chaîne conduit à :

$$\frac{\partial \mathcal{L}_{\mathrm{p}}}{\partial \widehat{T}_{\mathrm{pred}\,i}} \;=\; \frac{2}{B}\,\frac{R_i}{\mathrm{denom}^2}\,\frac{\partial R_i}{\partial T_{\mathrm{pred}_i}}\,\sigma_T, \tag{12}$$

où $\partial R_i/\partial T_{\mathrm{pred}_i}$ regroupe les coefficients de différences finies au point i.

Les métriques globales (espace-temps) sont calculées sur l'ensemble des scénarios, des voxels et des instants : $\mathrm{MAE}_{\mathrm{glob}} = \frac{1}{N}\sum_i \left|e_i\right|$, $\mathrm{RMSE}_{\mathrm{glob}} = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_i e_i^2}$, $\overline{T}_{\mathrm{meas}} = \frac{1}{N}\sum_i T_{\mathrm{meas}i}$, $R^2_{\mathrm{glob}} = 1 - \frac{\sum_i e_i^2}{\sum_i \left(T_{\mathrm{meas}i} - \overline{T}_{\mathrm{meas}}\right)^2}$.

Une corrélation de Pearson est également calculée : $\rho(t_j) = \mathrm{corr}(T_{\mathrm{pred}}(t_j), T_{\mathrm{meas}}(t_j))$, et représentée graphiquement afin de visualiser les tendances temporelles.

4. Résultats et discussion

Afin de construire un ensemble de données pertinentes, similaires à celles obtenues par thermométrie IRM, nous considérons le problème tridimensionnel transitoire de conduction thermique dans un milieu biologique homogène et isotrope Ω, pouvant contenir des vaisseaux sanguins modélisés comme des tubes froids à la température T_b. Le système d'EDP est résolu par une méthode de différences finies sur un maillage régulier, où le pas spatial est égal aux dimensions des voxels selon les trois directions. La méthode d'Euler classique est utilisée pour l'intégration temporelle. Enfin, la température $T(\mathbf{x_v}, t)$ et la source de chaleur $q(\mathbf{x_v})$ à chaque voxel sont calculées en moyennant respectivement la température $T(\mathbf{x}, t)$ et la source $q(\mathbf{x})$ à partir des valeurs aux huit nœuds de chaque voxel, pour les deux grandeurs. Nous construisons $K = 20$ scénarios d'apprentissage, avec $\rho = 1000$ [kg/m^3], $c_p = 3600$ [J/(kg·K)] et $k = 0.5$ [W/(m·K)], et nous simulons les températures $T_{\mathrm{clean}}(\mathbf{x_v}, t)$ sur une grille régulière de voxels. Comme présenté en annexe A, chaque q_k est la somme de « blobs » gaussiens lisses, avec éventuellement un fond, puis est légèrement lissé sur la grille. L'amplitude de la source varie entre $(2-8).10^7$ W/m^3 selon le scénario. Le chauffage est constant pendant 10 secondes pour tous les scénarios. Un bruit de mesure gaussien d'écart-type $\sigma_{\mathrm{noise}} = 1$K est ajouté selon :

$$T_{\mathrm{meas}}(\mathbf{x_v}, t) \;=\; T_{\mathrm{clean}}(\mathbf{x_v}, t) + \varepsilon(\mathbf{x_v}, t), \qquad \varepsilon \sim \mathcal{N}(0, \sigma^2_{\mathrm{noise}}). \tag{13}$$

Comme indiqué précédemment, la localisation et l'orientation des vaisseaux et de la source de chaleur sont tirées aléatoirement. Il en va de même pour le nombre de vaisseaux et leur diamètre, autorisés à varier dans une plage prédéfinie. Dans la Figure 1, nous représentons 6 scénarios choisis parmi les K scénarios générés. Les vaisseaux et la source de chaleur sont visibles dans chaque cas.

L'architecture du MLP est : layers $= (6 \to 256 \to 128 \to 64 \to 32 \to 1)$. Les paramètres de la méthode Adam sont : lr $= 3 \cdot 10^{-4}$, $\beta_1 = 0.9$, $\beta_2 = 0.999$, $\varepsilon = 10^{-8}$, et un *weight decay* $= 0$. Les pondérations des critères sont : $\lambda_d = 1$ pour les données et $\lambda_p = 0.2$ pour la physique. Les modes « guidé » et « rétropropagation PDE complète » sont testés.

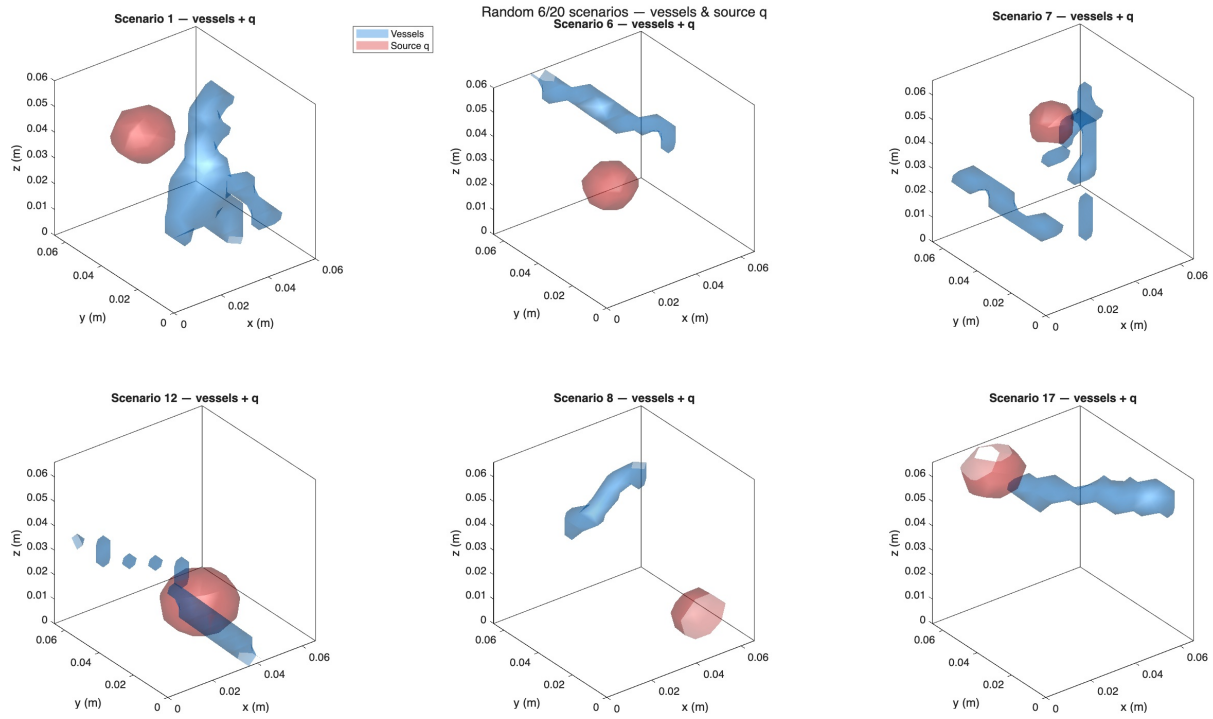


Figure 1 : *Six scénarios choisis parmi les $K = 20$ scénarios générés. La localisation des vaisseaux et de la source est aléatoire pour chaque configuration.*

Dans chaque cas, la performance du réseau entraîné peut être analysée à la fois quantitativement (métriques) et qualitativement (cartes et projections). La fonction objectif en échelle logarithmique confirme une décroissance monotone et rapide, sans fluctuations quel que soit le mode. Cela valide le choix des paramètres d'apprentissage λ_d et λ_p. Lorsque le mode de rétropropagation PDE complète est considéré, le nombre d'itérations nécessaires pour atteindre le critère de convergence visé est plus faible que pour le premier mode. Cependant, comme le calcul de $\partial \mathcal{L}_{\mathrm{p}} / \partial \widehat{T}_{\mathrm{pred}}$ est requis dans ce mode, le temps CPU est très similaire pour les deux approches (environ 2 heures et 20 minutes, calculs sous Matlab sur un ordinateur portable 2.5 GHz avec 8 Go de RAM).

Les métriques agrégées sur l'ensemble des scénarios et des instants permettent d'évaluer la précision quantitative des deux modes ; elles sont très proches et prennent les valeurs suivantes :

— Erreur absolue moyenne (MAE) : ~ 1.059 K,
— Erreur quadratique moyenne (RMSE) : 1.327 K,
— RMSE normalisée (NRMSE, relative à l'amplitude) : 0.018, soit environ 2% d'erreur relative,
— Coefficient de détermination R^2 : 0.93, le modèle explique plus de 93% de la variance,
— Corrélation de Pearson : 0.97, ce qui indique une quasi-linéarité parfaite entre les prédictions et la référence.

Comme le montre la Figure 2, la comparaison visuelle (qualitative) confirme ces métriques. Dans la représentation MIP_z (*maximum intensity projection*), les cartes prédites et mesurées sont très proches ; la forme du « blob » thermique est bien reproduite. La géométrie spatiale et l'intensité sont correctement restituées, avec seulement une légère sous-estimation de l'amplitude maximale. Il est également difficile de distinguer une différence entre les deux cartes

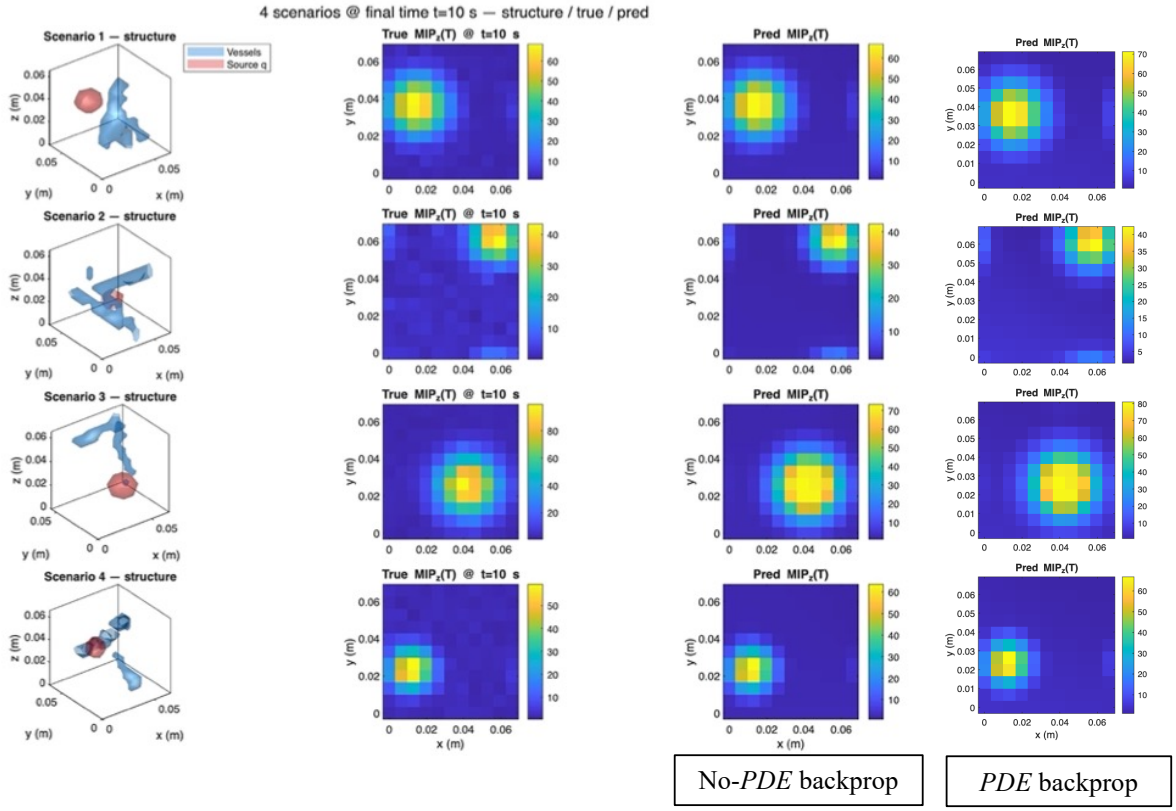


Figure 2 : *Comparaison entre la température (vraie = mesurée) utilisée pour l'entraînement du réseau et celle calculée (prédite) par le réseau optimal pour les scénarios 1 à 4 au temps final* $t = 10s$. *La position des vaisseaux et de la source dans le domaine est visible sur les figures 3D à gauche pour chaque scénario. Les résultats sont présentés en utilisant soit le mode guidé, soit le mode de rétropropagation PDE complète.*

prédites obtenues avec les deux modes.

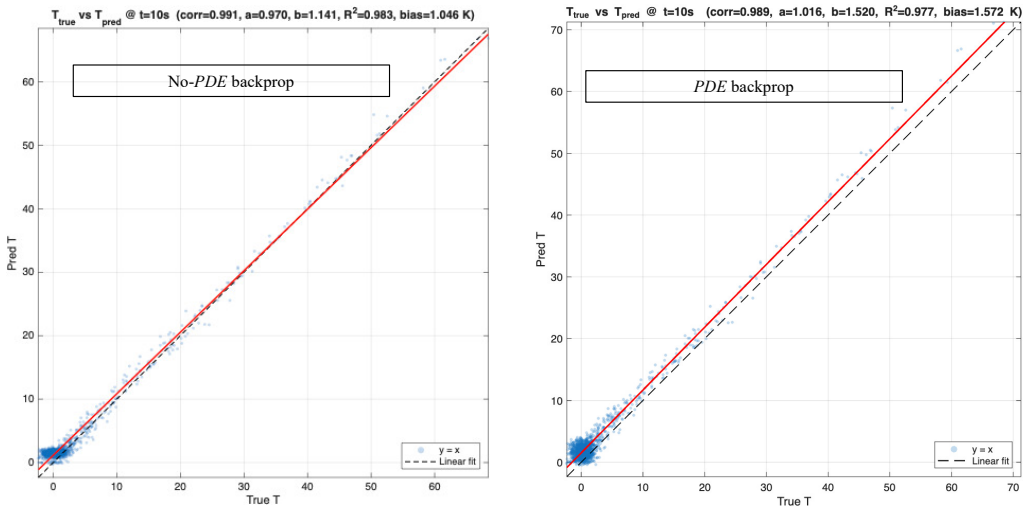


Figure 3 : *Corrélation entre la température vraie et la température prédite au temps 10 s pour le scénario 1, en utilisant soit le mode guidé, soit le mode de rétropropagation PDE complète.*

Le nuage de points T_{meas} vs. T_{pred} est présenté sur la Figure 3, avec l'ajustement linéaire $T_{\text{pred}} \approx a\,T_{\text{meas}} + b$. Bien que les deux modes conduisent à des résultats très satisfaisants, le

mode de rétropropagation PDE complète, avec $\mathrm{corr} = 0.91$ et $R^2 = 0.977$, indique que le modèle explique l'essentiel de la variance. L'ajustement linéaire ($a = 1.016,\ b = -1.520$ K) montre un meilleur accord pour les basses températures, tandis que la précision est légèrement moindre pour les températures plus élevées.

Afin de valider le modèle identifié, nous le simulons sur cinq jeux de données différents de ceux utilisés pour l'apprentissage du réseau. Le réseau reproduit correctement la structure spatiale et l'amplitude du champ de température sur des scénarios non vus. Les erreurs sont généralement faibles et principalement localisées dans les zones à forts gradients (proches des sources de chaleur et des frontières des vaisseaux), ce qui est cohérent avec la physique et les métriques précédentes. Les métriques agrégées calculées en incluant tous les scénarios et tous les voxels sont les suivantes :

$$\text{MAE} = 1.542\ \text{K}, \qquad \text{RMSE} = 2.677\ \text{K}, \qquad \text{NRMSE} = 1.86 \times 10^{-2},$$

$$R^2 = 0.864, \qquad \text{corr}(T_{\text{pred}}, T_{\text{true}}) = 0.949.$$

Le résidu moyen normalisé de l'EDP, qui constitue l'indicateur physique, vaut : $\mathbb{E}[R_n^2] = 1.035 \times 10^{-1}$, ce qui indique une bonne cohérence avec la contrainte de l'équation de la chaleur lors de l'inférence.

5. Conclusion

Les métriques confirment la fiabilité et la précision du réseau identifié, puisque l'erreur de sortie est essentiellement du même ordre de grandeur que le niveau de bruit, MAE $\approx \sigma = 1$ K. En résumé, le réseau apprend correctement la dynamique thermique sans sur-apprentissage évident. Autrement dit, l'erreur résiduelle correspond essentiellement au bruit ajouté, ce qui signifie que le modèle est proche de la limite théorique de précision. Les deux modes conduisent à des métriques globalement similaires et ne diffèrent que légèrement pour la corrélation entre températures mesurées et prédites. Il n'en résulte donc pas de conclusion définitive quant au choix du mode de rétropropagation.

Références

[1] Baudouin Denis de Senneville, Charles Mougenot, Bruno Quesson, Iulius Dragonu, Nicolas Grenier, and Chrit T. W. Moonen. Mr thermometry for monitoring tumor ablation, *European Radiology*, 17(9) :2401–2410, May 2007.

[2] Valéry Ozenne, Solenn Toupin, Pierre Bour, Baudouin Denis de Senneville, Matthieu Lepetit-Coiffé, Manuel Boissenin, Jenny Benois-Pineau, Michael S Hansen, Souheil J Inati, Assaf Govari, et al., Improved cardiac magnetic resonance thermometry and dosimetry for monitoring lesion formation during catheter ablation, *Magnetic resonance in medicine*, 77(2) :673–683, 2017.

[3] Rory Geoghegan, Gail Ter Haar, Kathryn Nightingale, Leonard Marks, and Shyam Natarajan. Methods of monitoring thermal ablation of soft tissue tumors–a comprehensive review, *Medical physics*, 49(2) :769–791, 2022.

[4] Shengze Cai, Zhicheng Wang, Sifan Wang, Paris Perdikaris, and George Em Karniadakis, Physics-informed neural networks for heat transfer problems, *Journal of Heat Transfer*, 143(6) :060801, 04 2021.

[5] Maziar Raissi, Paris Perdikaris, and George E Karniadakis. Physics-informed neural networks : A deep learning framework for solving forward and inverse problems involving nonlinear partial differential equations, *Journal of Computational physics*, 378 :686–707, 2019.

Remerciements (Times New Roman , 12 pts)

Ce travail a été financé par l'ANR au travers du projet SMART-HEAT ANR-24-CE92- 0073-01.

Identification d'un modèle d'état réduit et de l'entrée thermique inconnue pour la reconstruction 3D du champ de température en thermoablation

Identification of a reduced-order model and unknown thermal input for 3D reconstruction of the temperature field in thermoablation

Mariana DE MELO ANTUNES[1,2*], Ida BURGERS[1], Nino AVETIKOVI[3], Valery OZENNE[3], Sandro M M LIMA E SILVA[2], Jean-Luc BATTAGLIA[1]

[1] Univ. Bordeaux, CNRS, Bordeaux INP, I2M, UMR 5295, F-33400, Talence, France
[2] Université d'Itajubá, Laboratoire de Transfert de Chaleur (LabTC), Itajubá, MG, Brésil
[3] Univ. Bordeaux, CNRS, CRMSB, UMR 5536, F-33000 Bordeaux, France
[*](auteur correspondant : marianamelo@unifei.edu.br)

Résumé - Ce travail propose une méthodologie mathématique de reconstruction du champ thermique tridimensionnel basée sur un modèle d'état réduit estimant simultanément la dynamique du système et son entrée inconnue à partir de mesures. La base modale, obtenue par décomposition orthogonale propre, réduit la dimensionnalité tout en conservant les modes dominants. Le modèle, identifié à partir de données expérimentales, reproduit fidèlement l'évolution thermique même en présence de bruit et de données manquantes. Les perspectives incluent l'extension à des effets vasculaires et la généralisation à plusieurs scénarios expérimentaux.

Abstract - This work presents a mathematical methodology for three-dimensional thermal field reconstruction based on a reduced-order model jointly estimating system dynamics and unknown input from partial measurements. The modal basis, obtained via proper orthogonal decomposition, reduces dimensionality while retaining dominant modes. The model, identified from experimental data, accurately reproduces thermal evolution even with noise and missing data. Future work includes extending to vascular effects and generalizing across multiple experimental scenarios.

Nomenclature

T	température
P	phase IRM
$\mathbf{Y}$	matrice de données thermiques
$\mathbf{\Sigma}$	valeurs singulières
$\mathbf{V}$	coefficients temporels
$\mathbf{X}$	état réduit
$\mathbf{A}_r$	dynamique réduite
$\mathbf{B}_r$	entrée thermique
u^n	commande thermique
$\mathcal{D}$	matrice de régression
$\mathcal{H}$	états futurs
$\mathbf{O}$	paramètres identifiés
D	dérivée temporelle discrète
B_0	champ IRM
T_E	temps d'écho

Symboles grecs

$\mathbf{\Phi}$	modes spatiaux
$\mathbf{\Phi}_r$	base réduite
γ	rapport gyromagnétique
σ	coefficient PRFS
λ_u	régularisation

Indices et dimensions

n	indice temporel discret
r	dimension réduite
N_v	nombre de voxels
N_t	nombre d'images temporelles

1. Introduction

L'ablation thermique est une technique mini-invasive visant à détruire les tissus tumoraux par élévation contrôlée de la température [1, 2]. Son efficacité dépend d'un contrôle de la distribution de température afin de traiter la zone cible tout en limitant l'atteinte des tissus sains. Ce contrôle est rendu difficile par l'hétérogénéité des propriétés tissulaires, la complexité des mécanismes de transfert de chaleur et les incertitudes associées à l'énergie délivrée par l'applicateur [3]. La thermométrie par résonance magnétique est largement utilisée pour le suivi thermique en temps réel lors des procédures d'ablation [4, 5]. Elle fournit des mesures spatialement résolues, mais reste sensible au bruit, aux artefacts et aux zones où le signal est manquant ou peu fiable. Ces limitations réduisent sa capacité à décrire de manière complète le champ thermique tridimensionnel et compliquent son utilisation comme seule source d'information pour le guidage du traitement [6, 7].

La modélisation numérique du transfert de chaleur constitue une approche complémentaire pour estimer le champ thermique. Toutefois, le développement de modèles précis est contraint par l'absence d'informations complètes sur certains paramètres, en particulier l'évolution de la puissance appliquée, qui n'est pas toujours connue en pratique. De plus, pour prendre en compte la complexité du domaine traité, les modèles deviennent complexes et coûteux en temps de calcul, limitant leur utilisation dans un contexte de suivi en temps réel [8, 9]. Les modèles d'ordre réduit permettent de diminuer le coût de calcul en projetant la dynamique thermique dans un espace de dimension réduite [10]. Dans le contexte des problèmes inverses, leur utilisation se fait généralement soit dans des cas où la dynamique du système est connue et les paramètres d'entrée sont estimés [11, 12], soit dans d'autres cas où l'entrée est connue et la dynamique peut être déterminée [13, 14]. Dans ce travail, nous proposons d'estimer simultanément l'entrée thermique et la dynamique du système à partir de données expérimentales, permettant ainsi de reconstruire un modèle thermique entièrement guidé par les données et représenté sous forme d'équation en espace d'état.

Cette représentation est construite à partir de la décomposition orthogonale propre (POD) appliquée aux champs de température expérimentaux issues de la thermométrie par résonance magnétique. L'approche permet de réduire la dimensionnalité tout en conservant les modes dominants de la distribution thermique. Les opérateurs réduits et l'entrée thermique inconnue sont identifiés simultanément via une procédure d'optimisation alternée combinant régression aux moindres carrés et inversion régularisée. Le modèle obtenu reproduit fidèlement l'évolution spatio-temporelle du champ thermique, même en présence de bruit ou de données manquantes, et offre un coût de calcul considérablement réduit. Cette méthodologie ouvre également la voie à la généralisation du modèle à plusieurs scénarios expérimentaux et à l'inclusion d'effets vasculaires.

2. Méthodes

Cette section décrit le protocole expérimental, l'acquisition des données thermiques par imagerie par résonance magnétique, le prétraitement des données, ainsi que le cadre mathématique utilisé pour la modélisation et la reconstruction du champ de température tridimensionnel au cours d'une procédure d'ablation par micro-ondes. L'ensemble de la méthodologie est présenté pour un unique scénario expérimental réel, sans recours à une modélisation explicite des effets vasculaires, ceux-ci étant intégrés de manière effective dans la dynamique thermique observée.

2.1. Protocole expérimental

Les expériences d'ablation thermique ont été réalisées ex vivo sur un foie bovin à température ambiante. Le chauffage est assuré par un système de micro-ondes AveCure (MedWave, San Diego, États-Unis) équipé d'une antenne de 14 gauges, insérée percutanément sous guidage IRM. L'antenne est reliée à un générateur de micro-ondes placé hors de la cage de Faraday par un câble blindé afin de limiter les interférences électromagnétiques. La durée totale de l'ablation est de 7 minutes et 30 secondes, avec une température cible de 60 °C à proximité de l'antenne.

Les données de température sont acquises sur un système IRM clinique 1.5T (Magnetom Sola Fit, Siemens Healthineers) à l'aide d'une séquence écho-planar multi-coupes, orientée parallèlement à l'axe de l'antenne. Un volume composé de 13 coupes est acquis dynamiquement toutes les 4s, permettant le suivi temporel du champ thermique tridimensionnel pendant l'ensemble de l'expérience. Le champ de vue est de 300×300 mm^2 pour une matrice de 128×128, correspondant à une résolution spatiale de 2.34 mm $\times$ 2.34 mm dans le plan. L'épaisseur de coupe est de 3 mm avec un espacement inter-coupes de 1.5 mm. Au total, 190 répétitions temporelles sont acquises, couvrant les phases de préchauffage, d'ablation et de refroidissement.

La thermométrie IRM repose sur la méthode *Proton Resonance Frequency Shift* (PRFS), qui permet d'estimer les variations de température à partir des variations de phase du signal IRM [16]. L'élévation de température $\Delta T(\mathbf{x}, t)$ est calculée voxel par voxel à partir de la différence entre une image de phase $P(\mathbf{x}, t)$ et une image de référence $P(\mathbf{x}, t_{\mathrm{ref}})$ acquise avant le chauffage, selon :

$$\Delta T(\mathbf{x}, t) = \frac{P(\mathbf{x}, t) - P(\mathbf{x}, t_{\mathrm{ref}})}{\sigma \, \gamma \, T_E \, B_0} \tag{1}$$

où γ est le rapport gyromagnétique du proton, $\sigma = -0.0094$ ppm °C^{-1} le coefficient PRFS, $B_0 = 1.5T$ le champ magnétique statique et T_E le temps d'écho de la séquence.

2.2. Réduction de dimension par décomposition orthogonale propre

À chaque instant discret t_n, le champ de température tridimensionnel est représenté sous forme vectorielle par

$$\mathbf{T}(t_n) \in \mathbb{R}^{N_v} \tag{2}$$

où $N_v = N_x N_y N_z$ correspond au nombre total de voxels du volume, avec $N_x = 128$, $N_y = 128$ et $N_z = 13$. En empilant les vecteurs de température pour l'ensemble des instants d'acquisition, on définit la matrice de données

$$\mathbf{Y} = [\mathbf{T}(t_1)\mathbf{T}(t_2) \cdots \mathbf{T}(t_{N_t})] \in \mathbb{R}^{N_v \times N_t} \tag{3}$$

où $N_t = 190$ est le nombre total d'images temporelles.

La réduction de dimension du champ thermique est réalisée par décomposition orthogonale propre, obtenue à partir de la décomposition en valeurs singulières de la matrice

$$\mathbf{Y} = \mathbf{\Phi \Sigma V}^T \tag{4}$$

où $\mathbf{\Phi} \in \mathbb{R}^{N_v \times N_v}$ contient les modes spatiaux orthonormés, $\mathbf{\Sigma} \in \mathbb{R}^{N_v \times N_t}$ est une matrice rectangulaire dont les $\min(N_v, N_t)$ premiers coefficients diagonaux correspondent aux valeurs singulières décroissantes (les autres étant nuls), et $\mathbf{V} \in \mathbb{R}^{N_t \times N_t}$ contient les modes temporels orthonormés.

Un sous-espace réduit de dimension $r \ll N_v$ est construit en ne conservant que les r premiers modes associés aux plus grandes valeurs singulières. Le champ de température est alors approximé par

$$\mathbf{Y}(t) \approx \mathbf{\Phi}_r \mathbf{X}(t) \tag{5}$$

où $\mathbf{\Phi}_r \in \mathbb{R}^{N_v \times r}$ est la base réduite et $\mathbf{X}(t) \in \mathbb{R}^r$ est le vecteur des coordonnées réduites.

2.3. Identification d'un modèle dynamique réduit

La dynamique temporelle des coefficients réduits est modélisée par un système linéaire discret de type état-espace

$$\mathbf{X}^{n+1} = \mathbf{A}_r \mathbf{X}^n + \mathbf{B}_r u^n \tag{6}$$

où $\mathbf{A_r} \in \mathbb{R}^{r \times r}$ est la matrice de dynamique interne, $\mathbf{B_r} \in \mathbb{R}^{r \times 1}$ est le vecteur d'influence de la source thermique, et u^n est une entrée scalaire inconnue représentant l'intensité effective du dépôt d'énergie micro-ondes. Dans le contexte de l'ablation thermique, l'entrée u^n est contrainte dans l'intervalle $[0, 1]$, où 0 correspond à l'absence de chauffage et 1 à l'activation maximale du dispositif de chauffage. À la première itération, $\mathbf{u}$ est initialisé comme un vecteur constant de uns, ce qui correspond à supposer un chauffage maximal pendant toute la durée de l'acquisition. Cette initialisation permet de calculer une première estimation des matrices $\mathbf{A}_r$ et $\mathbf{B}_r$, après quoi u^n sera itérativement affiné à mesure que la dynamique est mise à jour.

Le modèle discret d'état conduit à un problème de régression linéaire de la forme

$$\mathbf{X}^{n+1} \approx \left[\mathbf{X}^n \;\; u^n\right] \mathbf{O} \tag{7}$$

où $\mathbf{O} = \left[\mathbf{A}_r \;\; \mathbf{B}_r\right]^\top$.

On définit la matrice de données $\mathcal{D}$ comme la matrice dont chaque ligne contient le vecteur d'état $\mathbf{X}^n$ au temps n et l'entrée correspondante u^n. La matrice de sorties $\mathcal{H}$ est formée des vecteurs d'état suivants $\mathbf{X}^{n+1}$ pour chaque instant n.

Le système linéaire discret peut alors s'écrire de manière compacte :

$$\mathcal{D}\,\mathbf{O} \approx \mathcal{H} \tag{8}$$

admettant la solution en moindres carrés

$$\mathbf{O} = (\mathcal{D}^\top \mathcal{D})^{-1} \mathcal{D}^\top \mathcal{H}. \tag{9}$$

Cette expression fournit les estimations mises à jour de $\mathbf{A}_r$ et $\mathbf{B}_r$ à chaque itération, tandis que l'entrée u^n est raffinée dans un processus d'optimisation alternée.

Une fois $\mathbf{A}_r$ et $\mathbf{B}_r$ estimées, u^n est calculée en minimisant l'écart

$$\mathbf{X}^{n+1} - \mathbf{A}_r \mathbf{X}^n \approx \mathbf{B}_r u^n.$$

Étant donné que u^n est inconnu a priori mais borné, l'estimation est formulée comme un problème d'optimisation contraint :

$$\min_{0 \le u \le 1} \left\| \mathrm{vec}\left(\mathbf{X}^{n+1} - \mathbf{A}_r \mathbf{X}^n\right) - \left(I \otimes \mathbf{B}_r\right) u \right\|_2^2 + \lambda_u \|Du\|_2^2, \tag{10}$$

où $\| \cdot \|_2$ est la norme Euclidienne, D est un opérateur dérivé discret qui impose la régularité temporelle, et $\lambda_u > 0$ contrôle le compromis entre fidélité aux données et lissage de u^n.

L'optimisation alternée se déroule selon les étapes suivantes :

1. Avec l'estimation actuelle de u^n, mettre à jour $\mathbf{A}_r$ et $\mathbf{B}_r$ via l'équation 9.
2. Avec $\mathbf{A}_r$ et $\mathbf{B}_r$ mises à jour, résoudre le problème de moindres carrés régularisé et contraint Eq. 10 pour actualiser u^n, en respectant $0 \leq u^n \leq 1$.
3. Répéter les étapes 1 et 2 jusqu'à convergence, mesurée par les variations relatives de $\mathbf{A}_r$, $\mathbf{B}_r$ et u^n.

Cette optimisation alternée permet l'identification simultanée de la dynamique réduite et de l'entrée inconnue, produisant un profil de chauffage physiquement plausible, tout en intégrant le bruit et les effets de la réduction de modèle.

3. Résultats et Discussion

À partir des données expérimentales obtenues sur un foie bovin *ex vivo*, présentées à la Fig. 1(a), la méthodologie de réduction de modèle combinée à l'estimation simultanée de la dynamique et de l'entrée thermique a été appliquée. Cette approche conduit à l'identification d'un modèle d'ordre réduit, dont les champs de température reconstruits sont présentés à la Fig. 1(b).

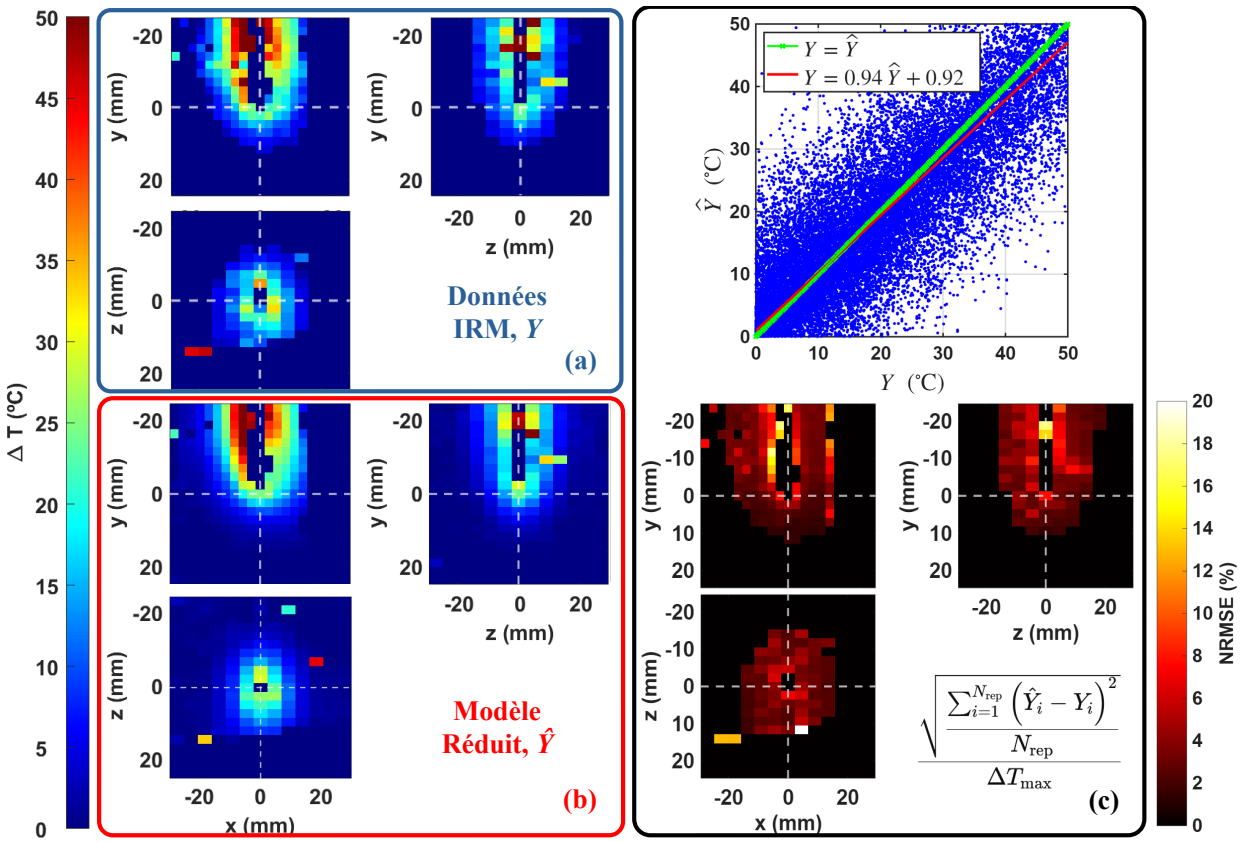


Figure 1 : *(a) Champs de température expérimentaux obtenus par IRM lors d'une procédure d'ablation thermique sur foie bovin ex vivo. (b) Champs de température reconstruits à l'aide du modèle d'ordre réduit (r=8) identifié à partir des données expérimentales. (c) En haut : diagramme de dispersion entre les températures expérimentales et reconstruites. En bas : carte spatiale du NRMSE normalisé par l'élévation maximale de température.*

Les résultats indiquent que la matrice dynamique réduite $\mathbf{A}$ identifiée capture efficacement les modes dominants de l'évolution thermique, ce qui se traduit par une excellente reproduction

de la géométrie de l'ablation et des gradients thermiques macroscopiques. Toutefois, cette dynamique reste essentiellement descriptive : les coefficients de $\mathbf{A}$ ne possèdent pas, dans l'état actuel, d'interprétation physique directe en termes de diffusion thermique, de perfusion ou de pertes thermiques effectives. En particulier, l'absence explicite de contraintes issues de la physique conduit à une dynamique qui s'adapte étroitement aux données disponibles.

La Fig. 1(c) (partie supérieure) présente le diagramme de dispersion entre les températures expérimentales, $\mathbf{Y}$, et celles reconstruites par le modèle, $\hat{\mathbf{Y}}$. Les indicateurs statistiques confirment une forte cohérence globale entre données et modèle, avec un coefficient de corrélation linéaire $r = 0{,}97$ et un coefficient de détermination $r^2 = 0{,}94$. Les coefficients de la régression linéaire indiquent aussi une bonne adéquation quantitative entre les champs reconstruits et les données expérimentales. La distribution quasi symétrique des résidus suggère en outre que le bruit de mesure n'introduit pas de biais systématique dans la reconstruction.

La Fig. 1(c) (partie inférieure) présente la carte spatiale du *Normalized Root Mean Square Error* (NRMSE), défini comme la racine de l'erreur quadratique moyenne entre $\mathbf{Y}$ et $\hat{\mathbf{Y}}$, normalisée par l'élévation maximale de température observée $\Delta T_{\max}$. Sur l'ensemble du domaine, le NRMSE reste inférieur à 20% de $\Delta T_{\max}$, ce qui atteste de la bonne précision globale du modèle réduit, malgré la complexité du phénomène thermique et le bruit inhérent aux mesures IRM. L'analyse spatiale des erreurs met en évidence des zones ponctuelles de sensibilité accrue au bruit, en particulier à proximité de la source de chauffage, où les fluctuations des mesures IRM peuvent être interprétées comme une dynamique physique et induire des variations locales non physiques.

Une analyse locale est présentée à la Fig. 2. Un noyau spatial de 4×3 voxels, indiqué sur la carte supérieure droite, est utilisé pour comparer les évolutions temporelles de température. Les résultats montrent une excellente reproduction des dynamiques temporelles expérimentales, à l'exception des fluctuations liées au bruit de mesure, par exemple en $(-5, -5, 0)\mathrm{mm}$. Cette observation souligne une limite intrinsèque de l'approche guidée par les données : bien que la réduction de modèle induise un filtrage implicite, elle ne permet pas d'éliminer entièrement les effets du bruit. L'introduction de régularisations explicites ou de modèles de bruit plus réalistes apparaît ainsi comme une piste pertinente pour améliorer la robustesse de l'identification.

L'entrée thermique estimée u, également présentée à la Fig. 2 (coin inférieur droit), reproduit correctement les principales phases du protocole expérimental : le chauffage est actif pendant environ $7\,\mathrm{min}\,30\,\mathrm{s}$, précédé d'environ $2\,\mathrm{min}\,30\,\mathrm{s}$ de mesures avant activation, ces durées étant déduites des variations de température observées. L'entrée estimée présente une tendance globale cohérente avec cette chronologie, bien que perturbée par le bruit et par les effets d'inertie liés à l'activation et à la désactivation du flux thermique. Par ailleurs, le décroissement progressif de u observé pendant la phase active suggère l'existence de mécanismes non modélisés. Cette tendance peut être associée soit à la régulation thermique interne de la sonde (cycles automatiques d'activation et de désactivation), soit à des effets thermiques cumulatifs tels que la modification des propriétés thermophysiques du tissu avec la température ou l'apparition de zones nécrosées modifiant la diffusion thermique.

Comparé aux modèles précédemment développés sur les mêmes données [17], le modèle actuel offre une amélioration significative en termes de précision géométrique et temporelle, ainsi qu'une meilleure cohérence globale avec les mesures expérimentales. Toutefois, cette amélioration s'accompagne d'une perte de capacité prédictive hors du domaine observé : le modèle reste strictement limité au maillage IRM et ne permet ni l'extrapolation vers des régions non mesurées, ni l'évaluation du champ thermique sur un maillage plus fin. Ainsi, dans sa confi-

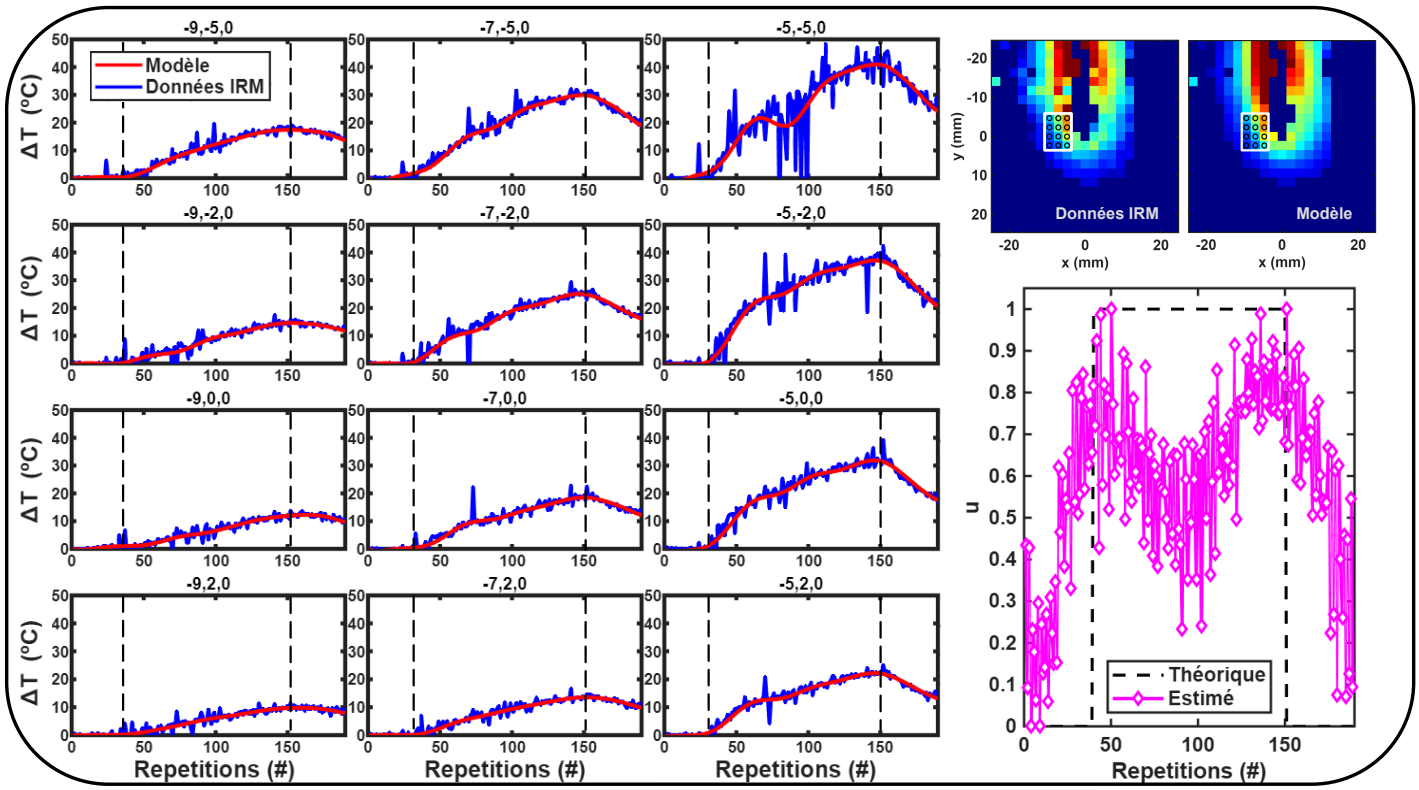


Figure 2 : *Évolutions temporelles de la température expérimentale et reconstruite pour des voxels sélectionnés. À droite en haut : localisation des voxels. En bas : entrée thermique estimée u au cours de la procédure d'ablation.*

guration actuelle, le modèle ne constitue pas un substitut aux modèles physiquement fondés pour la prédiction complète des champs thermiques, mais plutôt un outil efficace d'analyse et de reconstruction des données expérimentales disponibles.

L'un des résultats majeurs de cette étude réside dans le temps de calcul extrêmement réduit de l'ensemble de la procédure, inférieur à $0{,}2\,\mathrm{s}$ sur un processeur Intel® Core™ Ultra 5 135H (1,70 GHz) avec $16{,}0\,\mathrm{Go}$ de RAM, soit un ordre de grandeur bien inférieur au temps d'acquisition IRM d'environ $4\,\mathrm{s}$ par mesure. Cette performance ouvre la voie à une utilisation en ligne ou quasi temps réel, notamment pour le suivi et l'analyse rapide des procédures d'ablation.

Néanmoins, pour dépasser le stade de la preuve de concept, plusieurs extensions sont nécessaires. L'intégration de contraintes physiques dans l'identification permettrait de lever l'ambiguïté entre dynamique et entrée, tout en améliorant la robustesse face au bruit. De plus, l'introduction explicite d'effets vasculaires, modélisés par des opérateurs supplémentaires à identifier conjointement avec leurs localisations spatiales, constituerait une étape clé vers une représentation plus fidèle du processus thermique réel.

En résumé, les résultats démontrent que l'approche proposée est particulièrement efficace pour la reconstruction rapide et précise des dynamiques thermiques observées, mais mettent également en évidence la nécessité d'un enrichissement du modèle afin de renforcer son interprétabilité physique et sa capacité de généralisation.

4. Conclusion

Ce travail montre qu'un modèle réduit guidé par les données permet de reconstruire avec précision les champs de température spatio-temporels lors de procédures d'ablation thermique à partir de mesures IRM *ex vivo*. L'approche capture les modes thermiques dominants et reproduit efficacement la géométrie de l'ablation et les gradients de température macroscopiques, tout en offrant des temps de calcul très courts, compatibles avec une utilisation temps réel. Cependant, les opérateurs réduits manquent d'interprétation physique directe et le modèle reste sensible au bruit. Les travaux futurs viseront à intégrer des contraintes physiques, à modéliser les effets vasculaires et à améliorer la gestion du bruit pour renforcer la robustesse et la capacité prédictive du modèle.

Références

[1] S. Sartori, P. Tombesi, F. Di Vece, Radiofrequency, microwave, and laser ablation of liver tumors : time to move toward a tailored ablation technique ?, *Hepatoma Research*, 1 (2015) 52.

[2] A. Vogel, et al., Hepatocellular carcinoma : ESMO Clinical Practice Guidelines for diagnosis, treatment and follow-up, *Annals of Oncology*, 29 (2018) iv238–iv255.

[3] K. F. Chu, D. E. Dupuy, Thermal ablation of tumours : biological mechanisms and advances in therapy, *Nature Reviews Cancer*, 14 (2014) 199–208.

[4] V. Ozenne, et al., Improved cardiac magnetic resonance thermometry and dosimetry for monitoring lesion formation during catheter ablation, *Magnetic Resonance in Medicine*, 77 (2017) 673–683.

[5] O. Öcal, et al., Predicting liver ablation volumes with real-time MRI thermometry, *JHEP Reports*, 6 (2024) 101199.

[6] S. M. Munier, et al., Characterization of magnetic resonance thermal imaging signal artifact during magnetic resonance guided laser-induced thermal therapy, *Operative Neurosurgery*, 19 (2020) 619–624.

[7] R. L. Vincelette, et al., Appearance and modeling of bubble artifacts in intracranial magnetic resonance-guided laser interstitial thermal therapy temperature images, *Magnetic Resonance Imaging*, 101 (2023) 67–75.

[8] M. López-Aguirre, et al., Lesion 3D modeling in transcranial MR-guided focused ultrasound thalamotomy, *Magnetic Resonance Imaging*, 80 (2021) 71–80.

[9] P. Voglreiter, et al., RFA guardian : comprehensive simulation of radiofrequency ablation treatment of liver tumors, *Scientific Reports*, 8 (2018) 787.

[10] P. Siena, et al., On the accuracy and efficiency of reduced order models : Towards real-world applications, *Advances in Applied Mechanics*, 59 (2024) 245–288.

[11] M. R. Pfaller, et al., Using parametric model order reduction for inverse analysis of large nonlinear cardiac simulations, *International Journal for Numerical Methods in Biomedical Engineering*, 36 (2020) e3320.

[12] J. R. Shenefelt, et al., Solution to inverse heat conduction problems employing singular value decomposition and model-reduction, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45 (2001) 67–74.

[13] E. Qian, et al., Transform & Learn : A data-driven approach to nonlinear model reduction, *AIAA Paper*, (2019) 3707.

[14] O. Ghattas, K. Willcox, Learning physics-based models from data : perspectives from inverse problems and model reduction, *Acta Numerica*, (2021) 445–554.

[15] B. Peherstorfer, K. Willcox, Data-driven operator inference for nonintrusive projection-based model reduction, *Computational Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 306 (2016) 196–215.

[16] H. Odeen, D. L. Parker, Magnetic resonance thermometry and its biological applications—Physical principles and practical considerations, *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*, (2019).

[17] M. De Melo Antunes, et al., New analytical and hybrid heat transfer models for thermal ablation procedures validated by MRI thermometry, *International Journal of Hyperthermia*, 41 (2025) 2594943.

Remerciements

Les auteurs remercient le soutien financier du projet ANR-DFG SMART-HEAT (ANR-24-CE92-0073-01) ainsi que des agences de financement brésiliennes CAPES et CNPq.

Thème 9

Applications thermiques des énergies renouvelables

Analyse des Performances Thermoélectriques d'un Capteur Solaire Hybride PV/T à Air : Influence du Nombre d'Ailettes et de la Vitesse d'écoulement 332
Concept de rareté thermodynamique des ressources pour la sélection de procédés de production de chaleur décarbonée 340
Évaluation à l'échelle système de composants innovants pour les collecteurs cylindro-paraboliques 348
Modélisation semi-analytique d'un revêtement sélectif plasmoniques pour le solaire thermique 356
SHIP4D : La chaleur solaire pour la décarbonation des processus industriels 364

Analyse des Performances Thermoélectriques d'un Capteur Solaire Hybride PV/T à Air : Influence du Nombre d'Ailettes et de la Vitesse d'Écoulement

Thermoelectric Performance Analysis of an Air-Based Hybrid PV/T Solar Collector : Effect of Fins Number and Airflow Velocity

Ranim Beji[1,2*], Jian Lin[3], Hatem Oueslati[2], Monica Siroux[3]

[1]École Supérieure des Sciences et de la Technologie de Hammam Sousse (ESSTHS), Université de Sousse, Tunisie
[2]Laboratoire des Procédés Thermiques (LPT), Centre de Recherches et des Technologies de l'Énergie (CRTEn), B.P. 95, 2050 Hammam-Lif, Tunisie
[3]Laboratoire ICUBE, INSA Strasbourg, Université de Strasbourg, 67000 Strasbourg, France
*(auteur correspondant : ranymbeji8@gmail.com)

Résumé - Cette étude analyse l'optimisation des performances thermoélectriques d'un capteur solaire hybride photovoltaïque/thermique (PV/T) à air. Un modèle dynamique basé sur des équations différentielles ordinaires est développé pour étudier l'effet du nombre d'ailettes et de la vitesse d'écoulement sur le refroidissement des cellules et la récupération de chaleur. Les simulations Matlab sont validées expérimentalement sur un capteur PV/T instrumenté au CRTEn, avec un écart inférieur à 5 %. Les résultats montrent qu'augmenter les ailettes et la vitesse de l'air améliore significativement la puissance thermique, tandis que le rendement électrique reste stable (11,5–16 %). Ces performances ouvrent la voie à des approches d'optimisation avancées.

Nomenclature

Grandeurs principales

A_{pv} surface du module PV, m^2
A_{eff} surface d'échange ailetée, m^2
A_f surface d'une ailette, m^2
m_{pv} masse des cellules PV, kg
$\dot{m}$ débit massique de l'air, kg.s^{-1}
c_{pv} capacité calorifique des cellules PV, J.kg^{-1}.K^{-1}
C_f capacité calorifique de l'air, J.kg^{-1}.K^{-1}

Températures

T_{PV} température des cellules PV, K
T_{air} température de l'air, K
T_{amb} température ambiante, K
T_{ciel} température du ciel, K

Énergies et performances

G irradiance solaire, W.m^{-2}
P_{el} puissance électrique, W
Q_u puissance thermique utile, W
η_{el} rendement électrique
η_{th} rendement thermique
P_{STC} puissance nominale, W
γ_{pv} coefficient de température, K^{-1}

Écoulement

V_w vitesse de l'air, m.s^{-1}

Transferts thermiques

$h_{\mathrm{pv-air}}$ convection PV/air, W.m^{-2}.K^{-1}
$h_{c,v-a}$ convection verre–air, W.m^{-2}.K^{-1}
$h_{c,ab-f}$ convection absorbeur–fluide, W.m^{-2}.K^{-1}
$h_{c,is-f}$ convection isolant–fluide, W.m^{-2}.K^{-1}
$h_{c,is-a}$ convection isolant–air, W.m^{-2}.K^{-1}
$h_{r,v-c}$ rayonnement verre–ciel, W.m^{-2}.K^{-1}
$h_{r,ab-is}$rayonnement absorbeur–isolant, W.m^{-2}.K^{-1}
$h_{r,is-s}$ rayonnement isolant–sol, W.m^{-2}.K^{-1}
$h_{cd,v-c}$ conduction verre–PV, W.m^{-2}.K^{-1}
$h_{cd,c-t}$ conduction PV–Tedlar, W.m^{-2}.K^{-1}
$h_{cd,t-ab}$ conduction Tedlar–absorbeur, W.m^{-2}.K^{-1}

Ailettes

η_f efficacité des ailettes
U_f coefficient global des ailettes, W.m^{-2}.K^{-1}
N nombre d'ailettes

Divers

α absorbance optique
U_{loss} pertes thermiques globales, W.m^{-2}.K^{-1}
$\mathrm{in}, \mathrm{out}, \mathrm{amb}$ entrée/sortie ambiant

1. Introduction

Les systèmes photovoltaïques/thermiques (PV/T) permettent de produire simultanément de l'électricité et de la chaleur à partir d'un même module, améliorant ainsi l'efficacité énergétique globale, le rendement des modules photovoltaïques diminuant avec la température des cellules [1]. Les capteurs PV/T à air constituent une solution simple et économique, mais leurs performances restent limitées par le faible coefficient de convection de l'air.

L'ajout d'ailettes permet d'augmenter la surface d'échange et d'améliorer l'extraction de la chaleur [2], tandis que la vitesse d'écoulement de l'air influence fortement les performances thermoélectriques [3]. D'autres travaux ont étudié l'effet de la conception géométrique [4], l'utilisation de la thermographie infrarouge [5], l'intégration de matériaux à changement de phase [6], les analyses exergétiques [7] et le couplage avec des réservoirs d'eau chaude [8]. Cependant, peu d'études analysent conjointement l'effet du nombre d'ailettes et de la vitesse de l'air dans une configuration PV/T à air instrumentée.

Dans ce contexte, ce travail propose une analyse numérique et expérimentale d'un capteur PV/T à air muni d'un absorbeur aileté. Un modèle dynamique est développé et validé sur un prototype instrumenté au CRTEn (Tunisie) afin d'évaluer l'influence du nombre d'ailettes et de la vitesse de l'air sur les performances thermoélectriques.

1.1. Description du système étudié

Le système étudié est un capteur hybride PV/T à air développé au LPT du CRTEn (Borj Cédria). Il repose sur un module photovoltaïque polycristallin IF-P280-60 (280 W, 60 cellules), encapsulé entre un verre trempé et une feuille Tedlar. Un canal d'air rectangulaire, isolé par mousse de polyuréthane, assure la circulation du fluide et l'extraction de la chaleur.

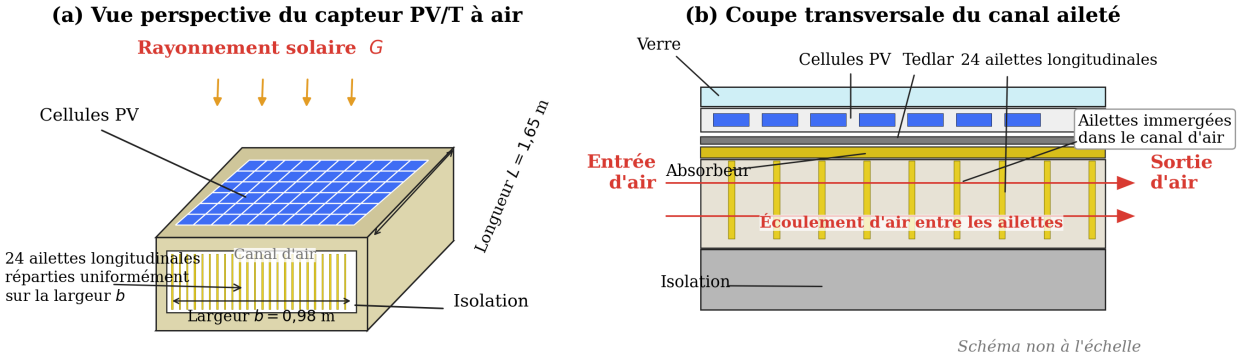


Figure 1 : *(a) Vue du capteur PV/T à air avec cellules, canal d'air et 24 ailettes longitudinales. (b) Coupe transversale montrant les couches et l'écoulement d'air entre les ailettes immergées. Schéma non à l'échelle.*

Les 24 ailettes sont disposées longitudinalement sous l'absorbeur, à l'intérieur du canal d'air, où l'écoulement se fait entre elles, favorisant l'échange thermique par augmentation de surface et perturbation de l'écoulement. L'instrumentation comprend un pyranomètre, un capteur de vitesse d'air et des thermocouples répartis sur le module et dans le canal. En conditions STC (1000 W.m^{-2}, 25 °C) : $P_{\max} = 280$ W, $V_{\mathrm{mp}} = 32{,}82$ V, $I_{\mathrm{mp}} = 8{,}54$ A, $V_{\mathrm{oc}} = 38{,}7$ V et $I_{\mathrm{sc}} = 8{,}99$ A.

2. Modélisation du système

La modélisation du capteur hybride PV/T repose sur des bilans énergétiques appliqués aux différentes couches du module (verre, cellules photovoltaïques, Tedlar, absorbeur aileté, fluide caloporteur et isolant). Chaque couche est représentée par une équation différentielle ordinaire

intégrant les transferts par conduction, convection et rayonnement, ainsi que la conversion photovoltaïque.

2.1. Modélisation thermique

Les bilans énergétiques sont écrits pour chacune des couches du capteur. Les coefficients d'échange thermique sont évalués à partir des propriétés des matériaux et des conditions climatiques mesurées.

Température radiative du ciel

La température effective du ciel, nécessaire au calcul des échanges radiatifs entre le verre et la voûte céleste, est estimée par la corrélation de Swinbank [9] :

$$T_{ciel} = 0.0552\, T_a^{1.5}, \tag{1}$$

où T_a désigne la température ambiante (en Kelvin).

Bilan énergétique du verre

$$M_v C_v \frac{dT_v}{dt} = G\,\alpha_v + h_{r,v-c}(T_{ciel} - T_v) + h_{c,v-a}(T_a - T_v) - h_{cd,v-c}(T_v - T_c). \tag{2}$$

Bilan énergétique des cellules photovoltaïques

$$M_c C_c \frac{dT_c}{dt} = \tau_v \alpha_c F\, G + h_{cd,v-c}(T_v - T_c) - h_{cd,c-t}(T_c - T_t) - F\tau_p G\,\eta_{\text{el}}. \tag{3}$$

Le dernier terme correspond à l'énergie extraite sous forme d'électricité.

Bilan énergétique du Tedlar

$$M_t C_t \frac{dT_t}{dt} = h_{cd,c-t}(T_c - T_t) - h_{cd,t-ab}(T_t - T_{ab}). \tag{4}$$

Bilan énergétique de l'absorbeur aileté

$$M_{ab} C_{ab} \frac{dT_{ab}}{dt} = h_{cd,t-ab}(T_t - T_{ab}) - h_{c,ab-f}(T_{ab} - T_f) - h_{r,ab-is}(T_{ab} - T_{is}). \tag{5}$$

Le coefficient global d'échange entre les ailettes et l'air dépend du nombre d'ailettes N et s'écrit :

$$U_f = \frac{N\, h_{c,ab-f}\, A_f}{1 + \eta_f\, N\, A_f}. \tag{6}$$

Bilan énergétique de l'air dans le canal

$$M_f C_f \frac{dT_f}{dt} = h_{c,ab-f}(T_{ab} - T_f) - h_{c,is-f}(T_f - T_{is}) - \dot{m} C_f (T_{f,out} - T_{f,in}). \tag{7}$$

Bilan énergétique de l'isolant

$$M_{is} C_{is} \frac{dT_{is}}{dt} = h_{r,ab-is}(T_{ab} - T_{is}) + h_{c,is-f}(T_f - T_{is}) - h_{c,is-a}(T_{is} - T_a) - h_{r,is-s}(T_{is} - T_s). \tag{8}$$

2.2. Modèle électrique

La puissance électrique instantanée produite par le module est donnée par :

$$P_{\text{el}} = P_{\text{STC}}\left[1 + \gamma_{\text{pv}}\,(T_c - 25°\text{C})\right], \tag{9}$$

où P_{STC} est la puissance nominale en conditions STC et γ_{pv} le coefficient de température.

Le rendement électrique s'écrit :

$$\eta_{\text{el}} = \frac{P_{\text{el}}}{G\, A_{\text{pv}}}. \tag{10}$$

La puissance thermique utile récupérée par l'air est :

$$\dot{Q}_{\mathrm{th}} = \dot{m}\, C_f (T_{f,out} - T_{f,in}), \tag{11}$$

d'où le rendement thermique :

$$\eta_{\mathrm{th}} = \frac{\dot{Q}_{\mathrm{th}}}{G\, A_{\mathrm{pv}}}. \tag{12}$$

Le rendement global PV/T est défini par :

$$\eta_{\mathrm{PVT}} = \eta_{\mathrm{th}} + \eta_{\mathrm{el}}. \tag{13}$$

2.3. Méthode numérique

Le système d'équations différentielles (2)–(8) constitue un modèle dynamique non linéaire couplé résolu sous MATLAB avec le solveur ODE45 (Runge–Kutta d'ordre 4–5). Les conditions initiales correspondent à un état quasi-isotherme fixé à la température ambiante, et les données climatiques sont issues des mesures expérimentales réalisées au CRTEn. La procédure de résolution numérique est résumée à la Figure 2.

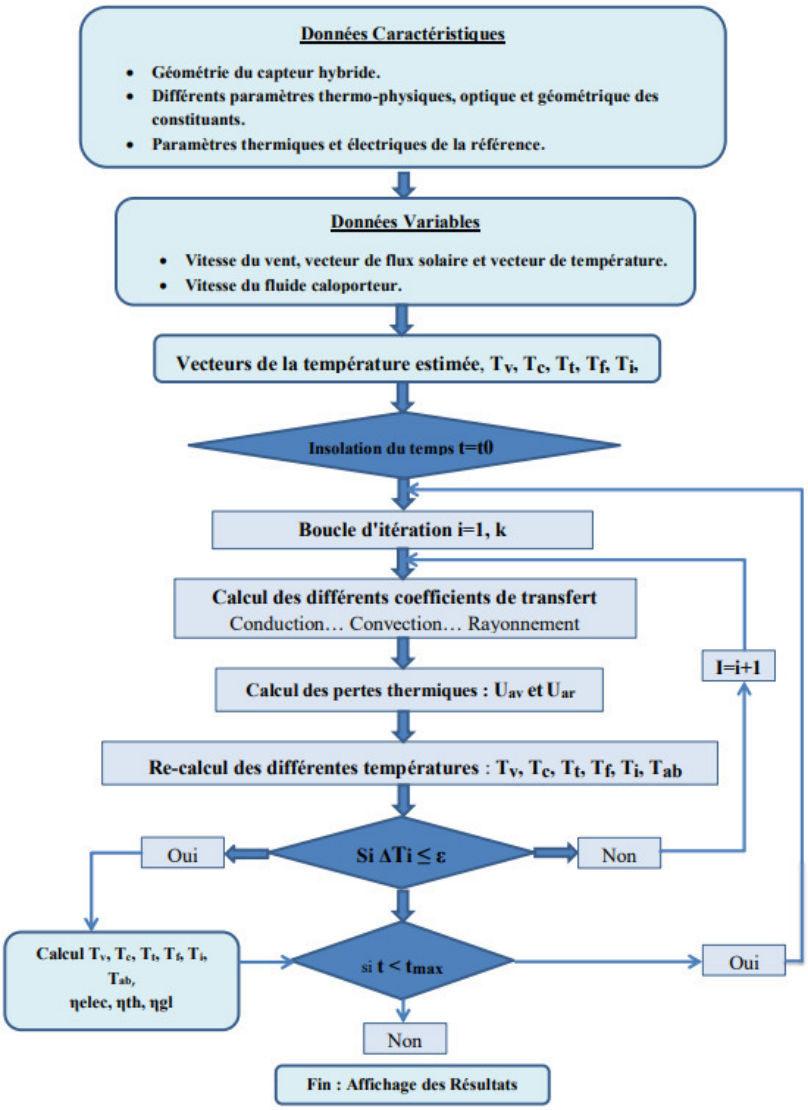


Figure 2 : *Diagramme de résolution numérique du système PV/T*

2.4. Paramètres géométriques et thermo-physiques

Les principaux paramètres utilisés dans le modèle numérique sont rassemblés dans le Tableau (1).

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Épaisseur du verre	δ_g	0,004	m
Épaisseur des cellules	δ_c	0,0003	m
Épaisseur du Tedlar	δ_{ted}	0,0005	m
Épaisseur absorbeur	δ_{ab}	0,001	m
Épaisseur isolant	δ_i	0,05	m
Chaleur massique verre	C_g	670	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
Chaleur massique cellules	C_c	836	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
Chaleur massique isolant	C_i	919	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
Densité verre	ρ_g	2200	$kg.m^{-3}$
Densité cellules	ρ_c	2330	$kg.m^{-3}$
Densité isolant	ρ_i	24	$kg.m^{-3}$
Masse du verre	M_v	14,52	kg
Masse des cellules	M_c	1,15	kg
Masse de l'isolant	M_{is}	1,98	kg
Conductivité verre	k_g	0,93	$W.m^{-1}.K^{-1}$
Conductivité cellules	k_c	148	$W.m^{-1}.K^{-1}$
Conductivité absorbeur	k_{ab}	410	$W.m^{-1}.K^{-1}$
Absorbance verre	α_g	0,066	–
Absorbance cellules	α_c	0,90	–
Absorbance absorbeur	α_{ab}	0,75	–
Facteur de remplissage	F	0,83	–
Coefficient temp. PV	β_{ref}	0,0045	K^{-1}
Efficacité de référence	η_0	0,16	%
Vitesse de l'air	V_{air}	2	$m.s^{-1}$

Tableau 1 : *Paramètres géométriques et thermo-physiques du capteur PV/T*

3. Résultats et discussions

3.1. Simulation numérique du modèle PV/T

L'influence du nombre d'ailettes et de la vitesse d'air sur les performances thermoélectriques du capteur PV/T est présentée aux Figures 3 à 5, en termes de rendements, températures et puissances au cours d'une journée claire.

3.1.1. Influence du nombre d'ailettes

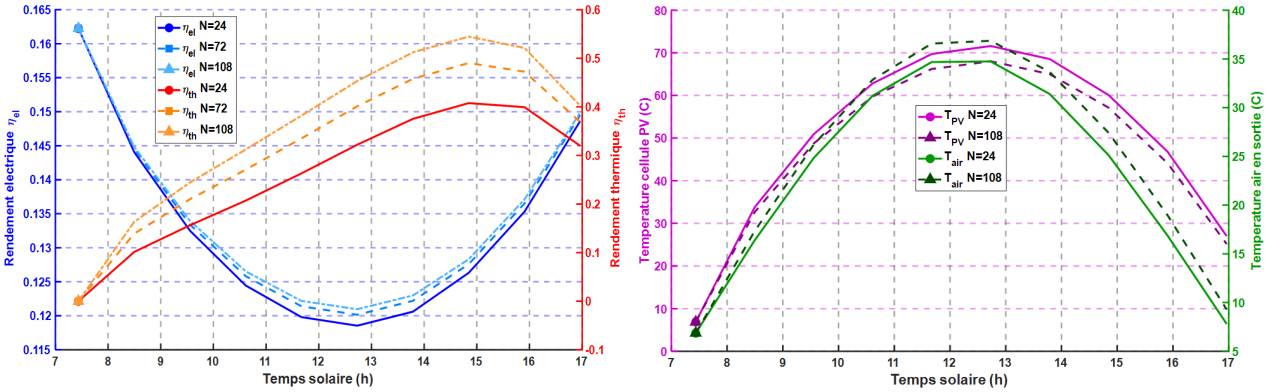


Figure 3 : *(a) Influence du nombre d'ailettes sur les rendements électrique et thermique et (b) sur les températures des cellules PV et de l'air de sortie pour* $V_w = 2\ m.s^{-1}$.

La Figure 3(a) montre que l'augmentation du nombre d'ailettes ($N = 24$ à 108) améliore principalement la performance thermique du capteur. Le rendement thermique η_{th} passe d'environ 0,40 pour $N = 24$ à 0,58–0,60 pour $N = 108$ aux heures de fort ensoleillement, en raison

de l'augmentation de la surface d'échange ailetée et des transferts convectifs entre l'absorbeur et l'air. La Figure 3(b) montre également une légère diminution de la température maximale des cellules photovoltaïques, de 72–73 °C pour $N = 24$ à 69–70 °C pour $N = 108$. L'effet sur le rendement électrique η_{el} reste toutefois limité, avec des valeurs comprises entre 0,12 en milieu de journée et 0,16 en début et fin de journée.

3.1.2. Influence de la vitesse de l'air

Le doublement de la vitesse d'écoulement de l'air, de 2 à 4 m.s^{-1}, a un effet plus marqué que l'augmentation du nombre d'ailettes. Comme l'illustre la Figure 4(a), le rendement thermique maximal passe d'environ 0,40 à 0,52–0,54, soit un gain voisin de 30 %, lié à l'augmentation du coefficient de convection et du débit massique d'air.

La Figure 4(b) met aussi en évidence une baisse de la température maximale des cellules, de 70–71 °C à 64–65 °C, soit une réduction de 5 à 6 °C. Cette amélioration du refroidissement se traduit par une légère hausse du rendement électrique, qui demeure néanmoins modérée.

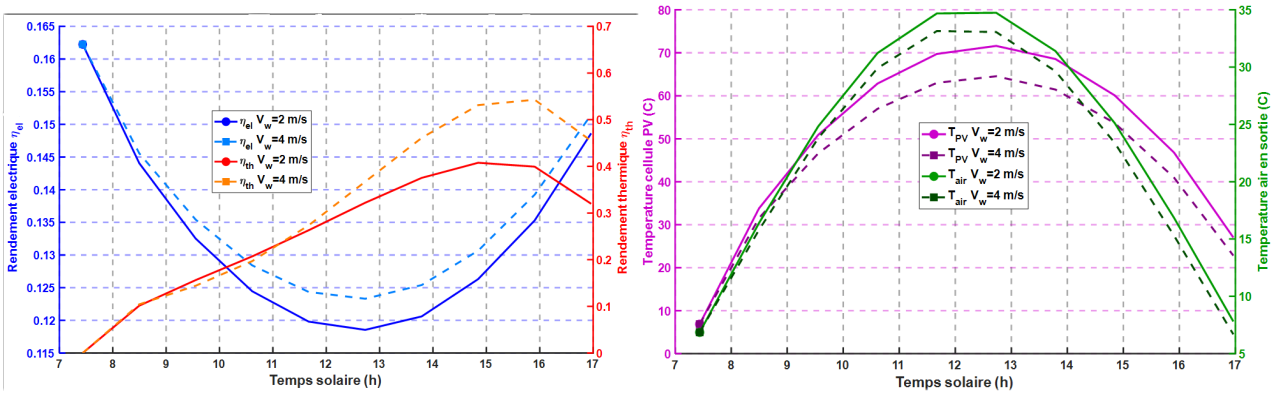


Figure 4 : *(a) Influence du doublement de la vitesse d'air sur les rendements électrique et thermique et (b) sur les températures des cellules PV et de l'air de sortie pour* $N = 24$.

3.1.3. Synthèse sur les puissances

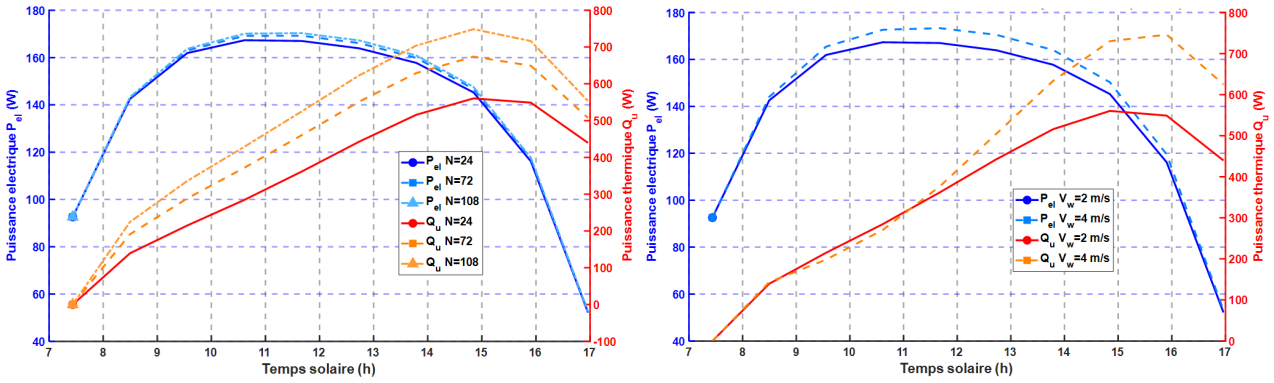


Figure 5 : *(a) Puissances électrique* P_{el} *et thermique* Q_u *en fonction du nombre d'ailettes pour* $V_w = 2$ *m.s*$^{-1}$ *; (b) puissances électrique et thermique pour deux vitesses d'air avec* $N = 24$ *ailettes.*

La Figure 5(a) montre que l'augmentation du nombre d'ailettes améliore principalement la puissance thermique utile Q_u, qui passe d'environ 450 W pour $N = 24$ à 600–650 W pour $N = 108$, tandis que la puissance électrique P_{el} reste globalement inchangée (165–170 W). La Figure 5(b) confirme que la vitesse de l'air est le paramètre le plus influent : son doublement (2 à 4 m.s^{-1}) permet d'augmenter Q_u jusqu'à près de 700 W, sans effet notable sur P_{el}. Ainsi, l'optimisation thermique repose principalement sur la vitesse de l'air, les performances électriques restant peu sensibles.

3.2. Validation expérimentale du modèle numérique

L'expérimentation du 26 février 2024 a permis de valider le modèle sur une journée complète. Les mesures, réalisées sur un capteur PV/T instrumenté dans les mêmes conditions, montrent un rayonnement maximal d'environ 900 W.m^{-2} à midi et une température ambiante de 12 à 24 °C. La configuration correspond à $N = 24$ ailettes et $V_w = 2$ m.s^{-1}.

3.2.1. Dispositif expérimental et instrumentation

Le dispositif expérimental (Figure 6) comprend un pyranomètre, 28 thermocouples de type K et une chaîne d'acquisition Agilent 34970A. La vitesse d'air est mesurée par capteur de vitesse d'air et le débit imposé par ventilateur, avec acquisition via BenchLink Data Logger.

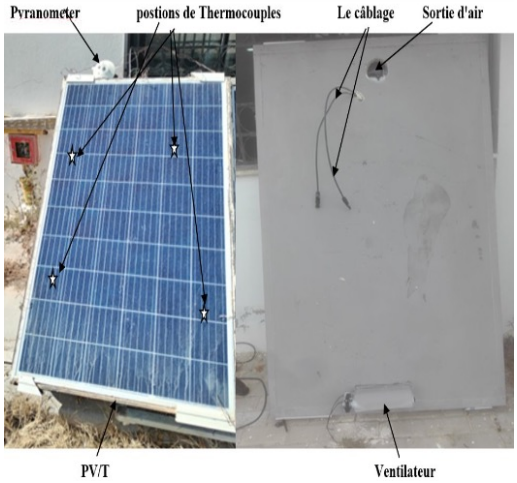


Figure 6 : *Vue d'ensemble du dispositif expérimental et de l'instrumentation du capteur PV/T à air.*

3.2.2. Validation de la température des cellules photovoltaïques

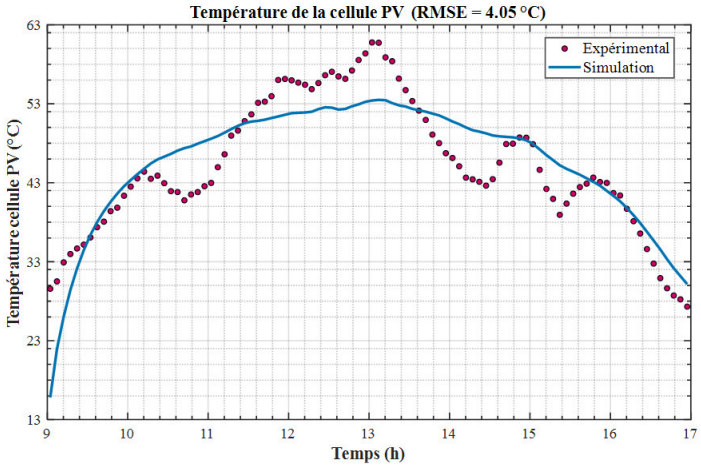


Figure 7 : *Températures des cellules : Comparaison des résultats numériques et expérimentaux.*

La Figure 7 compare les températures des cellules photovoltaïques obtenues par simulation et expérimentation. Un bon accord est observé sur l'ensemble de la journée, avec une erreur quadratique moyenne (RMSE) de 4,05 °C, validant la pertinence du modèle thermique. Des écarts locaux pouvant atteindre 10 °C apparaissent à certaines périodes, notamment aux heures de fort rayonnement. Ils sont attribués à des perturbations expérimentales non prises en compte dans le modèle, telles que les variations rapides du rayonnement solaire, les fluctuations du vent ou les incertitudes de mesure. Malgré cela, le modèle reproduit correctement la tendance globale des températures.

3.2.3. Validation des rendements électrique et thermique

La Figure 8 présente la comparaison entre les rendements simulés et mesurés. Le rendement électrique est reproduit avec un excellent accord (RMSE = 0,27 %), tandis que le rendement

thermique présente également un très bon accord global (RMSE = 1,88 %). Malgré ce bon accord global, certaines fluctuations locales des courbes expérimentales ne sont pas entièrement reproduites par le modèle. Ces écarts peuvent être attribués à des variations transitoires des conditions extérieures, telles que le passage nuageux, les rafales de vent ou encore les incertitudes de mesure, qui ne sont pas explicitement prises en compte dans le modèle dynamique.

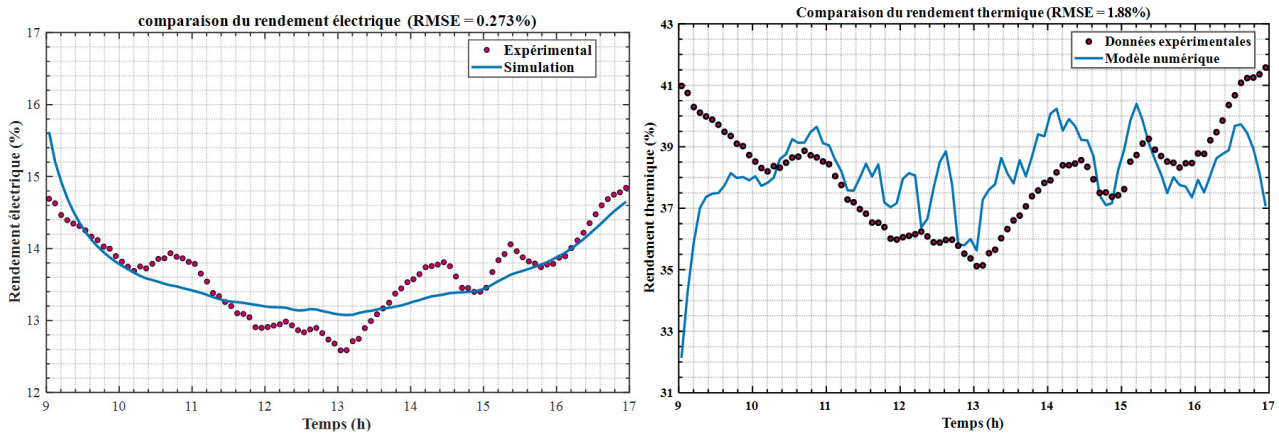


Figure 8 : *Comparaison des rendements (a) électrique et (b) thermique obtenus par simulation et par expérimentation (26 février 2024).*

Les résultats montrent que le modèle décrit correctement le comportement thermo-électrique du capteur PV/T et peut être utilisé pour l'analyse paramétrique et l'optimisation.

4. Conclusion

Ce travail présente un modèle dynamique validé expérimentalement d'un capteur PV/T à air aileté. L'augmentation du nombre d'ailettes et de la vitesse d'air améliore la puissance thermique, avec un impact limité sur le rendement électrique. La vitesse étant imposée par un ventilateur, une analyse du bilan énergétique global est nécessaire pour évaluer le gain net. Ces résultats ouvrent des perspectives d'optimisation multi-objectif.

Références

[1] Skoplaki E., Palyvos J.A., "On the temperature dependence of photovoltaic module electrical performance : A review of efficiency/power correlations", *Solar Energy*, vol. 83, pp. 614–624, 2009. doi :10.1016/j.solener.2008.10.008.

[2] Tonui J.K., Tripanagnostopoulos Y., "Improved PV/T solar collectors with heat extraction by fins", *Solar Energy*, vol. 82, no. 2, pp. 107–115, 2008. doi :10.1016/j.solener.2007.06.003.

[3] Chow T.T., "A review on photovoltaic/thermal hybrid solar technology", *Applied Energy*, vol. 87, pp. 365–379, 2010. doi :10.1016/j.apenergy.2009.06.037.

[4] Sahlaoui K., Oueslati H., Gammoudi H., Ben Mabrouk S., "Benchmarking and economic analysis of the impact of geometric structural design on the thermoelectric performance of air-cooled photovoltaic thermal systems", *IET Renewable Power Generation*, 2024. doi :10.1049/rpg2.12900.

[5] Sahlaoui K., Oueslati H., Nasri H., Ben Mabrouk S., "Infrared thermography energy performance analysis of a hybrid air photovoltaic-thermal system", *Energy Sources, Part A*, vol. 45, no. 3, pp. 6918–6931, 2023. doi :10.1080/15567036.2023.2217786.

[6] Kanzari I., Oueslati H., Ben Mabrouk S., "Numerical simulation of photovoltaic thermal air panel with phase change materials", *Renewable Energy Focus*, vol. 37, 2021. doi :10.1016/j.ref.2021.03.001.

[7] Kallio S., Siroux M., "Exergy and exergo-economic analysis of a hybrid renewable energy system under different climate conditions", *Renewable Energy*, vol. 194, 2022.

[8] Barbu M., Darie G., Siroux M., "A parametric study of hybrid photovoltaic-thermal system coupled with a domestic hot water storage tank", *Energies*, vol. 13, no. 24, 2020.

[9] Swinbank W.C., "Long-wave radiation from clear skies", *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 89, pp. 339–348, 1963.

Concept de rareté thermodynamique des ressources pour la sélection de procédés de production de chaleur décarbonée

Concept of thermodynamic rarity of resources for the selection of carbon-free heat production processes

Régis OLIVÈS[1*], **Jean-Marie MANCAUX**[1]

[1]Laboratoire PROMES-CNRS, Université de Perpignan Via Domitia
Rambla de la thermodynamique, Tecnosud, 66100 Perpignan
[*](auteur correspondant : olives@univ-perp.fr)

Résumé - La décarbonation de l'énergie consiste, entre autres, à passer des énergies fossiles aux énergies renouvelables. Ceci se traduit par le remplacement des matières premières énergétiques par des matières premières non énergétiques. Ainsi, nous proposons d'intégrer à l'analyse de cycle de vie, la notion de rareté thermodynamique qui consiste à attribuer aux matériaux une valeur thermodynamique, dépendant de leur concentration et de leur abondance dans la croûte terrestre. Nous appliquons ce concept à la comparaison entre plusieurs systèmes de production d'eau chaude sanitaire à partir d'énergie solaire.

Abstract - Carbon-free energy involves, among other things, switching from fossil fuels to renewable energies. This translates into replacing energy-producing raw materials with non-energy-producing raw materials. We therefore propose incorporating the concept of thermodynamic scarcity into life cycle analysis, which involves assigning materials a thermodynamic value based on their concentration and abundance in the Earth's crust. We apply this concept to a comparison of several solar-powered domestic hot water production systems. We thus demonstrate that solar thermal water heaters are more relevant than photovoltaic-powered systems for all criteria.

Nomenclature

IRT	indicateur de rareté thermodynamique, kWh	m	masse, kg
IRT_m	indicateur de rareté thermo. massique, kWh.kg^{-1}	TR	taux de recyclage, %

1. Introduction

Les technologies à énergie renouvelable se révèlent pertinentes pour la réduction des émissions de CO_2 et pour l'amélioration de la sécurité de l'approvisionnement énergétique. Néanmoins, le fait de passer des énergies fossiles aux énergies renouvelables se traduit par l'abandon des matières premières énergétiques (charbon, pétrole, gaz) nécessaires à l'exploitation des systèmes de conversion d'énergie et la mobilisation de matières premières non énergétiques (matières minérales et organiques) pour la construction des systèmes à énergies renouvelables. La fabrication de ces procédés nécessitent davantage de matériaux variés pour leur fabrication [1]. Or, tous les matériaux ne présentent pas les mêmes ressources sur Terre et ne demandent pas la même énergie pour les extraire et les raffiner. L'augmentation de la demande met en exergue les problèmes liés à la disponibilité et à la rareté de certaines ressources. Cela peut

devenir prégnant dans un secteur comme les énergies renouvelables où la pénurie de matériaux peut freiner voire interrompre leur déploiement. Le secteur des énergies renouvelables fait appel à de nombreux matériaux dont certains peuvent être critiques dans le sens où, en plus de leur importance économique, les risques d'approvisionnement se révèlent élevés. Le BRGM (Bureau de Recherches Géologiques et Minières) et la Communauté Européenne d'un côté et le DOE (Department of Energy des États-Unis) de l'autre ont publiés des cartes établissant la criticité des matériaux [2, 3]. Néanmoins, elles présentent des différences notables et restent très qualitatives.

Afin de prendre compte de cette potentielle criticité, il semble intéressant de rajouter aux outils d'aide à la décision et à la sélection des filières énergétiques, de nouveaux indicateurs. Ainsi, en tant qu'outil d'aide à la décision, l'analyse de cycle de vie (ACV) peut être enrichie d'indicateurs relatifs à la criticité physique des matériaux. Nous proposons donc d'intégrer la notion de rareté thermodynamique. Introduite initialement par Valero et Valero [4], la rareté thermodynamique consiste à donner aux matériaux une valeur thermodynamique dépendant de leur concentration dans les mines et de leur abondance dans la croûte terrestre. Afin d'illustrer le propos, nous appliquons ce concept à la comparaison entre plusieurs systèmes de production d'eau chaude sanitaire à partir d'énergie solaire.

2. Matériels et méthodes

2.1. Objectif et champ d'application

Le but de l'étude est de comparer les performances énergétiques et environnementales de trois systèmes de production d'eau chaude sanitaire alimentés par l'énergie solaire : un chauffe-eau solaire thermique (CST), un cumulus électrique alimenté par des panneaux photovoltaïques (CEPV) et un chauffe-eau thermodynamique alimenté par des panneaux photovoltaïques (CTPV) (fig 1). Ces trois systèmes comportent un réservoir d'eau chaude dont l'énergie de chauffage est apportée par :

— la circulation d'un fluide caloporteur chauffé par le rayonnement solaire dans le cas du CST,
— l'électricité provenant des panneaux photovoltaïques et fournie à une résistance électrique dans le cas du CEPV et
— l'électricité provenant des panneaux photovoltaïques et fournie à une pompe à chaleur dans le cas du CTPV.

L'unité fonctionnelle retenue dans notre cas est basée sur le *service rendu*, c'est-à-dire les besoins d'un habitat individuel consommant en moyenne 200 L d'ECS par jour [5] et nécessitant une énergie de 3,23 MWh/an. Ainsi, en France métropolitaine, en moyenne, cela correspond à un chauffe-eau solaire thermique avec 4 m^2 de capteur solaire plan, à un cumulus électrique alimenté par une installation PV de 4 kW_c ($\simeq$ 20 m^2) et un chauffe-eau thermodynamique alimenté par une installation PV de 2 kW_c ($\simeq$ 10 m^2).

Une première analyse comparative de ces trois systèmes avait déjà été menée [6]. Elle reposait sur l'ACV et permettait d'en extraire les indicateurs clés tels que l'énergie grise et le contenu CO_2, par exemple. Elle est ici complétée par l'ajout de la partie photovoltaïque pour le cumulus électrique et le chauffe-eau thermodynamique.

Nous enrichissons l'analyse par la prise en compte de tous les matériaux y compris ceux en faible quantité et qui peuvent influencer l'interprétation des résultats du fait de leur rareté et de leur criticité.

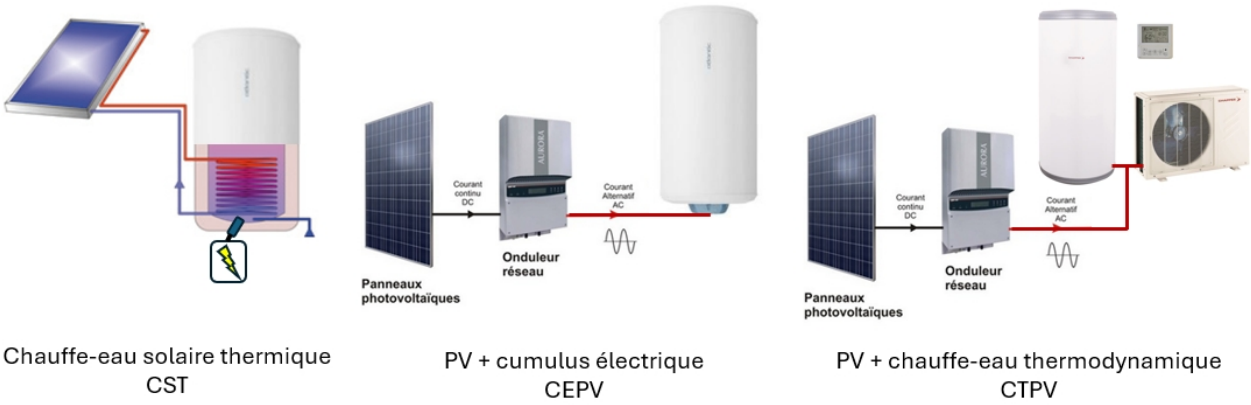


Figure 1 : *Chauffe-eau solaire thermique (CST), Cumulus électrique + PV (CEPV), Chauffe-eau thermodynamique + PV (CTPV)*

2.2. Concept de rareté thermodynamique

L'ACV repose sur des bilans de matière et d'énergie réalisés à chacune des étapes du cycle de vie. Cette analyse multi-critère a l'avantage de pouvoir tenir compte d'un grand nombre d'impacts. Néanmoins, à ces bilans d'énergie, il s'est révélé fort intéressant d'y adjoindre la valeur thermodynamique de l'énergie et ainsi de raisonner en bilan d'exergie pour distinguer les différentes formes d'énergie [7]. Dans le même ordre d'idée, il semble aussi intéressant d'associer à la quantité de matériaux leur valeur thermodynamique. On conçoit bien que l'on ne peut considérer de façon identique un matériau comme le cobalt ou l'indium et un matériau nettement plus abondant et plus facile à extraire et à raffiner comme le fer ou le silicium. D'autre part, le recours à des ressources non renouvelables sans les remplacer entraîne leur perte irréversible. Ce caractère irréversible se retrouve d'ailleurs dans le cas de l'exploitation de matières premières énergétiques fossiles ou fissiles. Enfin, la rareté et le coût de remplacement des ressources sont très peu considérés dans les méthodes comptables conventionnelles.

Valero et Valero [4] introduisent donc le concept de rareté thermodynamique pour former un indicateur qui rend compte du niveau d'efficacité technologique relatif à l'extraction et au raffinage de matériaux en incluant l'exergie liée à la concentration des minerais dans les mines actuelles. Cet indicateur traduit la qualité de la ressource qui peut alors être attribuée à chacun des matériaux à mobiliser pour, par exemple, un procédé énergétique. Afin de pouvoir comparer tous les matériaux entre eux, il est nécessaire de définir une référence. Valero et Valero fixent cette référence selon l'état théorique d'une planète totalement dégradée (Thanatia) (voir figure 2) [4]. Comme il n'est pas possible de recycler l'intégralité des matériaux exploités, l'extraction de matériaux de la croûte terrestre implique une réduction progressive du stock d'exergie de la nature. Par conséquent, la Terre se rapproche (certes de façon très lente !) d'une planète dégradée à l'exergie minimale, dépourvue de gisements combustibles et non combustibles, simplement en raison de la deuxième loi de la thermodynamique.

Ainsi, cet indicateur de rareté thermodynamique massique (IRT_m) peut être considéré comme un coût exergétique pour 1 kg de matériau incluant l'exergie nécessaire à l'extraction, au raffinage ainsi que l'exergie évitée lorsque la matière est issue d'une mine en plus ou moins grande concentration (voir figure 2). L'extraction du minerai d'une mine nécessite une certaine quantité d'énergie (bien souvent sous forme de combustibles fossiles) dépendant de la

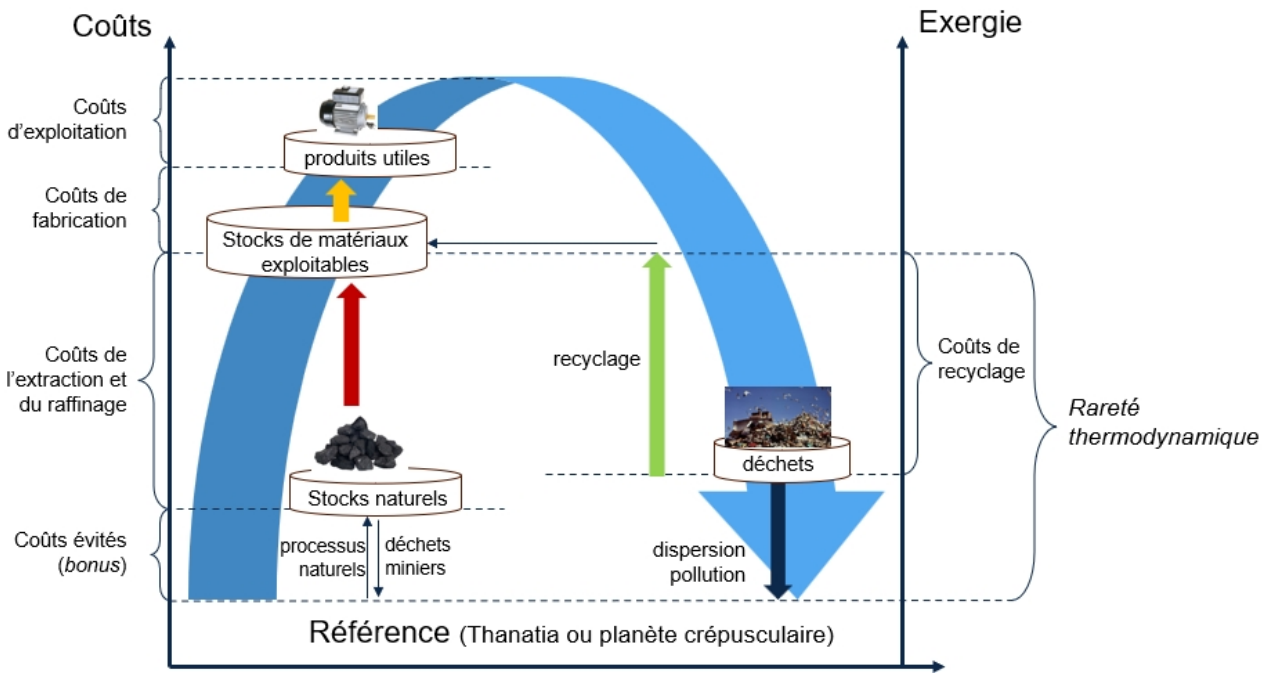


Figure 2 : *Cycle de vie des matériaux et coût exergétique*

concentration. Son empreinte environnementale correspondante comporte deux composantes : l'impact de l'extraction du minerai et la dette générée par la dissipation finale de ce minerai précédemment concentré par la nature. Chaque ressource naturelle a un coût environnemental lié à sa dispersion, de sorte que tout processus qui réduit cette extraction primaire est positif, qu'il s'agisse du remplacement, du recyclage ou de l'amélioration de l'efficacité du processus d'extraction.

Ainsi, la figure 3 présente les valeurs de l'IRT_m pour quelques matériaux et telles que Valero et Valero les ont déterminées [4]. Cette figure illustre la disparité des valeurs de rareté thermodynamique d'un certain nombre de matériaux et conduit à les distinguer par un critère physique. Cet indicateur a pour avantage de permettre d'attribuer à un matériau une valeur objective en vue d'une gestion durable des ressources stratégiques.

D'autre part, le recyclage des matériaux est un moyen de préserver les ressources naturelles. Le taux de recyclage s'avère supérieur à 50 % pour quelques matériaux comme le fer, le cuivre l'aluminium et le silicium. La figure 4 présente le taux de recyclage des matériaux constituants les panneaux solaires en distinguant les panneaux solaires thermiques (éléments encadrés) des panneaux photovoltaïques (tous les éléments). On remarque que le taux de recyclage des matériaux critiques est bien souvent très faible.

Par ailleurs, le matériel électronique présent dans ces systèmes requiert une grande diversité de matériaux. Les composants électroniques sont généralement constitués de cuivre, de fibre de verre, de céramique, de résines, etc. Cependant, en plus de ces matériaux, il en existe beaucoup d'autres en petites quantités qui sont plus rares, parmi lesquels on trouve l'antimoine, le béryllium, le gallium, le germanium, l'indium, le niobium ou le tantale.

Dans les installations photovoltaïques, l'onduleur est un élément essentiel qui a pour premier rôle de convertir le courant continu en courant alternatif. Un onduleur de 2,5 kW contient environ 9,8 kg d'acier, 1,4 kg d'aluminium, 5,5 kg de cuivre [8]. La part de l'électronique s'élève à 1,8 kg. En moyenne, l'IRT d'un tel boîtier électronique est de 218 kWh.

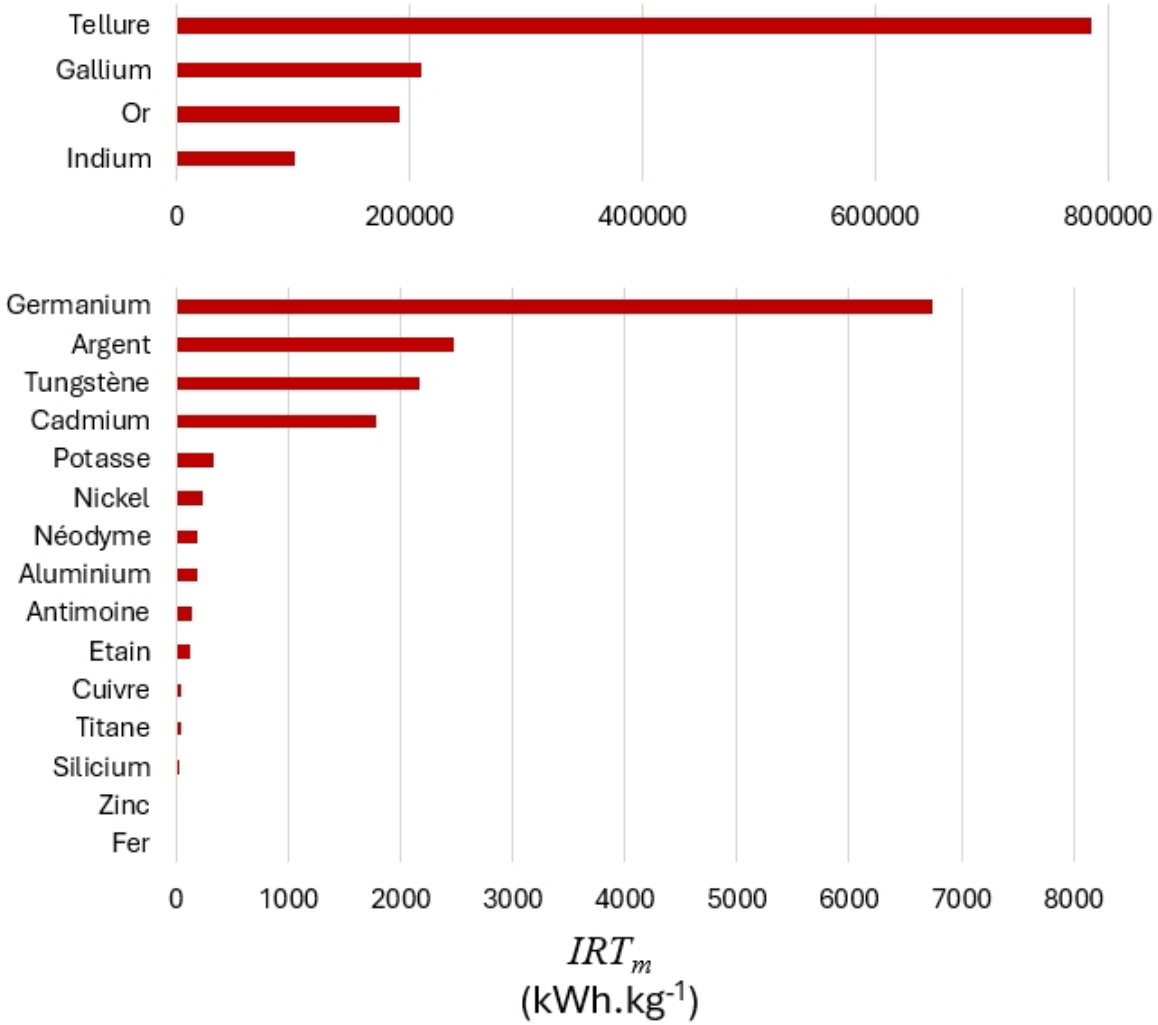


Figure 3 : *Valeurs de l'IRT_m (kWh.kg^{-1}) pour quelques matériaux*

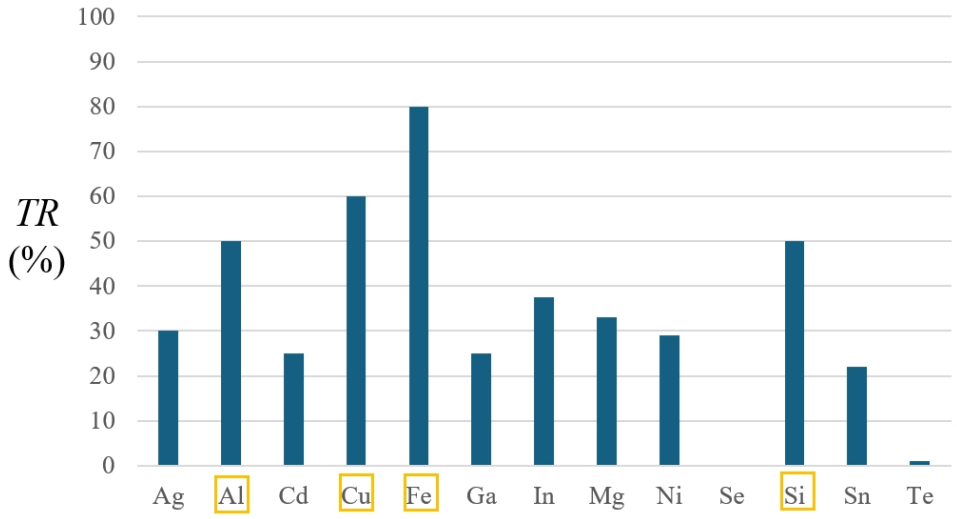


Figure 4 : *Taux de recyclage TR (%) des éléments présents dans les panneaux photovoltaïques (tous) et dans les panneaux solaires thermiques (éléments encadrés).*

3. Résultats et discussion

De façon identique à [6], les inventaires de cycle de vie des différents procédés conduisent à la détermination de l'énergie grise, du contenu CO_2 et des quantités de matériaux mobilisés pour assurer le même service. Ainsi, en reprenant les valeurs précédemment obtenues et en y rajoutant l'installation PV pour le CEPV et le CTPV, nous réévaluons ces différents indicateurs. La figure 5 présente les énergies grises et les contenus CO_2 des trois systèmes. Tout comme Carnevale *et al.* [9], nous constatons qu'en termes aussi bien d'énergie grise que de contenu CO_2, le CST est bien moins impactant que le CTPV et le CEPV. Notons que les gains du CTPV par rapport au CEPV ne sont pas aussi élevé que la

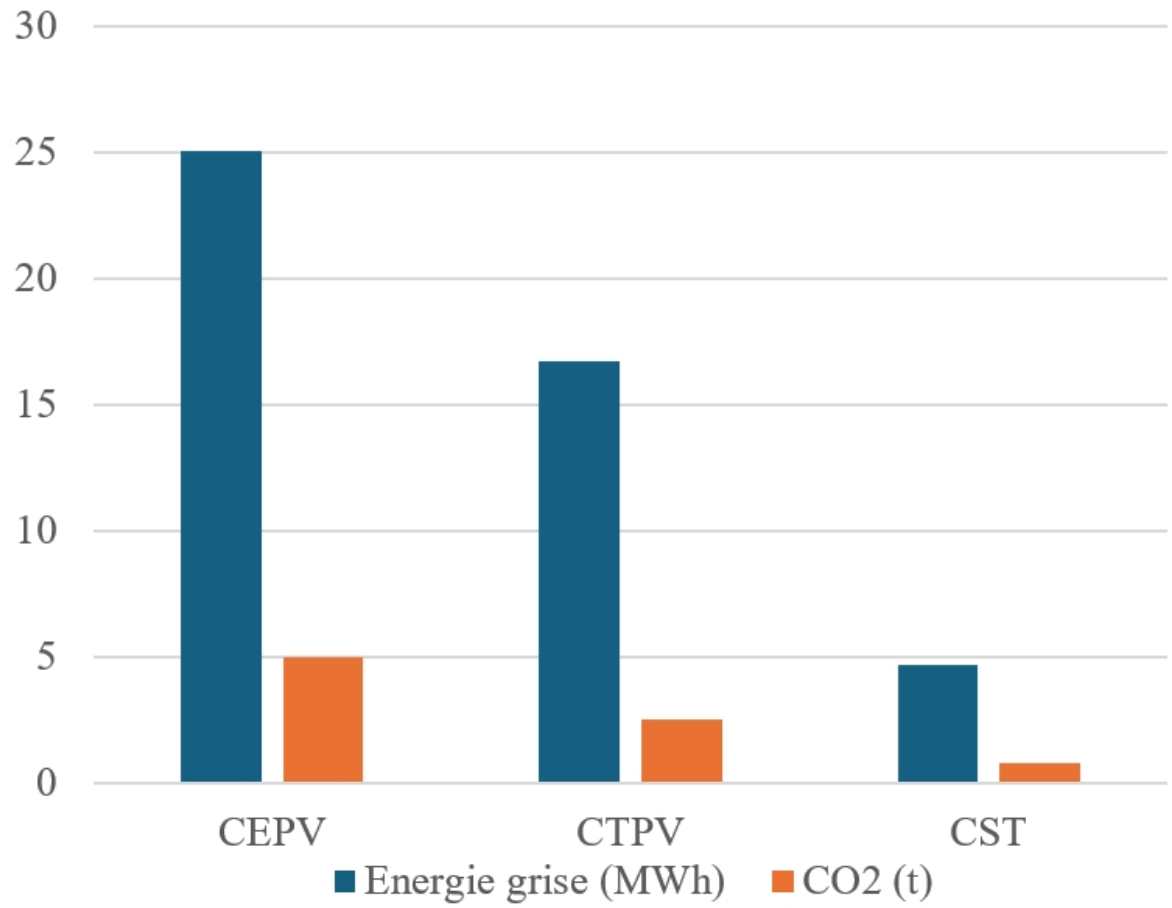


Figure 5 : *Comparaison de l'énergie grise et du contenu CO_2 des trois systèmes CEPV, CTPV et CST*

En reprenant les quantités de matériaux nécessaires pour la fabrication des trois systèmes, il est alors possible de calculer leur IRT. La figure 6 présente l'ensemble des résultats de la comparaison.

Ainsi, le CST s'avère le système le plus pertinent pour produire l'eau chaude sanitaire et ceci de façon particulièrement nette par rapport aux deux autres systèmes. En outre, la comparaison de CEPV et CTPV à l'aide de cet indicateur montre que les performances plus élevées du CTPV le rendent plus intéressant que le CEPV malgré une plus grande complexité. Néanmoins, l'intérêt n'est pas aussi important que la différence de performance qui peut exister entre ces deux systèmes.

En outre, la prise en compte du recyclage de certains matériaux accentue la différence entre les systèmes tout en préservant la hiérarchie. Des taux de recyclage élevés sont plutôt ca-

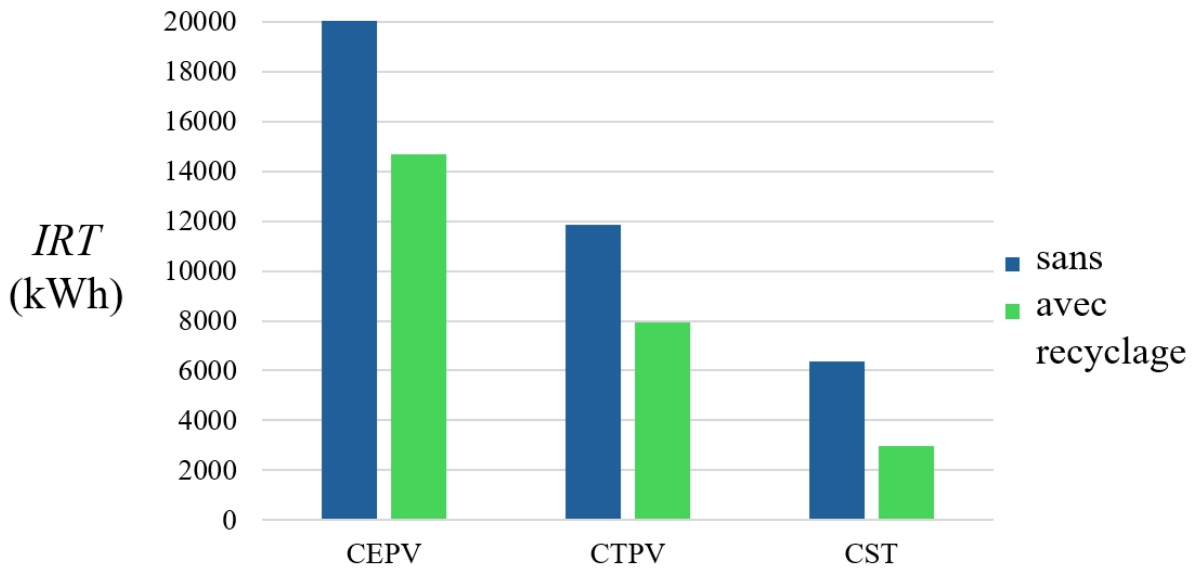


Figure 6 : *Comparaison de l'IRT des trois systèmes CEPV, CTPV et CST en tenant compte ou non du recyclage*

ractéristiques de matériaux couramment utilisés et qui se présentent actuellement en une relative abondance. On remarque que le CST présente des matériaux avec un IRT_m faible le rendant encore plus intéressant quand le recyclage est pris en compte.

Cette comparaison met en exergue l'intérêt de systèmes sobres en matériaux de façon générale et, en particulier, de matériaux pouvant se révéler critiques. Dans le but de produire de l'eau chaude sanitaire, il n'est pas nécessaire de devoir faire appel à des systèmes complexes qui mobilisent des matériaux pouvant servir à des usages à valeur ajoutée nettement plus élevée. L'indicateur IRT peut être adjoint à l'analyse de cycle de vie pour apporter la notion relative à la valeur intrinsèque des matériaux, elle-même liée à la disponibilité de la ressource et à la facilité d'exploitation. Notons que, dans cette étude, cet indicateur se révèle aussi discriminant que l'énergie grise ou les quantités de CO_2 évitées.

Actuellement, cet indicateur semble pertinent pour les ressources minérales. Néanmoins, son application aux matières organiques et matériaux à base de polymère n'est pas, par contre, aussi évidente [10]. Ainsi, dans cette étude, les matières polymériques n'ont pas été prises en compte dans le calcul de l'IRT. Il serait intéressant de tenir compte de l'exergie associée à ce type de matériaux pour affiner l'étude.

Cette étude nous conduit à reconsidérer les solutions énergétiques que l'on doit choisir pour mener à bien la transition énergétique. Dans le cadre de la décarbonation de l'énergie, le fait de passer des énergies fossiles aux énergies renouvelables se traduit par une mobilisation bien plus grande en matières minérales pour la construction du système de conversion. L'attention doit donc se porter désormais sur les matières non-énergétiques en tenant compte des matériaux critiques qui peuvent être en quantité certes faible mais qui peuvent ne pas être facilement substituables. Ce cas est typique des matériaux photovoltaïques. De plus, les technologies qui peuvent sembler plus efficaces ne sont pas nécessairement plus "durables" du point de vue des matériaux qui les composent. En réalité, les systèmes avec une composition basique présente une valeur de rareté thermodynamique considérablement plus faible. De plus, le taux de recyclage des matériaux critiques est bien souvent très bas. Si les éléments présents dans les produits étaient récupérés, la rareté thermodynamique associée aux matériaux diminuerait, ce qui augmenterait la durabilité du produit. Il est donc essentiel de promouvoir la récupération et

le recyclage des matériaux précieux.

4. Conclusion

Dans cette étude, on met en évidence un indicateur qui associe à chacun des matériaux une valeur exergétique. Cet indicateur relatif à la rareté thermodynamique met en exergue les matériaux qui présentent des ressources difficiles à exploiter du fait de leur rareté et donc de leur faible concentration ainsi que de l'exergie nécessaire à leur raffinage. La présence de matériaux critiques certes en faible quantité dans un système conduit à devoir leur porter davantage d'attention. L'IRT_m est un indicateur intéressant pour mieux les intégrer dans l'analyse de cycle de vie. La comparaison à l'aide de cet indicateur de trois systèmes de production d'eau chaude sanitaire alimentés par l'énergie solaire montre que le chauffe-eau solaire thermique est nettement plus pertinent que les systèmes photovoltaïques. Le passage par le vecteur électricité pour, *in fine*, produire de la chaleur nécessite la mobilisation de nombreux matériaux caractérisés par une rareté thermodynamique élevée. Ainsi, l'électrification des usages thermiques à basse température comme l'ECS n'apparaît pas forcément comme la meilleure solution au regard de ce critère. De façon générale, la production de chaleur se révèle bien plus adaptée à partir d'une EnR thermique que d'une EnR électrique. L'IRT est donc un indicateur qui peut aider à la sélection de procédés énergétiques dans le cadre de la décarbonation de l'énergie. Pour consolider l'analyse, il devra être accompagné de l'évaluation du coût exergétique en fin de vie, c'est-à-dire de l'exergie nécessaire au recyclage et à la valorisation des procédés et des matériaux pour pouvoir les réintégrer dans un nouveau cycle de vie.

Références

[1] O. Vidal, *Matières premières et énergie : Les enjeux de demain*, ISTE Group (2018).
[2] Critical Raw Materials for Strategic Technologies and Sectors in the EU - A Foresight Study, 2020
[3] D.J. Bauer, R.T. Nguyen, B.J. Smith, *Critical Materials Assessment*, US Department of Energy, Jul. 2023
[4] A. Valero and A. Valero, *Thanatia - The destiny of the earth's mineral resources*, World Scientific (2015)
[5] ADEME-COSTIC, *Guide technique, Les besoins d'ECS en habitat individuel et collectif* (2016)
[6] R. Olivès, J.-M. Mancaux, M. Perier-Muzet, *Congrès SFT* (Reims 2023)
[7] R. L. Cornelissen, *Thermodynamics and sustainable development : the use of exergy analysis and the reduction of irreversibility*, PhD dissertation, University of Twente, Netherlands, (1997)
[8] V.M. Fthenakis, H.C. Kim, R. Frischknecht, M. Raugei, P. Sinha, M. Stucki, *Life cycle inventories and life cycle assessment of photovoltaic systems*. IEA, PVPS Task 12, Report T12-T02. (2011).
[9] E. Carnevale, L. Lombardi, L. Zanchi, Life Cycle Assessment of solar energy systems : Comparison of photovoltaic and water thermal heater at domestic scale, *Energy* 77 (2014)
[10] K. Whiting, L. G. Carmona, T. Sousa, A review of the use of exergy to evaluate the sustainability of fossil fuels and non-fuel mineral depletion, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 76 (2017)

Évaluation à l'échelle système de composants innovants pour les collecteurs cylindro-paraboliques

Evaluation of innovative components at the system-scale for parabolic-trough collectors

Clara DOUILLARD[1], Marianne BIERON[1,*]

[1]IMT Nord Europe, Institut Mines-Telecom, Univ. Lille, CERI Énergie Environnement, 59000 Lille, France

[*](auteur correspondant : marianne.bieron@imt-nord-europe.fr)

Résumé - Cet article présente le développement, la validation et l'utilisation d'un modèle Modelica pour évaluer les composants innovants destinés à améliorer les performances des collecteurs solaires cylindro-paraboliques. De nombreux travaux scientifiques proposent des solutions telles que de nouveaux fluides, de nouvelles géométries ou encore de nouveaux revêtements de tubes absorbeurs. Ces innovations sont généralement évaluées de manière isolée. La méthode d'évaluation à l'échelle système proposée dans cet article permet d'évaluer les impacts individuels mais aussi cumulés de ces innovations dans des conditions de fonctionnement proches de celles d'un système complet.

Abstract - This article presents the development, validation, and use of a Modelica model to evaluate innovative components designed to improve the performance of parabolic trough collectors. Numerous scientific studies propose solutions such as new fluids, new geometries, and new absorber tube coatings. These innovations are generally evaluated in isolation. The system-level evaluation method proposed in this article makes it possible to evaluate the individual and cumulative impacts of these innovations under operating conditions similar to those of a complete system.

1. Introduction

La chaleur représente 45% de l'énergie finale consommée en France. Elle est aujourd'hui produite à 60% par des énergies fossiles. Face à la nécessité de réduire les émissions de gaz à effet de serre du mix énergétique et de diversifier les sources d'énergie, le développement et l'amélioration des technologies solaires thermiques est stratégique. Cet article s'intéresse en particulier aux collecteurs solaires cylindro-paraboliques (PTC). De nombreux travaux scientifiques cherchent à améliorer leurs performances en développant de nouveaux fluides [1], de nouvelles géométries de tubes [2] ou encore de nouveaux revêtements de tubes [3]. Ces recherches, réalisées souvent à l'échelle du composant, permettent difficilement d'évaluer l'impact de ces améliorations une fois le collecteur intégré à un système complet [4]. De plus, l'impact cumulé des différents types d'améliorations des composants n'est jamais analysé. L'objectif de cette étude est donc d'évaluer les performances de ces collecteurs à l'aide de la simulation à l'échelle système pour différents types d'améliorations (géométrie, revêtement du tube absorbeur et huile thermique). La méthode d'évaluation à l'échelle système proposée dans cet article permet d'évaluer les impacts individuels mais aussi cumulés de ces innovations dans des conditions de fonctionnement proches de celles d'un système complet. La première partie de l'article présente le développement et la validation du modèle Modelica de collecteur cylindro-parabolique avec Dymola. La seconde partie présente la méthode proposée pour

l'évaluation à l'échelle systèmes des composants innovants pour les collecteurs cylindro-paraboliques. La troisième partie de cet article présente les résultats obtenus.

2. Développement et validation du modèle de collecteurs cylindro-paraboliques

2.1. Modélisation du collecteur cylindro-parabolique

Pour cette étude, le logiciel de simulation système Dymola [5], basé sur le langage Modelica, a été utilisé afin de créer une bibliothèque de composants permettant de modéliser les différents composants des collecteurs PTC et leurs améliorations. Le modèle de collecteur cylindro-parabolique, représenté par la figure 1, s'appuie sur les composants de la Modelica Standard Library [5], et a été adapté du modèle de Forristal [6], auquel ont été ajoutées des capacités thermiques au niveau du tube absorbeur et de l'enveloppe en verre.

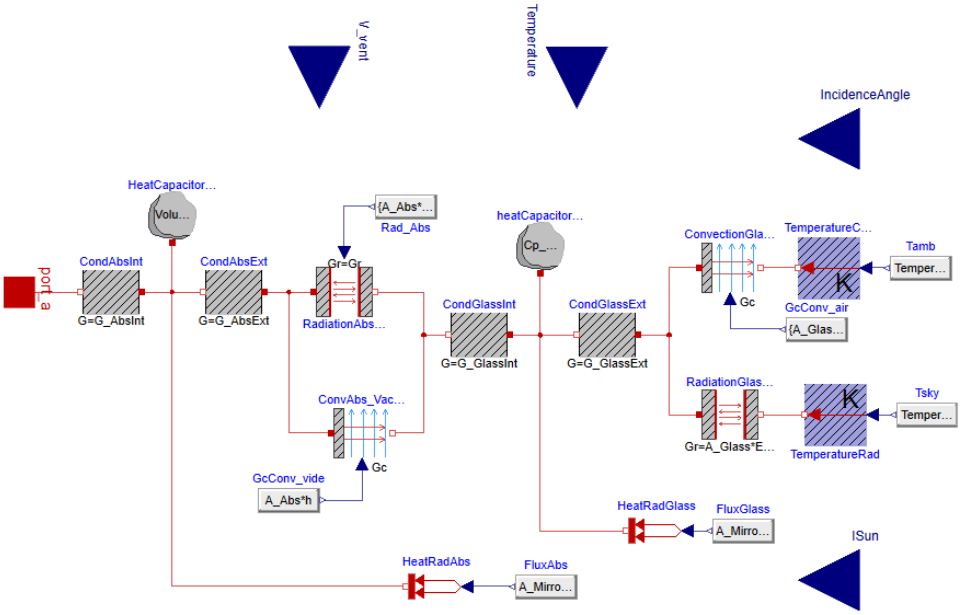


Figure 1 : *Modèle Modelica du collecteur cylindro-parabolique (composants issus de la Modelica standard library)*

Le modèle du collecteur cylindro-parabolique a été paramétré afin de correspondre au modèle Schott HCE PTR 70 dont les caractéristiques figurent dans le tableau 1 :

Paramètres	*Valeurs*	*Paramètres*	*Valeurs*
Longueur collecteur	4,06 m	Absorptance verre	0,02
Aperture	5 m	Absorptance absorbeur	0,97
Épaisseur verre	0,005 m	Émissivité verre	0,89
Diamètre verre	0,125m	Conductivité verre	1,04 W/m.K
Diamètre absorbeur (ext)	0,07m	Conductivité absorbeur	20W/m.K
Diamètre absorbeur (int)	0,066m	Coefficient Convection sous vide	0,0001115W/m^2.K
Masse volumique verre	2230 kg/m^3	Capacité thermique verre	830J/K.kg
Masse volumique absorbeur	8000 kg/m^3	Capacité thermique absorbeur	500J/K.kg
Réflectivité miroir	1	Réflectance	0,935
Transmissivité	0,97	Erreurs ombres	1
Erreurs Tracking soleil	1	Erreurs géométrie	0,98
Autres erreurs	0,96	Angle incidence	0°

Tableau 1 : *Propriétés du collecteur cylindro-parabolique modélisé*

2.2. Modélisation du fluide caloporteur

Les collecteurs solaires cylindro-paraboliques utilisent des fluides caloporteurs avec une capacité thermique élevée afin d'atteindre des températures élevées permettant ainsi de répondre au mieux aux besoins de chaleur. Afin d'assurer des échanges de chaleur entre le tube absorbeur et le fluide caloporteur, il faut également s'assurer que le fluide reste liquide à la température de travail. Un solution est l'utilisation d'huiles thermiques dans ce type de collecteur. Ce type de fluide n'est pas inclus dans la Modelica Standard Library. Il a donc fallu ajouter les fluides nécessaires à l'intégration système de collecteurs cylindro-paraboliques. Le package Medium de la Modelica standard Library recense tous les fluides utilisables avec les composants des packages standards. Les nouveaux fluides ont été implémentés en utilisant le modèle de base pour les fluides incompressibles qui se base sur des tables de propriétés thermodynamiques Media/Incompressible/TableBased). Ce modèle nécessite d'indiquer pour une plage de températures préalablement renseignée la viscosité dynamique en Pa/s, la capacité thermique en J/kg.m, la masse volumique en kg/m3, la conductivité thermique en W/m.K et la pression de vapeur en Pa. Dans le cadre de cet article, seul le nouveau fluide modélisé correspondant au Syltherm800 [7] a été utilisé.

2.3. Validation

Une fois les différents composants et le modèle de collecteur créés, il a été nécessaire de les valider en vérifiant que leurs comportements sont réalistes. Deux jeux de données expérimentaux publiés par la NREL ont été utilisés pour cela :

- Heat Loss Testing of Schott's 2008 PTR70 Parabolic Trough Receiver de NREL datant de 2008 [8] : il s'agit d'une validation des pertes thermiques sur banc d'essai en intérieur en testant uniquement le tube absorbeur et l'enveloppe en verre avec vide d'air entre les deux surfaces. La modélisation numérique de cette expérimentation est schématisée figure 2a.
- Final Test Results Schott HCE on a LS-2 Collector de Sandia National Laboratories datant de 2005 [9] : Il s'agit d'un jeu de données d'essais en conditions extérieures avec des collecteurs complets permettant une validation système du modèle développé schématisée figure 2b.

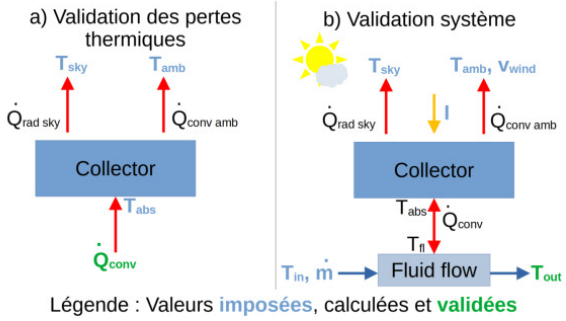


Figure 2 : *Représentation schématique de la validation des pertes thermiques et système*

L'utilisation de ces deux jeux de mesures permet une validation relativement complète puisqu'on valide en premier lieu uniquement l'efficacité thermique du tube absorbeur et de l'enveloppe en verre puis le collecteur en entier. Les deux expérimentations sont relativement datées (2005 et 2008) cependant, si les revêtements des tubes absorbeurs ont pu être améliorés depuis ces expérimentations, le principe général de la technologie est resté identique et ces résultats expérimentaux demeurent fiables pour la validation du modèle physique et des paramètres choisis. Il serait néanmoins intéressant de compléter ces validations par des données dynamiques. En effet, les deux jeux de données utilisés correspondent à des points de validation statiques (systèmes à l'équilibre), et il serait intéressant de confronter le modèle à des jeux de données dynamiques (données permettant de suivre l'évolution du système dans le temps).

2.3.1. Validation des pertes thermiques du tube

Cette expérimentation permet d'évaluer les pertes thermiques au niveau du tube absorbeur et de l'enveloppe en verre des collecteurs solaires cylindro-paraboliques. Pour cela, en laboratoire, différentes températures sont successivement imposées à la paroi intérieure du tube absorbeur à l'aide d'une cartouche chauffante placée à l'intérieur de celui-ci. Pour chaque niveau de température imposé au tube absorbeur, la puissance à fournir pour maintenir la température de la paroi intérieure du tube absorbeur, la température de l'enveloppe en verre et la température ambiante du laboratoire sont relevées. Le laboratoire a une température ambiante entre 23-25°C. Afin de valider la modélisation des pertes thermiques, l'expérimentation a été reproduite sous forme de simulation. Dans ce modèle, il a été considéré qu'à l'intérieur du laboratoire, il n'y avait aucun rayonnement solaire et pas de vent. Afin de simuler les pertes thermiques sur Dymola, il a été imposé au modèle de collecteur une température au niveau du port thermique qui relie habituellement la couche supérieure du fluide et la surface intérieure de l'absorbeur et la puissance calculée sur le nœud a été relevée. Les résultats des simulations avec Dymola ainsi que les données expérimentales sont représentés dans la figure 3. Il est indiqué dans le rapport de l'expérimentation que l'incertitude de mesure pour les pertes thermiques est de 10 W/m. On peut constater que l'erreur entre les données simulées et modélisées est inférieure à 10 W/m. On peut donc considérer que le modèle est valide en ce qui concerne les pertes thermiques.

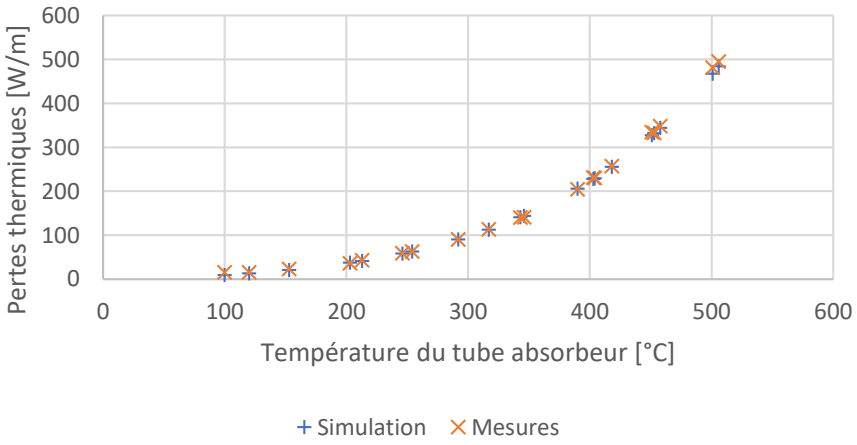


Figure 3 : *Validation des pertes thermiques avec Dymola en utilisant les données de [8]*

2.3.2. Validation système du collecteur cylindro-parabolique

Cet essai, effectué en 2005, a pour objectif d'estimer en conditions réelles l'efficacité énergétique du collecteur en utilisant un fluide caloporteur (Syltherm 800). Pour cela, deux collecteurs cylindro-paraboliques Schott PTR 70 ont été installés en série. L'orientation du collecteur cylindro-parabolique est contrôlée de manière à concentrer sur les tubes absorbeurs un rayonnement d'environ 1000 W/m². Le rapport de l'expérimentation renseigne les différentes températures en entrée et en sortie, l'irradiation solaire exacte, la température ambiante, la vitesse du vent ainsi que le débit de l'huile thermique. Le modèle développé de collecteur cylindro-parabolique a été validé en calculant la température du fluide caloporteur en sortie en fonction des autres paramètres renseignés pour l'expérimentation. Les résultats de cette comparaison (différence de température entre l'entrée et la sortie du collecteur simulées et mesurées et erreur relative entre le modèle et la simulation) sont représentés dans la figure 4.

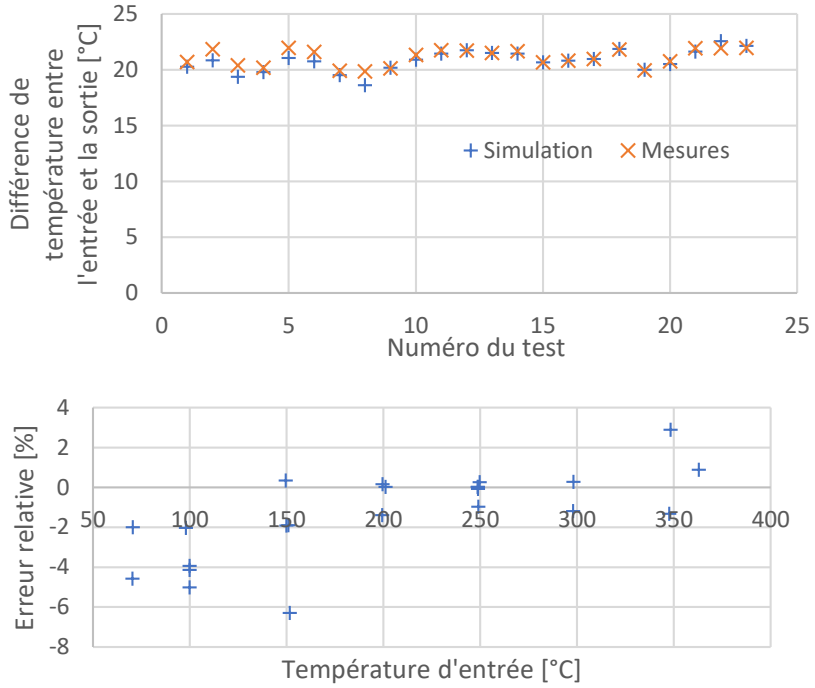


Figure 4 : *Différence de température entre l'entrée et la sortie pour l'expérimentation (en orange) et le modèle (en bleu) et erreur relative en fonction de la température d'entrée du fluide*

3. Évaluation à l'échelle système des composants innovants

3.1. Modélisation des améliorations apportées aux composants

3.1.1. Modification de la géométrie des tubes absorbeurs

Afin de pouvoir facilement implémenter des variantes de géométrie du tube absorbeur, il a été nécessaire de développer un nouveau modèle de tube avec des échanges thermiques le long de la paroi. Ainsi, l'écoulement de l'huile thermique dans le tube absorbeur et les échanges de chaleur entre l'huile et la surface intérieure du tube ont été modélisés en utilisant les équations de conservation de la masse et de l'énergie, de transfert par convection (dépendant du coefficient de convection) et les équations de pertes de charge (Darcy-Weisbach) dépendant d'un coefficient de friction.

L'étude qui a été menée s'est uniquement intéressée au cas des déformations de la paroi interne du tube absorbeur. D'autres modifications seraient à prendre en compte pour intégrer des déformations sur la paroi extérieure ou l'ajout d'inserts. Pour intégrer de nouvelles géométries, il est nécessaire de définir au préalable à l'aide de modélisation CFD le nouveau coefficient de convection h (ou bien le nombre de Nusselt), le coefficient de friction qui permet de calculer les nouvelles pertes de charges le long du tube, le périmètre interne moyen du tube ainsi que la nouvelle surface d'échanges. À part le coefficient de friction, ces paramètres permettent d'améliorer les échanges thermiques le long de la paroi intérieure du tube et ainsi d'améliorer l'efficacité thermique du collecteur. Aterme, l'objectif du modèle proposé ici est d'intégrer dans des systèmes complets des résultats de modèle CFD de composants améliorés. Pour cet article, les résultats des simulations CFD du projet n'étant pas encore disponibles, la nouvelle géométrie de tube absorbeur étudiée est issue des travaux de Byiringiro et al. [10] car ils comportent un grand nombre de données et de courbes exploitables. Dans cet article, les chercheurs ont testé 3 nouvelles géométries et ont simulé le comportement du Syltherm 800 et d'un mélange de nanofluide/Syltherm 800 pour quatre températures d'huile thermique en entrée du tube différentes. Cette étude a montré que certaines des géométries apportaient des améliorations au niveau du Nusselt, et donc de la convection du fluide. Pour cet article, la

première géométrie proposée par Byiringiro et al. a été car cette dernière malgré un rendement thermique inférieur à la troisième configuration proposée offrait un PEC (performance evaluation criterion) similaire pour un ajout de matière au niveau du tube absorbeur similaire.

3.1.2. Fluides innovants

Pour implémenter de nouveaux fluides, il est nécessaire, comme dans le cas du Syltherm 800, de connaître la viscosité dynamique en Pa/s, la capacité thermique en J/kg.m, la masse volumique en kg/m3, la conductivité thermique en W/m.K et la pression de vapeur en Pa du nouveau fluide, en fonction d'une large plage de température. Pour cet article, il n'a pas été possible, faute de temps, d'évaluer l'impact de l'amélioration des fluides ; cependant, cela fait partie des perspectives pour le projet.

3.1.3. Nouveaux revêtements pour les tubes absorbeurs

Le revêtement des tubes absorbeurs est représenté par son émissivité et son absorptivité. L'augmentation de l'absorptivité du revêtement permet d'améliorer l'efficacité optique du collecteur en absorbant une plus grande part du rayonnement solaire. La diminution de l'émissivité du revêtement permet de diminuer les échanges radiatifs du tube absorbeur vers l'enveloppe en verre et donc d'améliorer l'efficacité thermique du collecteur. Dans le cadre de cet article, des valeurs fixes sont ajoutées ou retirées à l'émissivité et à l'absorptivité du collecteur de base.

3.2. Méthode d'évaluation à l'échelle système

Plusieurs simulations en conditions réelles avec différentes géométries ont été effectuées afin de comparer les améliorations par rapport au collecteur « classique ». Pour cela, un système intégrant un collecteur cylindro-parabolique a été modélisé afin de par la suite les intégrer à des systèmes complets permettant par exemple la production d'électricité (eau à 400°C) ou l'alimentation d'un réseau de chaleur urbain (eau à 80°C). Le système est simulé pour le mois de juin 2024 à Calais. Pour cette étude, une version simplifiée du système a été modélisée. La température d'entrée du collecteur est fixe ainsi que la température de consigne pour la sortie du collecteur. Un contrôleur PID permet de réguler le débit du fluide traversant le tube absorbeur pour obtenir une augmentation de 5°C de la température du fluide à la sortie du collecteur par rapport à l'entrée. Dans un système plus réaliste, plusieurs collecteurs cylindro-paraboliques seraient connectés en série. Le système modélisé et son pilotage sont représentés dans la figure 5 ci-dessous.

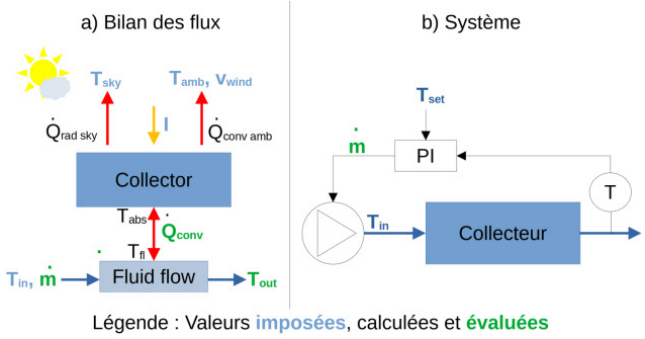


Figure *5* : *Schéma de l'étude système du collecteur cylindro-parabolique et son pilotage*

4. Résultats

4.1. Cas de référence

La figure 6 représente l'évolution de la température de l'huile thermique en sortie du collecteur, le débit massique de l'huile ainsi que la chaleur transmise au fluide en fonction du

temps. Il s'agit de la configuration de base du collecteur cylindro-parabolique en considérant une température de 380K pour le fluide à l'entrée du collecteur. Le système a également été simulé pour une température de l'huile thermique en entrée du collecteur à 440K qui correspond aux bornes inférieures et supérieures des températures testées dans l'article utilisé comme référence pour la nouvelle géométrie de tube absorbeur.

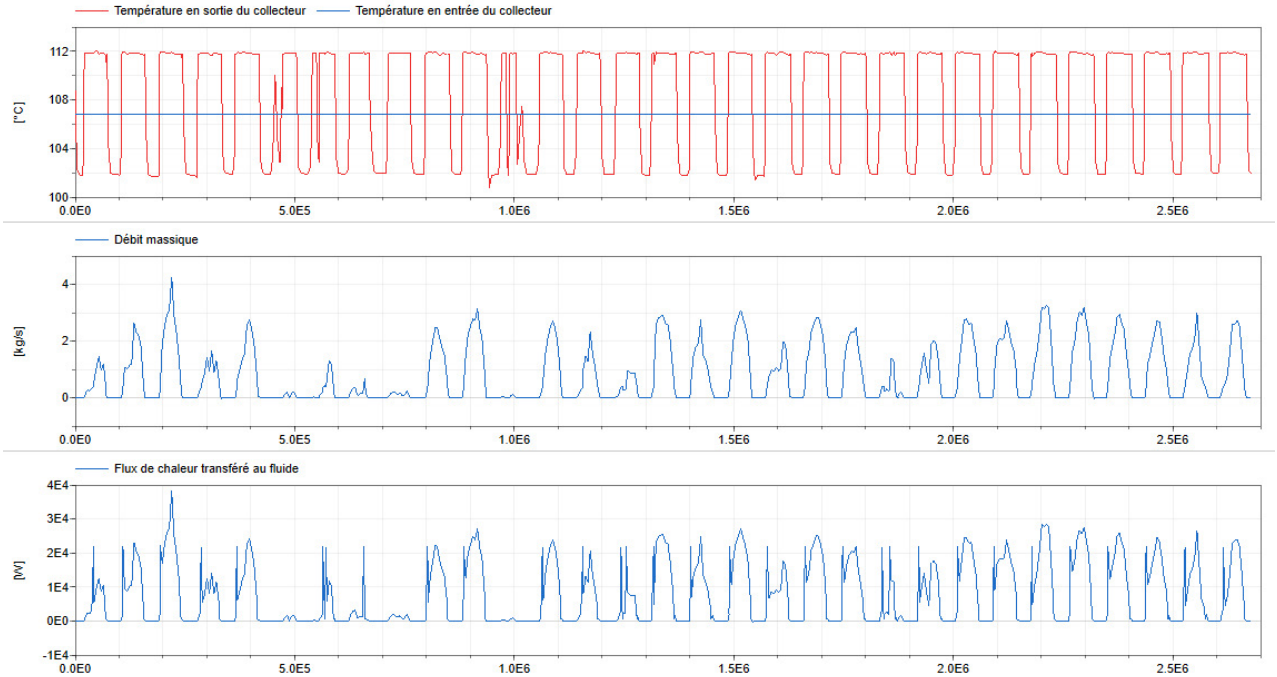


Figure 6 : *Résultat du cas de base pour l'analyse système des collecteurs cylindro-paraboliques*

4.2. Analyse paramétrique des composants innovants

Dans le cadre de cette étude, seulement trois améliorations du collecteur ont été testées :

- Modification de la surface intérieure du tube absorbeur : le cylindre de base a été remplacé par la configuration 1 (5 ailettes de 4 mm d'épaisseur et d'une hauteur variant entre 6 et 20 mm positionnées sur la surface intérieure du tube absorbeur) des travaux de Byiringiro et al. [10]
- Augmentation de l'absorptivité de 0.01
- Diminution de l'émissivité de 0.01.

Enfin, ces trois améliorations ont été testées simultanément. Les résultats figurent dans le tableau 2 ci-dessous pour les deux températures d'entrée testées (380K et 440K). La première colonne indique l'énergie transmise au fluide au cours du mois, la seconde, efficité énergétique du colelcteur. Au regard de la géométrie choisie et de l'écart d'absorptivité choisi, il semblerait que l'amélioration du revêtement ait un impact plus important sur les performances du collecteur. Cependant, il faudrait prendre en compte d'autres géométries et étudier davantage la latitude d'amélioration possible pour les revêtements. Il faut de plus noter que ces résultats comparent uniquement l'amélioration des propriétés thermiques à l'échelle du collecteur cylindro-parabolique et ne prennent donc pas en compte le surplus de consommation énergétique au niveau de la pompe dû à l'augmentation du coefficient de friction dans le tube absorbeur.

On peut également voir que la température de l'huile thermique a peu d'impact sur l'amélioration de l'efficacité énergétique du collecteur. Cependant, il serait intéressant de vérifier la sensibilité de ces résultats pour une gamme plus large de températures d'entrée du fluide. Enfin, en considérant simultanément tous les types d'amélioration testés, l'amélioration globale de l'efficacité énergétique est autour de 1,3 %. Ce résultat est cohérent avec les rendements déjà importants de ce type de collecteur. Cependant, il faudrait vérifier l'impact de

l'incertitude de mesure des paramètres représentatifs de l'amélioration des composants (absorptivité et émissivité du revêtement, Nusselt et coefficient de friction du tube absorbeur et propriétés du fluide) sur les résultats de la simulation pour s'assurer de l'effectivité de l'amélioration du rendement simulée.

	Tin : 380K		*Tin : 440 K*	
	E	*Rendement*	*E*	*Rendement*
	kWh	%	kWh	%
Cas de base	5264,7	77,5	5240	77,1
Géométrie	5292,9	77,9	5267,3	77,5
Absorptivité	5320,7	78,3	5295,8	77,9
Emissivité	5275,4	77,6	5255,8	77,3
Tout	5356,8	78,8	5334,3	78,5

Tableau 2 : *Impact des améliorations du tube absorbeur des collecteurs cylindro-paraboliques*

5. Conclusion

Cet article propose une méthode pour évaluer à l'échelle système des composants innovants pour les collecteurs cylindro-paraboliques. Un modèle de collecteur cylindro-parabolique a été développé et validé à l'aide de données expérimentales. Des modifications de la géométrie des tubes absorbeurs et de leur revêtement ont été modélisées. Un système intégrant un collecteur cylindroparabolique ainsi que les différents composants innovants a été modélisé afin d'évaluer l'impact des différentes modifications. La modification de la géométrie des tubes absorbeurs semble avoir peu d'impact. Il faudrait tester d'autres géométries innovantes pour espérer améliorer le rendement du système. La modification du revêtement du tube absorbeur semble plus efficace puisqu'elle permet d'améliorer à la fois les rendements thermiques et optiques du système. De futurs travaux procéderont à une analyse de sensibilité afin de déterminer plus précisément les améliorations à privilégier.

Références

[1] Byiringiro, J., Chaanaoui, M., & Hammouti, B. (2025). Enhancement of thermal performance in parabolic trough solar Collectors: Investigation of three novel receiver configurations using advanced heat transfer fluids. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, *293*, 113833.

[2] Bellos, E., Tzivanidis, C., & Tsimpoukis, D. (2017). Thermal enhancement of parabolic trough collector with internally finned absorbers. *Solar energy*, *157*, 514-531.

[3] Noč, L., & Jerman, I. (2022). Review of the spectrally selective (CSP) absorber coatings, suitable for use in SHIP. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, *238*, 111625.

[4] Manikandan, G. K., Iniyan, S., & Goic, R. (2019). Enhancing the optical and thermal efficiency of a parabolic trough collector–A review. *Applied energy*, *235*, 1524-1540.

[5] Modelica Standard Library https://github.com/modelica/ModelicaStandardLibrary

[6] Forristall, R. (2003). Heat Transfer Analysis and Modeling of a Parabolic Trough Solar Receiver Implemented in Engineering Equation Solver. https://doi.org/10.2172/15004820

[7] SYLTHERM™ 800 Stabilized Heat Transfer Fluid Technical Data Sheet https://www.dow.com/en-us/documentviewer.html?docPath=/content/dam/dcc/documents/176/176-01469-01-sylltherm-800-stabilized-heat-transfer-fluid.pdf

[8] Moss, T., & Brosseau, D. (2005). Final test results for the Schott HCE on a LS-2 collector. https://doi.org/10.2172/958386

[9] Burkholder, F., & Kutscher, C. (2009). Heat Loss Testing of Schott's 2008 PTR70 Parabolic Trough Receiver. https://doi.org/10.2172/1369635

[10] Byiringiro, J., Chaanaoui, M., & Halimi, M. (2024). Heat transfer enhancement of a parabolic trough solar collector using innovative receiver configurations combined with a hybrid nanofluid: CFD analysis. Renewable Energy, 233, 121169. https://doi.org/10.1016/j.renene.2024.121169

Remerciements

Les autrices souhaitent exprimer leur gratitude à Aimad Koulali, Pascale Bouvier et Serge Russeil pour les nombreux échanges que nous avons eus dans le cadre de ce projet.

Modélisation semi-analytique d'un revêtement sélectif plasmoniques pour le solaire thermique

Aimad Koulali[1*], **Serge Russeil**[1]

[1] IMT Nord Europe, Institut Mines-Télécom, Univ. Lille, Centre for Energy and Environment, F-59000 Lille, France
[*](auteur correspondant : aimad.koulali@imt-nord-europe.fr)

Résumé - L'énergie solaire thermique offre une voie intéressante pour produire une chaleur durable, à condition d'optimiser l'absorption du rayonnement et de limiter les pertes radiatives au niveau de l'absorbeur. Dans cette perspective, nous visons la conception de revêtements sélectifs dopés en nanoparticules plasmoniques capables de combiner une forte absorbance dans le spectre solaire, une approche qui a fait ses preuves pour les cermets métal-diélectrique et qui est pertinente pour les applications à haute température. L'objectif de ce travail est de développer un code de calcul semi-analytique, rapide et interprétable, qui prédit les propriétés optiques et radiatives de tels revêtements. L'approche couple une stratégie de milieu effectif hybride (combinant Maxwell-Garnett et Bruggeman) intégrant les effets de taille nanométriques pour les couches composites, et un formalisme de propagation en couches minces (TMM) pour estimer réflectance, transmittance et absorptance spectrales. Les hypothèses de départ portent sur des couches planes et isotropes, couvrant une large gamme de fractions volumiques, une incidence normale et un substrat traité comme semi-infini. Le plan de validation s'appuie d'abord sur un échantillon "sandwich" alumine-cermet-alumine déposé sur silicium, dont les courbes d'absorptance mesurées expérimentalement servent de référence pour calibrer le modèle.

Nomenclature

$A(\lambda)$	absorptance spectrale
$R(\lambda)$	réflectance spectrale
$T(\lambda)$	transmittance spectrale
f	fraction volumique métallique
r	rayon des nanoparticules métalliques, nm
d	épaisseur de la couche nanocermet, nm
d_i	épaisseur de la couche i
n_0	indice du milieu incident
n_s	indice du substrat
$I_{\mathrm{sol}}(\lambda)$	irradiance spectrale solaire AM1.5
v_F	vitesse de Fermi des électrons
A	facteur adimensionnel de diffusion de surface

Symboles grecs

ε_m	permittivité complexe du métal
ε_d	permittivité complexe du diélectrique
$\varepsilon_{\mathrm{eff}}$	permittivité diélectrique effective du nanocermet
$\varepsilon_{\mathrm{Ag}}$	permittivité diélectrique complexe de l'argent nanométrique
γ	taux d'amortissement électronique
γ_{bulk}	taux d'amortissement du métal massif
ω	pulsation angulaire du champ électromagnétique
δ_i	déphasage optique de la couche i
α_{sol}	absorptance solaire intégrée

Indices et exposants

bulk	propriété associée au matériau massif
nano	propriété corrigée à l'échelle nanométrique
sol	grandeur pondérée par le spectre solaire

1. Introduction

La conversion photothermique de l'énergie solaire constitue une voie technologique majeure pour la production d'électricité décarbonée (via les centrales solaires à concentration, CSP) et la fourniture de chaleur pour les procédés industriels. La performance globale de ces systèmes repose essentiellement sur l'efficacité du revêtement absorbeur, qui doit capter le maximum de rayonnement solaire incident tout en limitant les pertes thermiques radiatives, souvent à des

températures de fonctionnement élevées. Pour répondre à cette exigence contradictoire, les surfaces doivent présenter une sélectivité spectrale idéale : une absorptance élevée dans le spectre solaire ($\lambda < 2.5\,\mu m$) et une émissivité faible dans l'infrarouge lointain ($\lambda > 2.5\,\mu m$). La simulation numérique est devenue un outil incontournable pour concevoir de telles structures. La méthodologie fondamentale, décrite par Nejati et al. [1], s'articule autour de trois étapes clés : la définition des propriétés optiques des matériaux, l'homogénéisation des couches composites (cermets) et le calcul de la réponse spectrale de l'empilement. Pour simuler la permittivité effective (ε_{eff}) des cermets à forte concentration métallique, l'approximation de Bruggeman est généralement privilégiée par rapport à celle de Maxwell-Garnett. Elle relie ε_{eff} aux permittivités du métal (ε_m) et de la matrice (ε_d) selon la fraction volumique f [1].
Au-delà des structures homogènes, Sergeant et al. [2] ont exploré des architectures géométriques complexes (réseaux sub-longueur d'onde) nécessitant des solveurs électromagnétiques avancés. L'optimisation globale du système est ensuite devenue centrale. Bermel et al. [3] ont établi des algorithmes numériques puissants pour maximiser le rendement des systèmes thermophotovoltaïques. Dans cette continuité, Chester et al. [4] ont appliqué ces méthodes d'optimisation aux cermets réfractaires (W/SiO_2) en introduisant une métrique d'efficacité thermique. Sakurai et al. [5] ont étendu cette approche numérique pour concevoir des absorbeurs insensibles à l'angle d'incidence. Cependant, ces approches purement numériques ont des limites. Zhou et al. [6] ont récemment souligné la nécessité de coupler ces optimisations avec des modèles analytiques interprétables, capables de relier explicitement la microstructure (taille des grains, forme) aux performances macroscopiques, afin de guider la conception de manière plus physique. Ce besoin de modèles physiques fins est confirmé par d'autres travaux. Lu et al. [9] ont analysé les limites des milieux effectifs via la densité spectrale, tandis que Gao et al. [10] ont quantifié l'impact de la diffusion par les particules. Par ailleurs, Wang et al. [13] ont démontré que l'utilisation de constantes optiques massives (*bulk*) dans les algorithmes induit des erreurs de prédiction significatives pour les films minces. Le choix des matériaux a aussi fait l'objet de synthèses. Cao et al. [7] ont souligné les limites de stabilité des cermets oxydes. Kumar et al. [8] ont alors proposé les céramiques réfractaires comme alternatives, tandis que Shimizu et al. [12] ont étudié des structures simplifiées TCO/métal. De plus, les revues récentes de Noc et Jerman [14] et de Ding et al. [15] confirment que la fiabilité à long terme est le nouvel enjeu majeur.

L'optimisation des performances héliothermiques en conditions opératoires réelles, au-delà des simples propriétés spectrales statiques, constitue un enjeu majeur récemment souligné par Grosjean et al. [16]. Leurs travaux, ainsi que ceux portant sur l'ingénierie des couches poreuses [17], démontrent la nécessité de disposer de modèles optiques précis pour alimenter les algorithmes de conception. C'est dans cette perspective que s'inscrit le présent travail, qui constitue la première brique du développement d'un code de calcul semi-analytique dédié à la simulation rapide et interprétable de revêtements solaires complexes. L'originalité de cette étape préliminaire réside dans l'implémentation d'une approche de milieu effectif hybride intégrant explicitement l'effet de taille des nanoparticules sur la permittivité du métal (correction de Drude). Afin de valider ce formalisme, nous limitons ici l'étude à un empilement de type sandwich représentatif. Cette approche permet de combler partiellement le gap entre les théories classiques, souvent imprécises pour les nanostructures, et les méthodes numériques lourdes, ouvrant ainsi la voie à un couplage efficace avec des algorithmes d'optimisation globale.

2. Contexte théorique

Dans ce travail, une structure nanocermet Ag–Al_2O_3 de type sandwich est étudiée numériquement afin de valider un modèle optique et d'analyser l'influence de paramètres physiques

clés sur les propriétés d'absorption spectrale. L'architecture considérée ne correspond pas à l'absorbeur solaire sélectif final destiné à une application industrielle, mais à une structure modèle simplifiée. Ce choix est motivé par des considérations expérimentales et physiques, telles que rapportées par Gao *et al.* [18], où une couche nanocermet est encapsulée entre deux couches d'alumine optiquement transparentes dans le domaine spectral étudié. Dans cette configuration, les couches d'alumine jouent un rôle passif de protection et d'isolation vis-à-vis de l'environnement et du substrat, tandis que l'absorption optique mesurée peut être attribuée de manière prédominante aux propriétés intrinsèques du nanocermet, notamment aux pertes plasmoniques associées aux nanoparticules métalliques.

Le nanocermet Ag–Al_2O_3 est traité comme un milieu effectif homogène. Afin de décrire fidèlement la topologie du composite sur toute la plage de concentration, et en tenant compte de la morphologie non sphérique des particules générées par pulvérisation (agrégats, *nanorods*), une approche hybride intégrant un facteur de forme géométrique L est adoptée pour le calcul de la permittivité diélectrique complexe effective ε_{eff}.

Pour les faibles fractions volumiques ($f < 30\%$), correspondant au régime d'inclusions métalliques isolées dans une matrice continue, le modèle de Maxwell-Garnett généralisé est utilisé. Ce modèle décrit les résonances localisées des nanoparticules anisotropes sans interactions proches [19] :

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_d + \frac{f\varepsilon_d(\varepsilon_m - \varepsilon_d)}{\varepsilon_d + L(1-f)(\varepsilon_m - \varepsilon_d)}, \tag{1}$$

où ε_m et ε_d sont les permittivités respectives du métal et du diélectrique, et L représente le facteur de dépolarisation

Lorsque la fraction volumique augmente ($f \geq 30\%$), les interactions électromagnétiques inter-particulaires et les effets de percolation deviennent prépondérants. Le modèle de Bruggeman généralisé, qui traite symétriquement les inclusions et la matrice, est alors appliqué pour déterminer la permittivité effective :

$$f\frac{\varepsilon_m - \varepsilon_{\text{eff}}}{\varepsilon_{\text{eff}} + L(\varepsilon_m - \varepsilon_{\text{eff}})} + (1-f)\frac{\varepsilon_d - \varepsilon_{\text{eff}}}{\varepsilon_{\text{eff}} + L(\varepsilon_d - \varepsilon_{\text{eff}})} = 0. \tag{2}$$

Les propriétés optiques de l'argent sont décrites à partir des données expérimentales du matériau massif mesurées par [20], qui sont ensuite corrigées afin de prendre en compte les effets de taille à l'échelle nanométrique. Lorsque le rayon des nanoparticules devient comparable au libre parcours moyen des électrons, la diffusion électronique aux interfaces induit un élargissement du taux d'amortissement du terme de Drude. Ce phénomène est classiquement pris en compte en modifiant le taux d'amortissement selon [21, 22] :

$$\gamma(r) = \gamma_{\text{bulk}} + A\frac{v_F}{r}, \tag{3}$$

où γ_{bulk} est le taux d'amortissement du matériau massif, v_F la vitesse de Fermi, r le rayon des nanoparticules et A un facteur adimensionnel de diffusion de surface.

La permittivité diélectrique complexe de l'argent nanométrique est alors modifiée sous la forme :

$$\varepsilon_{\text{Ag}}(\omega) = \varepsilon_{\text{bulk}}(\omega) - \varepsilon_{\text{Drude,bulk}}(\omega) + \varepsilon_{\text{Drude,nano}}(\omega), \tag{4}$$

permettant de conserver la contribution interbande issue des données expérimentales massives, tout en corrigeant la réponse des électrons libres par un amortissement dépendant de la taille, conformément au formalisme présenté par Kreibig et Vollmer [21]. L'impact de cette correction

sur la réponse diélectrique est illustré par les Figures 1. On y observe que la prise en compte de l'amortissement de surface induit un élargissement significatif du pic plasmonique en régime dilué, alors que cet effet est partiellement compensé par les interactions de milieu en régime concentré.

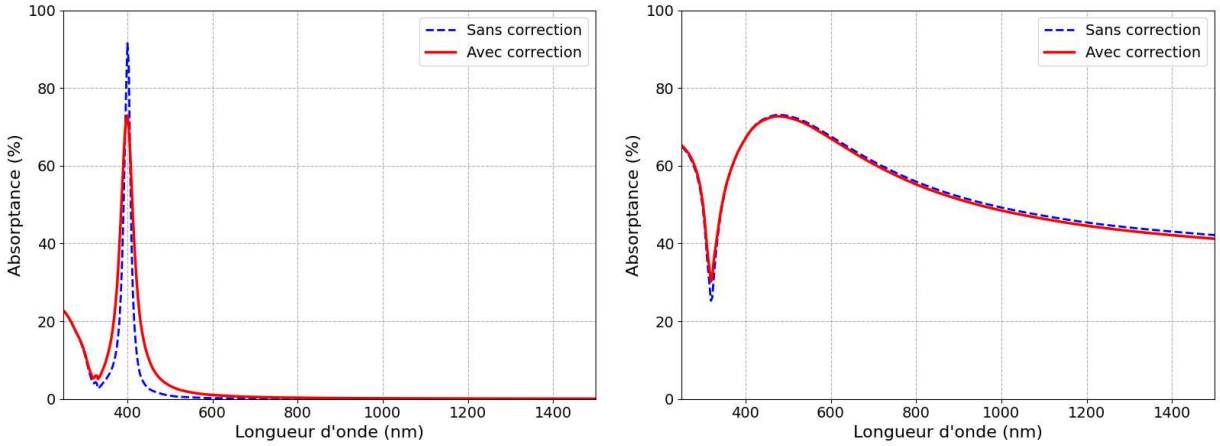


Figure 1 : *Effet du modèle de correction (Drude modifié) sur l'absorptance en régimes dilué à gauche ($f = 5\%$) et concentré à droite ($f = 40\%$), avec $r = 5$ nm, $d = 53$ nm, et $L = 0.44$.*

Les propriétés spectrales de réflexion et de transmission de la structure multicouche sont calculées à l'aide de la méthode des matrices de transfert appliquée à incidence normale. Cette méthode repose sur la propagation des champs électromagnétiques à travers un empilement de couches planes caractérisées par leurs indices complexes et leurs épaisseurs, comme détaillé dans les travaux de Heavens et al [23]. La matrice caractéristique de chaque couche est construite à partir du déphasage optique $\delta_i = 2\pi n_i d_i/\lambda$, et la matrice globale permet d'obtenir les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude $r(\lambda)$ et $t(\lambda)$.

La réflectance énergétique et la transmittance énergétique sont alors définies par :

$$R(\lambda) = |r(\lambda)|^2, \tag{5}$$

$$T(\lambda) = \frac{\Re(n_s)}{\Re(n_0)}\,|t(\lambda)|^2, \tag{6}$$

où n_0 et n_s sont respectivement les indices du milieu incident et du substrat. L'absorptance spectrale est ensuite obtenue par conservation de l'énergie :

$$A(\lambda) = 1 - R(\lambda) - T(\lambda), \tag{7}$$

conformément à la procédure expérimentale utilisée pour l'exploitation des spectres optiques des nanocermets [18]. Enfin, afin de relier les propriétés spectrales à une grandeur globale pertinente pour les applications solaires, l'efficacité solaire intégrée est définie comme le rapport entre l'énergie absorbée et l'énergie incidente du spectre solaire AM1.5 :

$$\alpha_{\text{sol}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} A(\lambda)\, I_{\text{sol}}(\lambda)\, \mathrm{d}\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\text{sol}}(\lambda)\, \mathrm{d}\lambda}, \tag{8}$$

où $I_{\text{sol}}(\lambda)$ correspond au spectre solaire normalisé selon la norme ASTM G173, largement utilisé dans l'évaluation des revêtements solaires sélectifs.

3. Résultats

Cette partie est consacrée à la présentation et à l'interprétation des résultats issus du modèle optique développé dans ce travail. Dans un premier temps, le modèle a été validé en comparant l'absorptance spectrale simulée à celle mesurée expérimentalement par Gao et al. [18] pour une structure nanocermet Ag–Al_2O_3 de géométrie similaire. La Figure 2 montre qu'il existe un bon accord global entre les deux courbes sur l'ensemble du domaine spectral étudié, ce qui confirme que les mécanismes physiques dominants de l'absorption sont correctement décrits par le modèle. En particulier, la position spectrale du maximum d'absorptance, associée à la résonance plasmon de surface localisée des nanoparticules d'argent, est bien reproduite par la simulation (avec $\lambda_{\text{num}} \approx 476$ nm contre $\lambda_{\text{exp}} \approx 448$ nm). En revanche, un écart subsiste sur l'amplitude du pic, la valeur simulée $(72,7\%)$ étant inférieure à celle observée expérimentalement $(78,2\%)$. Cet écart peut être attribué aux hypothèses simplificatrices du modèle, notamment l'utilisation d'un milieu effectif homogénéisé, l'absence d'une description explicite de la distribution réelle des tailles et des formes exactes des nanoparticules, ainsi que la non-prise en compte de certains effets de diffusion, de rugosité interfaciale ou d'hétérogénéité microstructurale présents dans l'échantillon réel. Malgré ces limitations, la bonne reproduction de la position du pic et de la tendance spectrale globale constitue une validation satisfaisante du modèle pour l'analyse paramétrique ultérieure. Afin de quantifier l'impact de ces écarts spectraux sur la performance globale du revêtement, l'absorptance solaire intégrée α_{sol} a été calculée à l'aide de l'Équation 8. On obtient une valeur simulée de $57,73\%$ contre $60,94\%$ pour les données expérimentales. Cette très bonne concordance (écart d'environ 3 %) sur la grandeur thermodynamique d'intérêt confirme que le modèle, malgré le lissage inhérent à l'approche par milieu effectif, est robuste et fiable pour prédire l'efficacité de capture solaire et mener à bien l'optimisation paramétrique.

La Figure 3 présente les propriétés optiques spectrales de l'empilement. On observe que l'absorptance (A) atteint un maximum de environ 73% à 476 nm. À cette même longueur d'onde, la réflectance (R) est quasi nulle (seulement $2,8\%$, montrant un excellent effet antireflet). Cependant, la transmittance (T) n'est pas négligeable et atteint environ 25% au niveau du pic plasmonique, indiquant qu'une partie du rayonnement traverse l'empilement. Un phénomène remarquable est observé à la fréquence plasma de l'argent (~ 320 nm), où la transmittance présente un pic aigu (fenêtre de transparence), corrélé à une chute brutale de l'absorption et de la réflexion. À plus grande longueur d'onde ($\lambda > 1500$ nm), la réflectance augmente progressivement, tandis que l'absorptance décroît pour atteindre $36,2\%$ à 2500 nm, ce qui amorce le comportement sélectif requis. La cohérence du modèle est confirmée par la relation $A + R + T = 1$ respectée sur tout le spectre. La Figure 4, mise à jour pour cette étude, illustre le couplage entre l'absorptance simulée et le spectre solaire AM1.5G. Un recouvrement significatif est visible

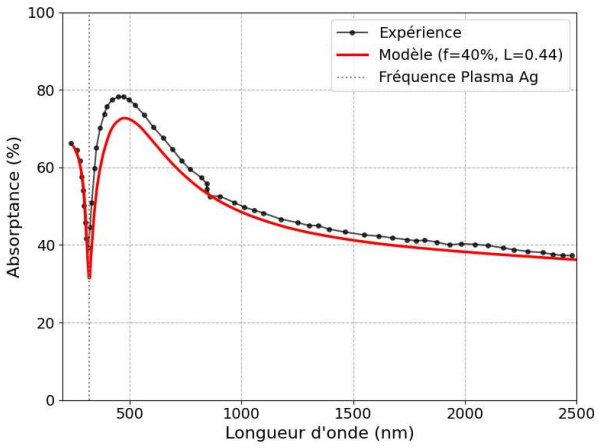


Figure 2 : *Validation du modèle : comparaison entre l'absorptance simulée et les données expérimentales de Gao et al. [18] ($f = 40\%$, $r = 5$ nm, $d = 53$nm, $L = 0.44$).*

dans la zone de forte densité de puissance solaire (400–800 nm). Toutefois, la présence de la transmittance mentionnée précédemment implique qu'une fraction de l'énergie solaire incidente n'est pas convertie en chaleur mais transmise vers le substrat. Ce bilan permet d'identifier les leviers d'optimisation : réduire cette transmittance résiduelle et l'absorptance infrarouge $(36,2\%)$ pour améliorer l'efficacité thermique globale du dispositif.

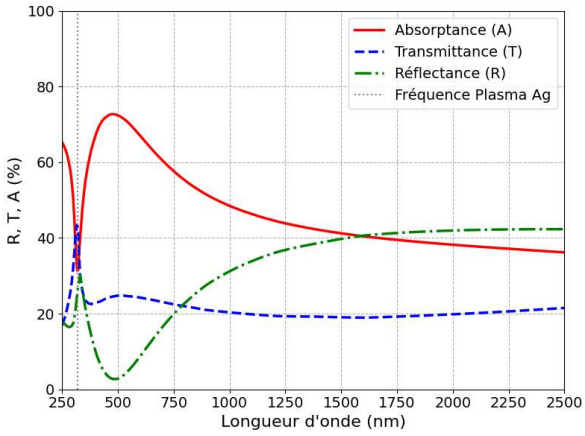


Figure 3 : *Propriétés spectrales calculées de la structure : absorptance $A(\lambda)$, réflectance $R(\lambda)$ et transmittance $T(\lambda)$. avec ($f = 40\%$, $r = 5$ nm, $d = 53$ nm, $L = 0.44$)*

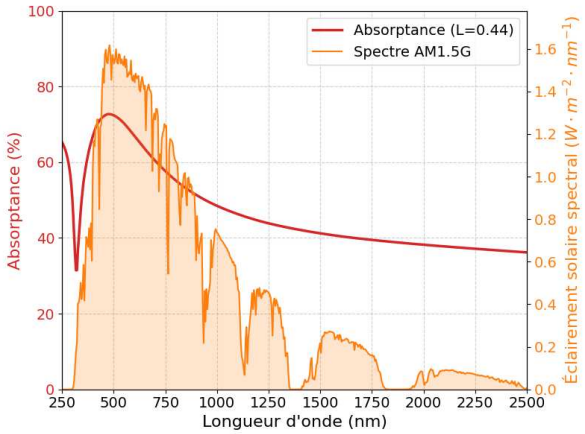


Figure 4 : *Couplage spectral entre l'absorptance du cermet et le spectre solaire AM1.5G ($f = 40\%$, $r = 5$ nm, $d = 53$ nm, $L = 0.44$).*

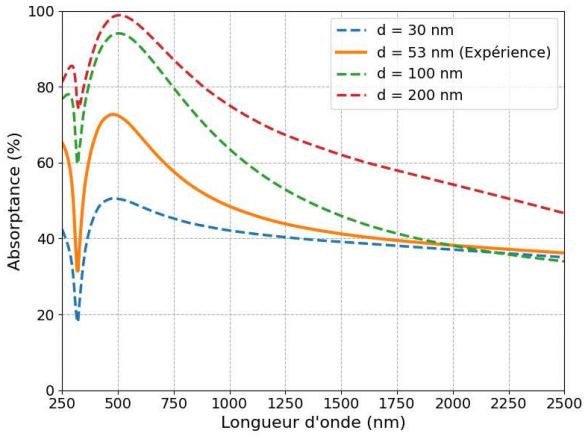


Figure 5 : *Influence de l'épaisseur d de la couche cermet sur l'absorptance spectrale avec($f = 40\%$, $r = 5$ nm, $L = 0.44$).*

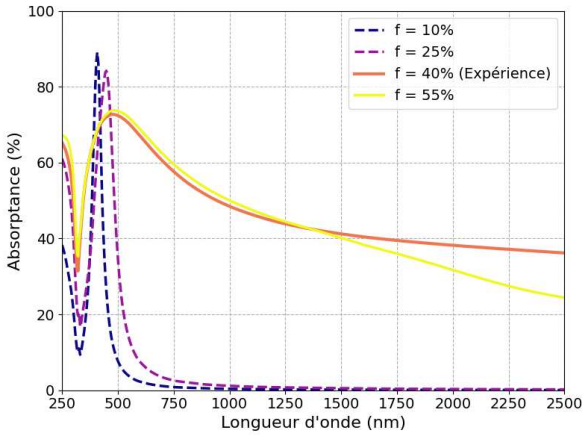


Figure 6 : *Influence de la fraction volumique métallique f sur l'absorptance spectrale avec ($d = 53$ nm, $r = 5$ nm, $L = 0.44$).*

Les Figures 5 et 6 montrent que les performances spectrales du revêtement sont fortement conditionnées par l'épaisseur de la couche nanocermet et par sa fraction volumique métallique. Dans l'étude de l'influence de l'épaisseur (pour une fraction fixée à $f = 40\%$), on constate que l'augmentation de l'épaisseur améliore le confinement du champ électromagnétique et renforce l'absorption dans le domaine visible et proche infrarouge, tandis qu'une épaisseur insuffisante limite le couplage optique. À l'inverse, l'étude de l'influence de la fraction volumique (pour une épaisseur fixée à $d = 53$ nm) révèle que l'élévation de la fraction métallique induit une transition

progressive d'un régime dilué (autour de $f = 5\%$) dominé par des résonances plasmoniques localisées vers un régime concentré (jusqu'à $f = 55\%$) caractérisé par un élargissement spectral de l'absorption.

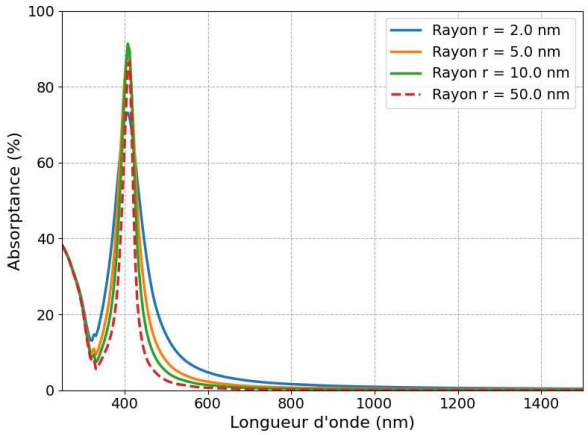


Figure 7 : *Influence du rayon des nanoparticules Ag r sur l'absorptance en régime dilué avec ($f = 5\%$, épaisseur $d = 53$ nm, $L = 0.44$).*

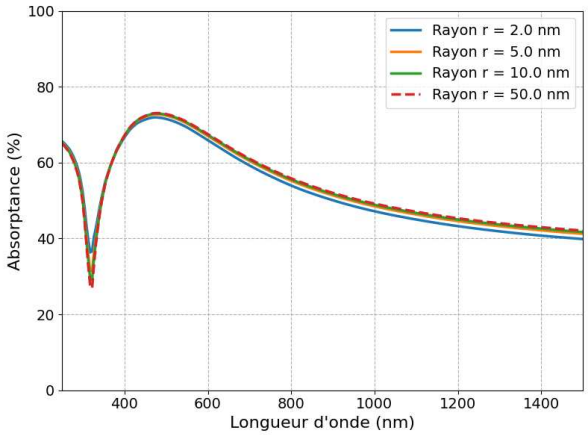


Figure 8 : *Influence du rayon des nanoparticulesAg r sur l'absorptance en régime concentré avec ($f = 40\%$, épaisseur $d = 53$ nm, $L = 0.44$.)*

Les figures 7 et 8, présentant l'effet du rayon des nanoparticules dans les régimes concentré ($f = 40\%$) et dilué ($f = 5\%$), montrent des comportements optiques sensiblement différents. Dans le régime concentré, la variation du rayon des nanoparticules de 5 à 20 nm n'entraîne que des modifications limitées de l'absorptance spectrale, les courbes restant très proches sur l'ensemble du domaine étudié. Ce comportement indique que la réponse optique est dominée par les interactions collectives (couplages dipolaires fort) entre particules du fait de la forte fraction volumique métallique, ce qui masque l'influence des effets de taille individuels.

À l'inverse, dans le régime dilué où les particules sont isolées, l'absorptance devient fortement sensible au rayon des nanoparticules : on observe qu'un faible rayon ($r = 5$ nm) conduit à un aplatissement significatif et à une baisse de l'amplitude de la résonance plasmonique par rapport à un rayon plus important ($r = 20$ nm). Cette atténuation du pic d'absorption traduit l'augmentation drastique des pertes dissipatives liées à la diffusion électronique de surface (amortissement radiatif et non-radiatif accru par le confinement quantique). Ces résultats mettent en évidence que l'effet de taille lié à la correction de Drude est principalement manifeste dans les régimes dilués, tandis qu'il est totalement dominé par les effets d'amas (percolation) dans les régimes concentrés.

4. Conclusion

Dans ce travail, un modèle optique semi-analytique a été développé afin de prédire les propriétés spectrales et radiatives de revêtements nanocermets Ag–Al_2O_3 destinés aux applications solaires thermiques. L'approche proposée combine un modèle de milieu effectif hybride, basé sur les formulations de Maxwell-Garnett et de Bruggeman, avec une correction des constantes optiques du métal intégrant les effets de taille des nanoparticules. La validation du modèle par comparaison avec des données expérimentales de la littérature a montré un bon accord sur la position des résonances plasmoniques et sur la tendance globale de l'absorptance spectrale. L'étude paramétrique menée a permis de mettre en évidence l'impact combiné de la frac-

tion volumique métallique, de l'épaisseur de la couche et de la taille des nanoparticules sur la sélectivité spectrale du revêtement. En particulier, l'effet de taille apparaît nettement plus marqué dans le régime dilué, où les résonances plasmoniques localisées dominent la réponse optique, tandis qu'il s'atténue dans le régime concentré. Ces résultats démontrent que le modèle développé constitue un outil rapide, interprétable et pertinent pour la conception et l'optimisation de revêtements solaires sélectifs. Les perspectives de ce travail incluent l'extension du modèle à des incidences obliques, la prise en compte explicite de la diffusion et de la rugosité, ainsi que son application à des matériaux réfractaires plus stables thermiquement pour des systèmes solaires à concentration fonctionnant à haute température.

Références

[1] M. R. Nejati, V. Fathollahi, M. Khalaji Asadi, Computer simulation of the optical properties of high-temperature cermet solar selective coatings, *Sol. Energy*, 78-2 (2005) 235-241.

[2] N. P. Sergeant, M. Agrawal, P. Peumans, High performance solar-selective absorbers using coated sub-wavelength gratings, *Opt. Express*, 18-6 (2010) 5525-5540.

[3] P. Bermel et al., Design and global optimization of high-efficiency thermophotovoltaic systems, *Opt. Express*, 18-S3 (2010) A314-A334.

[4] D. Chester et al., Design and global optimization of high-efficiency solar thermal systems with tungsten cermets, *Opt. Express*, 19-S3 (2011) A245-A257.

[5] A. Sakurai, H. Tanikawa, M. Yamada, Computational design for a wide-angle cermet-based solar selective absorber, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 132 (2014) 80-89.

[6] Z.-H. Zhou, C.-Y. He, X.-H. Gao, Recent advances of spectrally selective absorbers : Materials, nanostructures, and photothermal power generation, *APL Energy*, 2 (2024) 011503.

[7] F. Cao, K. McEnaney, G. Chen, Z. Ren, A review of cermet-based spectrally selective solar absorbers, *Energy Environ. Sci.*, 7 (2014) 1615-1627.

[8] M. Kumar et al., Examining the Performance of Refractory Conductive Ceramics as Plasmonic Materials, *ACS Photonics*, 3-1 (2016) 43-50.

[9] J. Y. Lu et al., Effective dielectric constants and spectral density analysis of plasmonic nanocomposites, *J. Appl. Phys.*, 120 (2016) 163103.

[10] J. D. Gao, C. Y. Zhao, B. X. Wang, Effect of metal particles in cermets on spectral selectivity, *J. Appl. Phys.*, 121 (2017) 113105.

[11] R. A. Yalçın, H. Ertürk, Inverse Design of Spectrally Selective Thickness Sensitive Pigmented Coatings, *J. Sol. Energy Eng.*, 140 (2018) 031006.

[12] M. Shimizu et al., High spectral selectivity for solar absorbers using a monolayer transparent conductive oxide coated on a metal substrate, *J. Appl. Phys.*, 121 (2017) 183103.

[13] Z.-Y. Wang et al., Accurate Design of Solar Selective Absorber Based on Measured Optical Constants of Nano-thin Cr Film, *Coatings*, 10 (2020) 938.

[14] L. Noč, I. Jerman, Review of the spectrally selective (CSP) absorber coatings, suitable for use in SHIP, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, 238 (2022) 111625.

[15] Z. Ding et al., Spectrally selective absorption coatings and their applications : A review, *Sustain. Energy Technol. Assess.*, 52 (2022) 102031.

[16] Grosjean, A., Soum-Glaude, A., & Thomas, L. (2021). Influence of operating conditions on the optical optimization of solar selective absorber coatings. Solar Energy Materials and Solar Cells, 230, 111280.

[17] Grosjean, A., Soum-Glaude, A., Neveu, P., & Thomas, L. (2018). Comprehensive simulation and optimization of porous SiO2 antireflective coating to improve glass solar transmittance for solar energy applications. Solar Energy Materials and Solar Cells, 182, 166-177.

[18] J. Gao, C. Tu, L. Liang, H. Zhang, F. Zhuge, L. Wu, H. Cao, Silver Nanoparticles with an Armor Layer Embedded in the Alumina Matrix To Form Nanocermet Thin Films with Sound Thermal Stability, *ACS Appl. Mater. Interfaces*, 6 (2014) 2209-2215.

[19] Maxwell, Garnett JC, and B. A. Garnett. "Colours in metal glasses and in metallic films. *Phylos. Trans. R. Soc. London. Ser. A* 203 (1904) : 385-420.

[20] Johnson, Peter B., and R-WJPrB Christy, Optical constants of the noble metals. *Physical review B* 6.12 (1972) : 4370.

[21] U. Kreibig and M. Vollmer, Optical Properties of Metal Clusters, *Springer*, Berlin (1995).

[22] K. L. Kelly, E. Coronado, L. L. Zhao and G. C. Schatz, The optical properties of metal nanoparticles : the influence of size, shape, and dielectric environment, *J. Phys. Chem. B*, 107 (2003) 668–677.

[23] O. S. Heavens, Optical Properties of Thin Solid Films, *Courier Corporation*, New York (1991).

SHIP4D : La chaleur solaire pour la décarbonation des processus industriels

SHIP4D : Solar heat for decarbonization of industrial processes

Simon CARON[1*], Valéry VUILLERME[1]

[1] Univ; Grenoble Alpes, CEA, LITEN, DTCH, L2TS, F-38000, Grenoble
[*](auteur correspondant : simon.caron@cea.fr)

Résumé - Le projet SHIP4D étudie l'intégration de la chaleur solaire pour la décarbonation industrielle entre 150 et 400°C. Un système hybride est modélisé avec photovoltaïque (PV), solaire thermique concentré (CST), stockage et chaudières auxiliaires. L'optimisation via le logiciel CAIRN minimise les coûts et l'empreinte carbone pour divers scénarios. Des études de cas à Rouen, Chambéry et Montpellier évaluent les rendements, coûts et émissions. Les résultats montrent que l'amélioration de l'efficacité de la chaudières gaz, le biogaz et la biomasse réduisent fortement les émissions. L'hybridation CST apparaît plus attractive que le PV, alors que le stockage thermique est préféré au stockage électrique.

Abstract - The SHIP4D project explores the integration of solar heat for industrial decarbonization in the 150–400°C range. A hybrid energy system is modeled with PV, CST, storage, and auxiliary boilers. Optimization with CAIRN software minimizes costs and carbon footprint for multiple scenarios. Case studies in Rouen, Chambéry, and Montpellier assess yields, costs, and emissions. Results show that gas boiler upgrades and fuel substitution reduce emissions significantly. CST hybridization proves more attractive than PV, while thermal storage is favored over electrical storage.

Nomenclature

Abbreviations
BMS Battery Management System
CAPEX Capital Expenditure
CST Concentrated Solar Thermal
EES Electrical Energy Storage
GWP Greenhouse Warming Potential, $kgCO_{2,eq}$
HEX Heat Exchanger
KPI Key Performance Indicator
LCOH Levelized Cost of Heat, cts€/kWh
MILP Mixed Integer Linear Programming
NG Natural gas
NPC Net Present Cost, M€
P2H Power to Heat
OPEX Operational Expenditure
PV Photovoltaics
TES Thermal Energy Storage
SF Solar Fraction, %
Q Heat demand, MWh
Greek symbols
Δ déviation
Indices and exponents
aux auxiliary
hybrid hybrid
load energy demand
ref reference
solar solar
waste wasted energy

1. Introduction

According to the IEA [1], the industrial sector accounts for 20% of France's final energy consumption and generates 14% of its CO_2 emissions. More than 70% of this energy is consumed in the form of heat. 50% of this heat requires a temperature below 400°C. Today, this thermal energy is mainly supplied by fossil fuels, in particular natural gas.

Several decarbonization pathways are considered in the sectoral transition plans presented by ADEME for 2050 [2]: i) energy efficiency and conservation, ii) electrification of processes, iii) smart integration of renewable energies and energy storage. The SHIP4D project, as part of the PEPR SPLEEN program [3], studies the contribution of solar heat to the decarbonization of industrial processes, particularly in the medium temperature range (150-400°C). This paper summarizes the work described in more details in the first project task deliverable [4].

2. Methodology

2.1. Hybrid energy system architecture

A generic architecture has been defined for the optimal sizing of a hybrid energy system supplying power and heat for an industrial site, integrating various technological components: i) solar energy (photovoltaics (PV), concentrated solar thermal (CST)), ii) storage (electrical EES or thermal TES), iii) power to heat P2H (electric boiler) and iv) an auxiliary boiler (gas/biogas or biomass, e.g., pellets). This architecture is displayed in Figure 1.

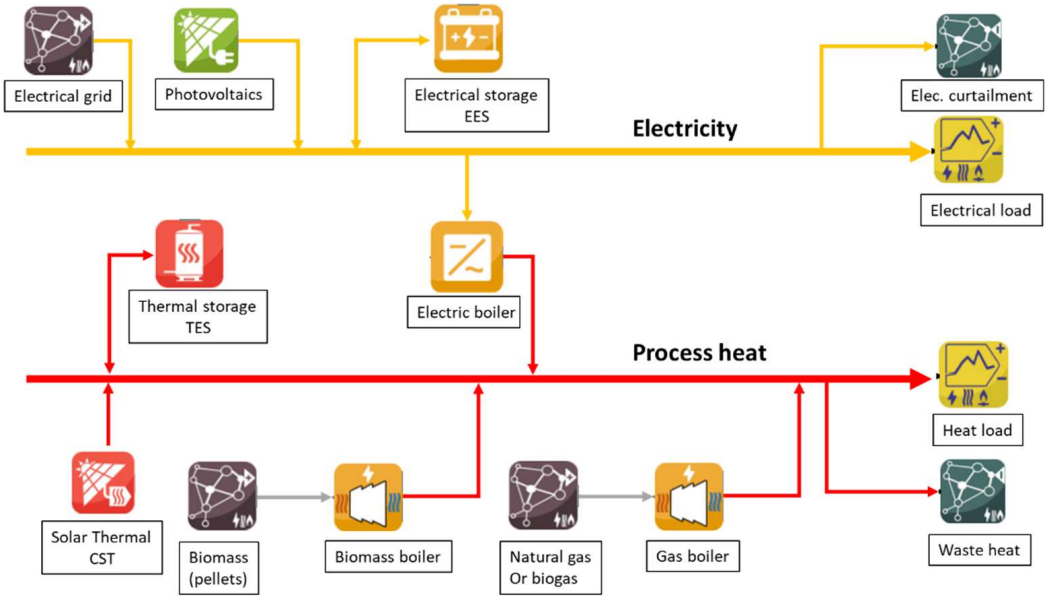


Figure 1 : *Hybrid energy system architecture.*

2.2. Optimization problem

The CAIRN open-source software, developed by CEA Liten [5,6], allows analysing this hybrid system from a techno-economic and environmental perspective. The problem of optimizing the system design and control strategy is solved by applying mixed-integer linear programming (MILP). The MILP algorithm selects relevant components and their size and balances energy flows. The cost function takes into account the Net Present Cost (NPC) of the system, expressed in M€, and can include various user-defined constraints, such as land or carbon footprint. The aim is to minimize NPC for a given system configuration.

2.3. Modelling

2.3.1. Timeseries

Meteorological data, in particular solar resource, is retrieved from Meteonorm 8 [7] with an hourly resolution. Yield estimations for solar technologies (PV, CST) are performed with U.S.

System Advisor Model open-source software [8], using meteorological data as input and selecting default configurations for PV and CST, sizing solar fields without energy storage. For PV, the reference orientation is South and the inclination is a 30° tilt (S, 30°). For CST, a parabolic trough with a North-South (N-S) tracking axis is defined. Yield estimations are then used in CAIRN software, assuming a linear relationship between field size and energy yield.

2.3.2. Assumptions

The project lifetime is set to 25 years and the discount rate is fixed at 7%. Access to energy grid infrastructures (electricity, natural gas, biomass or biogas is granted without additional CAPEX or OPEX. A greenfield installation is considered, i.e., there is no pre-installed gas boiler to retrofit. Excess energy, power or heat, cannot be exported and is thus curtailed. Land acquisition costs are not included in the techno-economic analysis.

The environmental analysis focuses on the Greenhouse Warming Potential (GWP), e.g. the carbon footprint expressed in $kgCO_{2,eq}$. A cradle-to-gate approach is adopted, using available literature. Direct emissions are taken into account for energy consumption supplied by the grid, assuming a constant footprint over the project lifetime. Grey emissions are available for PV, CST and EES technologies. This data is not yet available for TES and boiler technologies.

Technology specific parameter inputs, i.e., CAPEX, OPEX, lifetime, efficiency and carbon footprint, are aggregated from different references [9-11]. Relevant values are listed in Table 1 for a project start in 2025. OPEX costs are given as a percentage of CAPEX.

Degradation of components is not yet implemented in CAIRN. The inertia of boilers (minimum load, warm and cold start-up time) is not taken into account due to the hourly time resolution. For energy storage (EES and TES), the initial State of Charge (SOC) is set by default to 0% (empty storage on January 1st).

Table 1: Summary of technology specific techno-economic and environmental parameter inputs. (*) Estimated value, considering the mirror field and excluding the power block.

Technology	CAPEX	OPEX	Lifetime	Efficiency	Carbon footprint
PV (C&I)	900 €/kW_p (incl. inverter)	3.3%	25 years	Timeseries (SAM) No degradation	1050 kg $CO_{2,eq}$/kW_p installed
CST	300…1200 €/kW_t	1%	25 years	Timeseries (SAM) No degradation	~5 g $CO_{2,eq}$/kWh (*)
EES	300 €/kWh (incl. BMS)	2.5%	15 years	85% (round trip)	300 $kCO_{2,eq}$/kWh capacity
TES	150 €/kWh (incl. HEX)	2.5%	25 years	80%	N.A.
Electric boiler	90 €/kWe	1.2%	25 years	99%	N.A.
Gas boiler	50 €/kW_t	3.9%	25 years	80%	N.A.
Biomass boiler	605 €/kW_t	5.75%	25 years	86.7%	N.A.

2.4. Key performance indicators

A set of key performance indicators (KPI) is defined to analyze each system configuration. The Levelized Cost of Heat (LCOH), expressed in cts€/kWh, is derived by dividing the system NPC by the amount of useful energy produced. As reported by Fraunhofer ISE [12], a distinction is made between $LCOH_{hybrid}$ and $LCOH_{solar}$. Both indicators respectively correspond to the LCOH of the hybrid and the solar energy systems, including energy storage.

Assuming the reference energy system exclusively works with NG, one can derive NPC and LCOH deviations of a system configuration X with respect to the reference (Eq.1). If the deviations are negative, then the system configuration is profitable.

$$\begin{cases} \Delta NPC = NPC_X - NPC_{NG,ref} \\ \Delta LCOH = LCOH_X - LCOH_{NG,ref} \end{cases} \quad (1)$$

Furthermore, one can derive the CO_2 marginal abatement cost, factoring in the emission reduction achieved by a given system configuration with respect to the reference system (Eq.2) :

$$Marginal\ abatement\ cost = \frac{\Delta NPC}{\sum_{t=0}^{n} \Delta CO_2} \quad (2)$$

Further indicators are considered to assess the energy system performance (Eq. 3-5):

$$Waste\ heat\ fraction\ [\%] = \frac{Q_{waste}\ [MWh]}{Q_{load}\ [MWh]} \quad (3)$$

$$Auxiliary\ energy\ saving\ [\%] = 1 - \frac{Q_{aux}\ [MWh]}{Q_{load}\ [MWh]} \quad (4)$$

$$Energy\ storage\ ratio\ [-] = \frac{Energy\ storage\ capacity\ [MWh]}{Q_{load}\ [MWh]} \quad (5)$$

2.5. System configurations

A set of four reference scenarios is defined, including a single auxiliary energy carrier: NG, biogas, biomass and grid electricity. These scenarios do not include solar energy or energy storage. Two gas boiler efficiencies are considered in the benchmark, i.e., low (80%) and high (93%). For the remainder of the analysis gas boiler efficiency is set at 80%.

A set of scenarios is defined to screen the best combinations of technologies and orientation of solar fields in terms of NPC, without constraints. This analysis helped discarding electrical storage and favored default solar orientations (PV : S, 30° ; CST : Parabolic Trough, N-S axis).

For each of the four reference scenarios, the hybridization of one auxiliary energy carrier is respectively analysed with PV or CST, with and without TES. For each system configuration, the optimal auxiliary energy saving is derived, equivalent to the useful solar fraction.

A sensitivity analysis is performed with respect to the CST CAPEX, gradually varied from 300 to 1200 €/kW_t. In total, 502 scenarios are analysed and screened for each site, with some potential redundancy in outcomes, allowing to double-check the MILP solver consistency.

2.6. Case study

The case study considers three French locations, i.e., Rouen, Chambéry and Montpellier. The heat demand is a baseload of 1 MW_t, 24/7, or 8760 MWh per year. The industrial process operates from 150 to 250°C. Table 2 summarizes solar energy yields and pre-sizing for different PV and CST configurations. Table 3 summarizes energy unit costs [13,14] and their respective carbon footprint. Unit costs are assumed to remain constant over the project lifetime, thus not taking into account any volatility (e.g. intra-day, seasonal) or inflation over the project lifetime.

Table 2: Summary of solar energy yields and pre-sizing for different PV and CST configurations, supplying 100% of the annual heat demand, without considering excess heat.

	PV [MWh/MWp] Yield		**PV [MWp] Presizing**		**CST, PT [MWh/MWt] Yield**		**CST-PT [MWt] Presizing**	
Site	*South, tilt 30°*	*E-W, tilt 15°*	*South, 30° tilt*	*E-W, 15° tilt*	*N-S axis*	*E-W axis*	*N-S axis*	*E-W axis*
Montpellier	1401	1173	6.3	7.5	1340	1190	6.5	7.4
Chambéry	1152	989	7.6	8.9	1018	865	8.6	10.1
Rouen	1022	873	8.6	10.0	741	637	11.8	13.8

Table 3: Energy unit costs and carbon footprint.
(*) The carbon footprint of NG combustion assumes a boiler efficiency of 100%.

Energy carrier (EC)	Unit cost	Carbon footprint
Unit	[cts€/kWh]	[$gCO_{2,eq}$/kWh]
Electricity	17.95	33
NG	6.98	243
Biogas	8.98	42
Biomass (pellets)	7.57	27

3. Results and discussion

The results are summarized in this section for Montpellier. Further detailed results are available in the corresponding project deliverable [4] for Montpellier and other locations.

3.1. Auxiliary energy systems

The results for reference auxiliary energy systems are summarized in Table 4. The ranking by LCOH is: 1) NG, 2) solid biomass, 3) biogas, 4) grid electricity with electric boiler. For all scenarios, except biomass, OPEX represents at least 99% of the NPC.

Upgrading the gas boiler (1b, 2b) has a major impact on the LCOH, with a reduction of 14%. Direct electrification using an electric boiler is about twice more expensive than using a gas boiler. As for the carbon footprint, upgrading the gas boiler (1b, 2b) also has a major impact, with a reduction of 14%. All alternatives to NG offer a significant reduction in CO_2 emissions, between 80 and 90%.

Scenario 1a is used as a reference to compute the CO_2 marginal abatement cost. Keeping NG and upgrading to a more efficient gas boiler (1b) is an obvious decarbonization pathway, which is profitable right away. Switching to biogas (2b) or biomass is still attractive, as the marginal abatement cost is about half of the current carbon pricing level (75€/$tCO_{2,eq}$). In contrast, direct electrification with a boiler is not attractive for this KPI, despite electricity low carbon content (Table 3). Further incentives are required to lower the unit cost per kWh, for instance through contract negotiation.

Table 4: Results for reference auxiliary energy systems.

ID	Scenario label	$LCOH_{ref}$	ΔLCOH	Carbon footprint	ΔCO_2	Marginal abatement cost
	Unit	[cts€/kWh]	vs. 1a [%]	[$gCO_{2,eq}$/kWh]	vs. 1a [%]	[€/$tCO_{2,eq}$]
1a	NG, low efficiency	8.81	0%	304	0%	0
1b	NG, high efficiency	7.58	-14%	261	-14%	-290
2a	Biogas, low efficiency	11.31	28%	52	-83%	99
2b	Biogas, high efficiency	9.73	10%	45	-85%	35
3	Biomass	9.83	12%	31	-90%	37
4	Grid electricity	18.32	108%	34	-89%	352

3.2. Solar hybridization

3.2.1. Solar PV and TES

The results of hybridization with solar PV and TES are summarized in Table 5 for Montpellier. Electricity is supplied to an electric boiler for P2H conversion.

The optimal auxiliary energy saving is slightly above 20% if NG, biogas or biomass are selected. There is no waste heat in these cases and TES is not integrated into the optimal configuration. $LCOH_{hybrid}$ is about 9.5±1 cts€/kWh while $LCOH_{solar}$ is about 7.6 cts€/kWh. If grid electricity is selected, then solar PV allows achieving higher savings, up to 48% including a TES capacity of 6 hours. As for the CO_2 marginal abatement cost, NG+PV is a profitable option, while biogas+PV or biomass+PV remain under the defined threshold for carbon pricing (75€/$tCO_{2,eq}$). A coupling with grid electricity is not attractive for this KPI.

Table 5: Optimization results for hybrid energy systems coupling one auxiliary energy carrier with solar PV and TES. Site: Montpellier.

Scenario label	**Aux. energy saving**	**Waste heat fraction**	**$LCOH_{hybrid}$**	**$LCOH_{solar}$**	**TES capacity**	**CO_2 marginal abatement cost**
Unit	[%]	[%]	[cts€/kWh]	[cts€/kWh]	[MWh, hours]	[€/$tCO_{2,eq}$]
NG, PV, w/o TES	23%	0.0%	8.61	7.46	0.0	-28
NG, PV, TES	23%	0.0%	8.61	7.46	0.0	-28
Biogas, PV, w/o TES	25%	0.0%	10.51	7.69	0.0	64
Biogas, PV, TES	25%	0.0%	10.51	7.69	0.0	64
Biomass, PV, w/o TES	23%	0.0%	9.63	7.46	0.0	29
Biomass, PV, TES	23%	0.0%	9.63	7.46	0.0	29
Grid electricity, PV, w/o TES	29%	0.0%	15.49	8.59	0.0	238
Grid electricity, PV, TES	48%	1.6%	15.13	11.29	6.2	221

3.2.2. CST and TES

The results of hybridization with CST and TES are summarized in Table 6 for Montpellier. The CST CAPEX is here set at 900 €/kW_t.

The optimal auxiliary energy saving is about 20% if NG, biogas or biomass are selected. There is less than 2% waste heat in these cases and TES is also not integrated into the optimal configuration. $LCOH_{hybrid}$ is 9.4±1 cts€/kWh while $LCOH_{solar}$ is about 6.4 cts€/kWh. If grid electricity is selected as a reference, then CST allows achieving slightly higher savings, up to 25% including a TES capacity of 1.5 hours. As for the CO_2 marginal abatement cost, NG+CST is profitable, while biogas+CST or biomass+CST remain under the defined threshold for carbon pricing (75€/$tCO_{2,eq}$). A coupling with grid electricity remains unattractive.

Table 6: Optimization results for hybrid energy systems coupling one auxiliary energy carrier with CST and TES, CST CAPEX 900€/kW_t. Site: Montpellier.

Scenario label	**Aux. energy saving**	**Waste heat fraction**	**$LCOH_{hybrid}$**	**$LCOH_{solar}$**	**TES capacity**	**CO_2 marginal abatement cost**
Unit	[%]	[%]	[cts€/kWh]	[cts€/kWh]	[MWh, hours]	[€/$tCO_{2,eq}$]
NG, CST, w/o TES	18%	0.6%	8.36	6.25	0.0	-82
NG, CST, TES	18%	0.6%	8.36	6.25	0.0	-82
Biogas, CST, w/o TES	20%	1.5%	10.39	6.52	0.0	60
Biogas, CST, TES	20%	1.5%	10.39	6.52	0.0	60
Biomass, CST, w/o TES	18%	0.6%	9.38	6.25	0.0	20
Biomass, CST, TES	18%	0.6%	9.38	6.25	0.0	20
Grid electricity, CST, w/o TES	22%	4.8%	15.93	7.37	0.0	257
Grid electricity, CST, TES	25%	4.7%	15.88	8.55	1.5	254

3.3. Summary

Optimization results are summarized for Montpellier in Table 7. This summary highlights the sensitivity of selected KPIs with respect to CST CAPEX and benchmarks them versus some reference energy systems as well as PV hybridization. TES is not included in this summary as previous observations suggest it is only relevant in combination with grid electricity.

Optimal auxiliary energy savings are higher with a solar PV hybridization in comparison to a CST hybridization. These auxiliary energy savings steadily increase as the CST CAPEX drops, regardless of the auxiliary energy system. These savings are lower for a coupling with NG or biomass. They increase for a coupling with biogas or grid electricity.

At optimal LCOH, there is no waste heat if solar PV is integrated. Contrarily, the waste heat fraction sharply increases as CST CAPEX decreases. Similar waste heat fractions are observed for a coupling of CST with NG or biomass. These increase for biogas or grid electricity.

Similar trends are observed for $LCOH_{hybrid}$ and $LCOH_{solar}$. The lowest $LCOH_{hybrid}$ value is always achieved with NG. In first approximation, optimal LCOH values decrease linearly as a function of CST CAPEX. For Montpellier, CST combined with any auxiliary energy system, except grid electricity, is already more attractive than PV for a CAPEX below 1200 €/kW_t.

Table 7: Summary of results for hybrid energy systems in Montpellier. SF : Solar fraction.

Aux. energy saving [%]

Auxiliary EC	NG	Biogas	Biomass	Grid electricity
PV	23%	25%	23%	29%
CST1200	16%	18%	16%	21%
CST900	18%	20%	18%	22%
CST600	20%	22%	20%	24%
CST300	23%	24%	23%	25%

Waste heat fraction [%]

Auxiliary EC	NG	Biogas	Biomass	Grid electricity
PV	0%	0%	0%	0%
CST1200	0%	0%	0%	3%
CST900	1%	2%	1%	5%
CST600	2%	4%	2%	9%
CST300	8%	12%	8%	18%

$LCOH_{hybrid}$ [cts€/kWh]

Auxiliary EC	NG	Biogas	Biomass	Grid electricity
reference (SF = 0%)	8.81	12.35	10.74	20.01
PV	8.61	10.51	9.63	15.49
CST1200	8.71	10.79	9.73	16.43
CST900	8.36	10.39	9.38	15.93
CST600	7.95	9.92	8.96	15.34
CST300	7.41	9.32	8.43	14.59

$LCOH_{solar}$ [cts€/kWh]

Auxiliary EC	NG	Biogas	Biomass	Grid electricity
reference (SF = 0%)	8.81	12.35	10.74	20.01
PV	7.46	7.69	7.46	8.59
CST1200	8.12	8.29	8.12	9.10
CST900	6.25	6.52	6.25	7.37
CST600	4.50	4.81	4.50	5.56
CST300	2.74	2.99	2.74	3.48

4. Conclusion and outlook

The case study demonstrates that solar heat represents a viable decarbonization pathway for industrial processes up to 250°C, with the potential to deliver both tangible economic and environmental benefits for the French industry.

In the absence of incentives, direct electrification is not competitive due to the high cost of electricity in comparison to natural gas. Improving the efficiency of a gas boiler is a cost-effective decarbonization option. Replacing natural gas with biogas or biomass (pellets) is also attractive, despite the additional energy cost. Hybridization with Concentrated Solar Thermal seems more attractive than solar PV, while thermal storage is favored over electrical storage in order to achieve energy savings greater than 30%.

Case studies for real industrial sites located in Southern France are currently being carried out to refine the obtained generic results. These case studies combine heat and power demands.

References

[1] International Energy Agency, Energy System of France, https://www.iea.org/countries/france.

[2] ADEME, Methodological guide to drafting a sectoral transition plan for the decarbonization of industry (2024), 88 p. https://librairie.ademe.fr/industrie-et-production-durable/7014-methodological-guide-to-drafting-a-sectoral-transition-plan-for-the-decarbonisation-of-industry-9791029722769.html.

[3] PEPR SPLEEN, project SHIP4D, https://www.pepr-spleen.fr/projet/ship4d/

[4] S. Caron, V. Vuillerme, SHIP4D – Solar Heat for Decarbonization of Industrial Processes, Deliverable D1.1, Solar process architecture and initial sizing, 2025. https://cea.hal.science/cea-05457602

[5] A. Ruby et al., PERSEE, a single tool for various optimization of multi-carrier energy system sizing and operation, 37th International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy Systems, ECOS Conference, Rhodes, Greece, (2024). https://cea.hal.science/cea-04681216

[6] CEA Liten, CAIRN Open, https://github.com/CEA-Liten/CairnOpen.

[7] Meteonorm, Version 8. https://meteonorm.com/en/meteonorm-version-8.

[8] U.S. National Laboratory of the Rockies (NLR), System Advisor Model (SAM), https://sam.nlr.gov/

[9] CEA, ABTEC, Agrégateur de base de données tech-éco sur l'énergie.

[10] Danish Energy Agency, Technology Data for Industrial Process Heat, https://ens.dk/en/analyses-and-statistics/technology-data-industrial-process-heat.

[11] World Business Council for Sustainable Development (WBCSD), Decarbonization heat briefs, https://www.wbcsd.org/resources/topic/decarbonization-heat-briefs/.

[12] Fraunhofer Institute for Solar Energy Systems, Solar process heat for the German industry, Yield an profitability compared to conventional heat supply, (In German), 2025. https://www.ise.fraunhofer.de/en/research-projects/ship.html.

[13] European Commission, Eurostat, Electricity prices for non-household consumers, https://ec.europa.eu/eurostat/statistics-explained/index.php?title=Electricity_price_statistics#Electricity_prices_for_non-household_consumers.

[14] European Commission, Eurostat, Natural gas prices for non-household consumers, https://ec.europa.eu/eurostat/statistics-explained/index.php?title=Natural_gas_price_statistics#Natural_gas_prices_for_nonhousehold_consumers.

All website links were last accessed on 27/03/2026.

Acknowledgements

This work received support from the French government managed by the National Research Agency under the France 2030 program, reference ANR-22-PESP-0005.

Thème 10

Conception et optimisation des échangeurs de chaleur

Analyse d'un thermosiphon fermé diphasique utilisant de l'eau à pression subatmosphérique . 374
Comparaison de la compacité d'échangeurs de chaleur dans le cadre d'un réacteur à sels fondus 382
Étude expérimentale et théorique d'un métamatériau concentrateur de chaleur 390
Étude préliminaire des transferts de masse et de chaleur lors de la vaporisation d'un écoulement d'eau à basse pression dans un canal étroit 398

Analyse d'un thermosiphon fermé diphasique utilisant de l'eau à pression subatmosphérique

Two-phase closed thermosiphon analysis using water at subatmospheric pressure

Frédy Abadassi [1,*], Ahmed G. Rahma [b], Pierre François[2], Fabrice Lawniczak [2], Abdellah Ghenaim[1], Abdelali Terfous [2], Abderahmane Marouf [2], Denis Funfschilling [2]

[1]INSA Strasbourg, ICube, UMR CNRS 7357, 67000 Strasbourg, France

[2] Université de Strasbourg ICube, UMR CNRS 7357, 67000 Strasbourg, France

[*](Corresponding author : fredy.abadassi@insa-strabourg.fr)

Résumé - Cette étude examine les performances thermiques d'un thermosiphon fermé diphasique en cuivre, rempli d'eau distillée et fonctionnant à pression subatmosphérique. Des expériences ont été menées avec un taux de remplissage de 80% et des puissances thermiques comprises entre 40,9 W et 201,9 W, tout en maintenant la température de refroidissement à 25 °C. L'analyse se concentre sur les coefficients d'échange thermique au niveau de l'évaporateur et du condenseur, ainsi que sur la résistance thermique globale. À faibles puissances, d'importantes oscillations dues à un phénomène d'ébullition de type geyser sont observées dans l'évaporateur. Ces instabilités diminuent à mesure que la puissance augmente, conduisant à un régime de fonctionnement plus stable.

Abstract - This study examines the thermal performance of a copper two-phase closed thermosiphon filled with distilled water and operated under subatmospheric pressure. Experiments were carried out at an 80% filling ratio with heat inputs ranging from 40.9 W to 201.9 W and a constant cooling temperature of 25 °C. The analysis focuses on heat transfer coefficients at the evaporator and condenser, as well as overall thermal resistance. At low heat inputs, significant oscillations due to geyser boiling are observed in the evaporator. These instabilities decreases as the heat input increases, leading to quasi-stable operating regime.

Nomenclature

A	cross-sectional area m^2	*Greek symbols*	
Q_{in}	heat input, W	σ	surface tension, $\mathrm{N/m}$
Q_{loss}	heat loss, W	*Index and exponent*	
q_{net}	Net heat flux, $\mathrm{W/m}^2$	eva	evaporator
T	temperature, K	con	condenser
h	heat transfer coefficient, $\mathrm{W/m}^2\mathrm{.K}$	l	liquid
R_{th}	thermal resistance, K/W	v	vapor

1 Introduction

The energy consumption of data centers (DCs) corresponds approximately to 1.6 to 2% of the global energy consumption, with a constant annual growth rate of 3.8% since 2018, as reported by the International

Fluid	T_{sat} [°C]	P [bar]	σ [mN/m]	ρ_l [kg/m^3]	ρ_v [kg/m^3]	h_{fg} [kJ/kg]	μ [Pa.s]
Water	30	0.042	71.19	995.61	0.030	2430	0.00079
	50	0.124	67.94	988.00	0.083	2382	0.00054
	80	0.470	62.67	971.77	0.290	2308	0.00035
	100	1.010	58.90	958.35	0.600	2256	0.00028

TABLE 1 – *Thermophysical properties of water at different saturation temperatures.*

Energy Agency (IEA) [1] due to the rapid growth of many technologies such as artificial intelligence (AI), social networking, gaming [2, 3]. In general, about 30 to 50% of the total energy consumption of a DC is dedicated to cooling [4]. The Two-Phase Thermosiphon (TPT) is an energy efficient, passive cooling technology for medium to high power applications, particularly in electronics and DCs [5-7]. It relies on gravity-assisted circulation : liquid evaporates in the evaporator, the resulting vapor rises to the condenser, and the condensed liquid returns downward under gravity, enabling a continuous cycle. TPTs are classified into two types : the Two-Phase Closed Thermosiphon (TPCT), consisting of a sealed tube, and the Two-Phase Loop Thermosiphon (TPLT), which features a loop with separate riser and downcomer sections [8].

Many experimental, numerical and theoretical studies have been carrying out on different aspect of the TPT, particularly on TPCT through the analysis of parameters including the heat flux, working fluid, inclination angle, operating pressure, geometrical parameters and the filling ratio (FR) of the working fluid, which is the volume of the liquid divided by the volume of the evaporator or the total internal volume of the tube [9, 10]. Working fluid effect in TPCT is one of the main subject investigated by researchers in the literature regarding two-phase thermosiphon heat exchanger operating principle. With the progressive phase-out of numerous refrigerants regulated by the Montreal Protocol, the Kigali Amendment, and current European legislation, recent research has increasingly focused on alternative fluids to replace conventional refrigerants such as Chlorofluorocarbons (CFCs), Hydrochlorofluorocarbons (HCFCs) and Hydrofluorocarbons (HFCs).

Previous investigations [11, 12] have shown that water provides higher heat-transfer coefficients, enhances maximum heat-transport capacity, and lower effective thermal resistance more than refrigerants such as Freon-11 and various dielectric fluids. Water aligns both with performance-driven criteria and with the global shift toward sustainable thermal management technologies. These considerations motivate the selection of water as the working fluid in the present study. Thermophysical properties of water are summarized in the table 1. Furthermore, geyser boiling in small-diameter TPCTs has been widely investigated in the literature [13, 14]. However, its inherent complexity makes it difficult to fully understand, particularly due to the influence of various physical and geometrical parameters. In the present study, this phenomenon was also observed and discussed.

2 Experimental setup and procedure

2.1 Experimental apparatus

Fig. 1 shows the schematic of the TPCT. The system consists of a vertical copper tube with a total length of 500 mm, an inner diameter of 20 mm, and a wall thickness of 1 mm. Copper was selected because

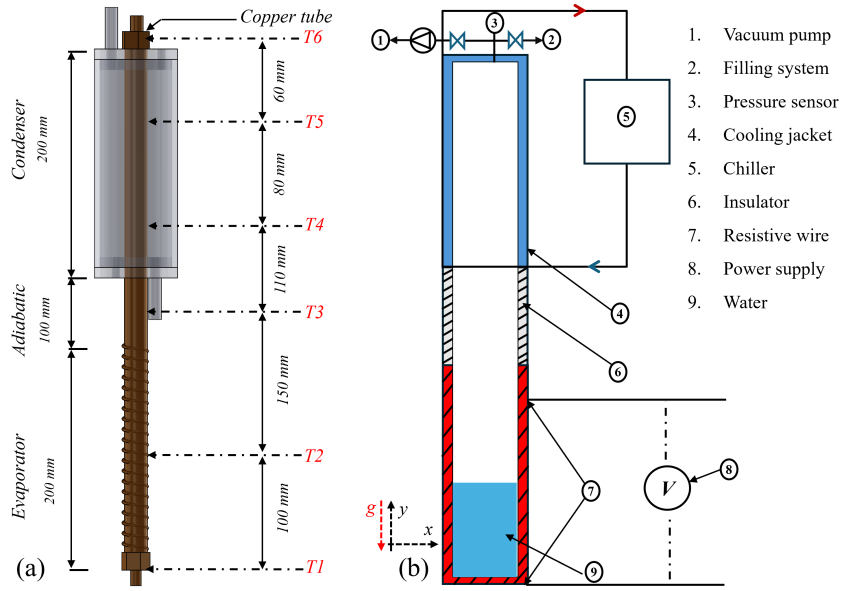


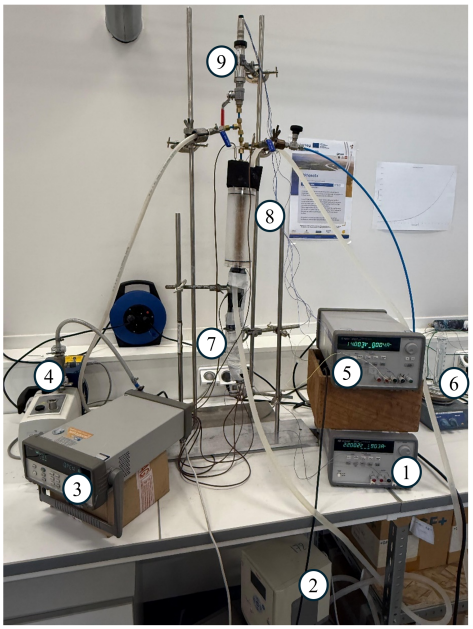
FIGURE 1 – *Schematic representation of the TPCT : (a) dimensions and locations of the monitoring points, (b) 2D schematic of the entire system.*

of its high thermal conductivity (λ = 401 $\mathrm{W/m.K}$ at 25 °C). The tube was divided into three parts such as the evaporator (bottom, 200 mm) that was heated with a resistive wire ($10\ \Omega/\mathrm{m}$) connected to a power supply (Keysight E3634A), the adiabatic section (middle, 100 mm) , and the condenser (top, 200 mm) cooled by a circulating water loop with controlled temperature (cooling loop).

Six T-type thermocouples (Stainless steel 321, 18/8/1 Cr/Ni/Titanium-stabilized) were positioned along the copper tube to measure and monitor the temperature of the system (Fig. 1(a)). Thermocouple T1 was positioned inside the evaporator from the bottom of the tube and T6 inside the condenser section from the top. T2, T3, T4, and T5 measured the outer wall temperature at various locations. All thermocouples were connected to a data acquisition system (Agilent 34970A) via LabVIEW for automated recording. A piezoresistive pressure sensor was also installed at the top of the condenser to measure vapor pressure during the experiments.

2.2 Experimental procedure

A view of the experimental set up is shown in Fig. 2. Before charging, the copper tube was first cleaned through repeated rinsing with acetone followed by distilled water, then sealed tightly and vacuum-dried. Since the CPU have to be cooled at temperature lower than 55°C, and since we wanted to use water as green refrigerant fluid, the system were operated at subatmospheric pressure. More precisely, to avoid the presence of any other gases than water vapor who would not participate to the boiling and condensation cycle, the TPCT is completely vacuumed using a vacuum pump ILMVAC type 302103, before the introduction of liquid water (FR = 80%). As a result, the pressure in the TPCT is the saturation pressure corresponding to the temperature of the condenser. Following charging, the cooling temperature was settle up at the 25 °C using a chiller (Thermo Scientific ARCTIC A10 Refrigerated Circulators) with a volumetric flow rate of 17 L/min. The heat input in the evaporator was increased gradually, and six heat levels were tested such as 40.9 W, 79.3 W, 106.2 W 143.6 W, 178.5 W, 201.9 W corresponding respectively to the following heat flux : 3.25 $\mathrm{kW/m^2}$, 6.31 $\mathrm{kW/m^2}$, 8.45 $\mathrm{kW/m^2}$, 11.43 $\mathrm{kW/m^2}$, 14.21 $\mathrm{kW/m^2}$, and 16.07 $\mathrm{kW/m^2}$. After each adjustment, the system was allowed to reach steady state before proceeding to the next step.



1. Heating power supply
2. Chiller
3. Data logger
4. Vacuum pump
5. Pressure sensor power supply
6. Filling device for water
7. Evaporator + Insulation
8. Cooling jacket
9. Pressure sensor

FIGURE 2 – *Photographs of the experimental set up.*

2.3 Data reduction

The heat input to the evaporator (Q_{in}) was determined from the voltage (U) and the current (I) supplied by the power supply ($Q_{\text{in}} = U \cdot I$). Heat losses were estimated experimentally using an empty thermosiphon while running the cooling loop, and found to be about 3% based on correlations with temperature difference. These losses (Q_{loss}) were subtracted from the input power to obtain the effective heat transfer rate, $Q_{\text{tot}} = Q_{\text{in}} - Q_{\text{loss}}$. The heat flux ($q_{\text{net}}$) can be calculated from the total effective heat and the surface of the evaporator (A_{eva}) as :

$$q_{\text{net}} = \frac{Q_{\text{tot}}}{A_{\text{eva}}} \tag{1}$$

The HTC of the evaporator (h_{eva}) is computed by the Eq. 2, which is well used in the literature [15].

$$h_{\text{eva}} = \frac{Q_{\text{tot}}}{A_{\text{eva}}(T_{\text{eva}} - T_{\text{ad}})} \tag{2}$$

where T_{eva}, and T_{ad} are, respectively, the wall temperature of the evaporator (T_2 in this experiment) and the wall adiabatic section temperature (T_3) corresponding to vapor temperature.

To evaluate the heat transfer coefficient of the condenser (h_{con}), the following equation was used :

$$h_{\text{con}} = \frac{Q_{\text{tot}}}{A_{\text{con}}(T_{\text{ad}} - T_{\text{con}})} \tag{3}$$

where T_{con} is the average wall temperature of the condenser determined by a linear interpolation taking into consideration the position of the thermocouple (T_4, T_5 and T_6 in this experiment) used to assess the temperature distribution of the condenser.

Thermal resistance provides the steady-state thermal performance of TPT. It is determined as Eq. 4 :

$$R_{\text{th}} = \frac{(T_{\text{eva}} - T_{\text{con}})}{Q_{\text{tot}}} \tag{4}$$

Measurement	Device	Experimental Uncertainty
Temperature	T-type thermocouple	± 0.5°C
Pressure	Piezoresistive pressure transmitter	± 0.1%
Power Input (U and I)	Keysight power supply	< 0.5%

TABLE 2 – *Experimental uncertainties of the equipments.*

The uncertainties of the measurement devices are listed in the table 2. The standard uncertainty to the calculated quantities was calculated according to the Eq. 5, [15]. x_i represents each variable on which the function f is dependent. The maximum relative expanded uncertainties of the evaporator heat transfer coefficient, the condensation heat transfer coefficient and the overall thermal resistance are 12.2%, 15.3% and 7%, respectively.

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2} \tag{5}$$

3 Results and discussion

3.1 Temperature distribution

Fig. 3 shows the temperature distribution over time for the six heats input. Significant temperature fluctuations were observed at low heat input (40.9 W, 79.3 W, as shown in Fig. 3(a,b)) particularly at 40.9 W leading to a geyser boiling with a period around 90 seconds. When the heat input is low, the liquid gradually becomes superheated until a vapor bubble forms and rapidly expands. This expansion pushes the liquid upward toward the condenser, inducing rapid vapor condensation. The liquid then returns to the evaporator as a subcooled film. As it reheats and becomes superheated again, the geyser boiling cycle repeats. This phenomenon were consistently observed in the Fig. 3(a) at 40.9 W, which is further clarified in the Fig. 4(a) using the temperature variation of the outer wall of the evaporator. The confinement number (Co) is well applied in flow boiling field to characterized the degree of confinement in the TPCT. It is defined by Cornwell and Kew [16] as the following equation :

$$Co = \frac{\lambda_c}{D_i} = \frac{1}{D_i} \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_l - \rho_v) g}} \tag{6}$$

where D_i is the inner diameter of the thermosiphon. λ_c is the capillary length, which is proportional to the bubble departure diameter. σ, ρ_l, ρ_v, and g denote the surface tension of the working fluid, the liquid and vapor densities, and the gravitational acceleration, respectively. A larger TPCT diameter results in a smaller Co, which facilitates smooth circulation of the working fluid. Conversely, a smaller diameter increases the Co value, making fluid circulation within the TPCT more difficult.

At low heat input, slow wall heating delays nucleation and bubble dynamics. Growing bubbles push liquid upward toward the condenser, creating a temporary counter-gravity flow and confined regime associated with geyser boiling. The liquid then drains back to the evaporator under gravity, returning to an unconfined state. The "Intermittent confinement" illustrated in the Fig. 4(a) refers to a periodic, gravity-defying liquid motion that temporarily restricts the TPCT. In this regime, the TPCT alternates repeatedly between confined and unconfined states during operation demonstrating geyser boiling regime.

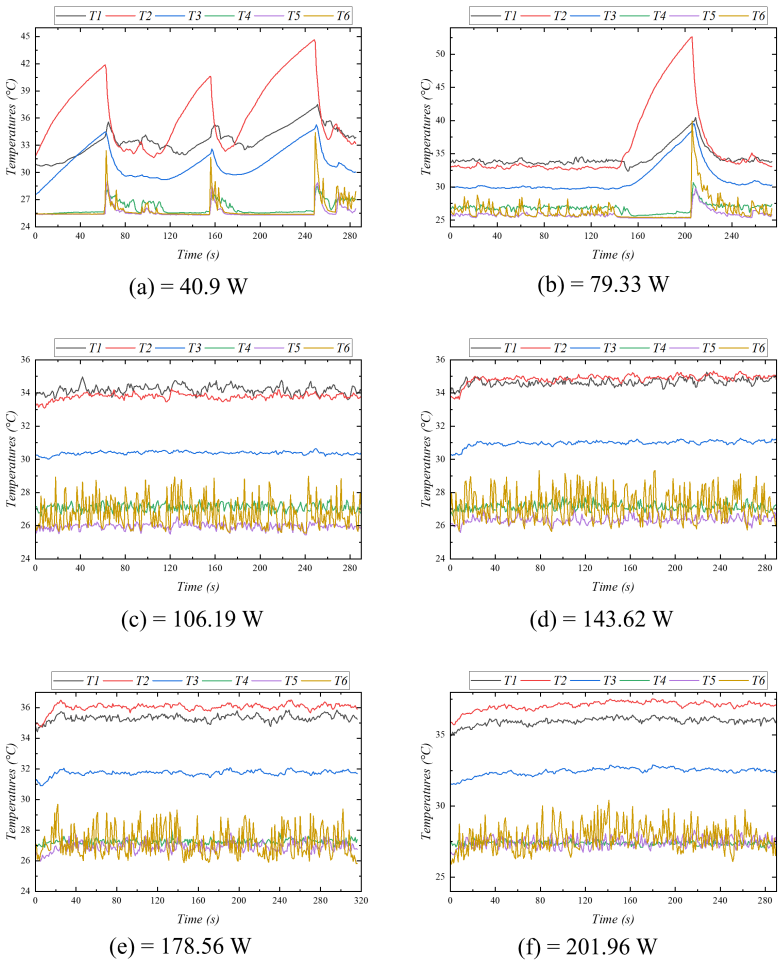


FIGURE 3 – *Temperature distribution over time at different heat input.*

The pressure fluctuations shown in Fig. 4 at low heat input reflect the thermal instability eventually associated with geyser boiling. As the heat input increases, the higher wall superheat promotes more nucleation, faster bubble growth, and quicker bubble departure. This behavior reduces the amplitude of temperature oscillations and leads to smoother circulation within the TPCT, as illustrated in Fig. 3 (c,f).

3.2 HTC of the evaporator and the condenser

Fig. 5(a) shows the HTC of the evaporator and the condenser. It shows that the first two heat flux levels (3.25, 6.31 kW/m²) correspond to an unstable operating regime dominated by geyser boiling. This regime is marked by strong temperature fluctuations at the evaporator wall and irregular variations in the HTC. From 8.45 kW/m² upward, including the 11.43, 14.21 and 16.07 kW/m², the evaporator response becomes more stable. The wall temperature distribution evens out, and the HTC approaches a nearly constant value with only minor oscillations. This transition indicates that higher heat input promotes more consistent nucleation and a more regular boiling process. On the other hand, the condenser HTC increases progressively from the lowest to the highest heat input. This trend indicates that higher heat input enhance the inertial forces of the circulating flow, thereby increasing the effective condensation surface and promoting more efficient heat transfer in the condenser.

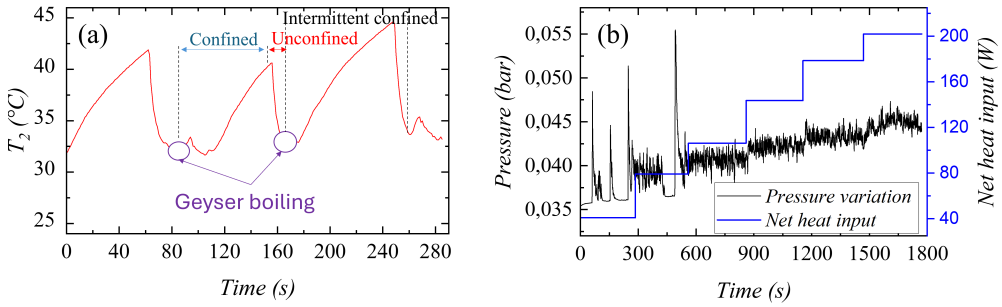


FIGURE 4 – *(a) Geyser boiling occurrence at low heat input, (b) Pressure variation over heat input.*

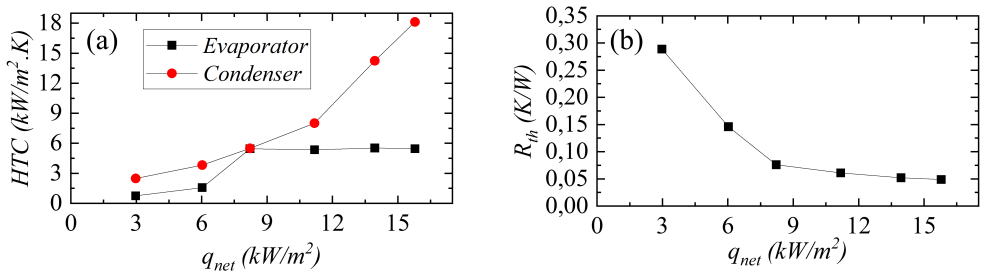


FIGURE 5 – *(a) HTC of the evaporator and condenser, (b) thermal resistance of the system.*

3.3 Thermal resistance

The thermal resistance of the TPCT decreases as the heat input increases (Fig. 5(b)), indicating the establishment of a stable pool boiling regime at higher power levels and a stable vapor liquid circulation throughout the system. This favorable behavior at high heat input, achieved in a small-diameter TPCT operating with water at low pressure with moderate FR (80%) and cooling temperature (25 °C), is highly promising for waste heat recovery applications in DCs.

4 Conclusion

This study experimentally investigated the thermal behavior of a small-diameter two-phase closed Thermosiphon operating with water at low operating pressure. The results show that at low heat inputs, the TPCT exhibits strong thermal instabilities characterized by intermittent confined flow and geyser boiling, leading to significant temperature and pressure fluctuations and reduced heat transfer performance. As the heat input increases, the system undergoes transition toward a stable boiling regime. These findings highlight the potential of small-diameter TPCTs, when properly optimized in terms of FR and cooling conditions, for effective waste heat recovery and thermal management in DCs applications.

References

1. (IEA), I. E. A. *Tracking data centres and data transmission networks 2020* `https://www.iea.org/energy-system/buildings/data-centres-and-data-transmission-networks,2020`. Accessed 16-11-2025.

2. Haynau, R., Marcinichen, J. B., Amalfi, R. L., Cataldo, F. & Thome, J. R. *Thermosyphon simulation code: transient thermal performance and experimental validation* in *2021 20th IEEE Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (iTherm)* (2021).

3. Rahma, A. G. *et al.* Numerical assessment of condensation time relaxation coefficients for accurate prediction under atmospheric and subatmospheric conditions in two-phase thermosiphon systems. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **252,** 127485 (2025).

4. Amalfi, R. L., Cataldo, F., Marcinichen, J. B. & Thome, J. R. *Experimental characterization of a server-level thermosyphon for high-heat flux dissipations* in *2020 19th IEEE Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITherm)* (2020), 402–409.

5. Rahma, A. G. *et al. Numerical Investigation of Condensation Time Relaxation Coefficients in Two-Phase Thermosiphon Systems for Low-Pressure Applications* in *26ème Congrès Français de Mécanique* (2025).

6. Cao, J. *et al.* A review on independent and integrated/coupled two-phase loop thermosyphons. *Applied Energy* **280,** 115885 (2020).

7. Abadassi, F. *et al. Thermal Characterization of a Two-Phase Closed Thermosyphon with Optimal Filling Ratio under Varying Condenser Temperatures.* in *Congrès Français de la Mécanique* (2025).

8. Rahma, A. G. *et al.* Two-phase thermosiphon cooling in data centers: a comprehensive review of refrigerants for practical selection. *Journal of Engineering and Applied Science* **72** (2025).

9. Smith, K., Kempers, R. & Robinson, A. Confinement and vapour production rate influences in closed two-phase reflux thermosyphons Part A: flow regimes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **119,** 907–921 (2018).

10. Rahma, A. *et al. Influence of Filling Ratio on Flow Pattern in a Two-Phase Closed Thermosiphon at Fixed Confinement Number* in *2025 4th International Conference on Electronic Engineering (ICEEM)* (2025), 1–6.

11. Sauciuc, I., Akbarzadeh, A. & Johnson, P. Characteristics of two-phase closed thermosiphons for medium temperature heat recovery applications. *Heat Recovery Systems and CHP* **15** (1995).

12. Rahma, A. *et al. Effect of Filling Ratio on Two-Phase Closed Thermosiphon Heat Transfer under Constant Confinement and Weber Number* in *2025 7th Novel Intelligent and Leading Emerging Sciences Conference (NILES)* (2025), 90–94.

13. Mantelli, M. B., Colle, S., de Carvalho, R. D. & de Moraes, D. U. *Study of closed two-phase thermosyphons for bakery oven application* tech. rep. (Cidade Univ. Trindade, Florianopolis, Santa Catarina (BR), 1999).

14. Casarosa, C., Latrofa, E. & Shelginski, A. The geyser effect in a two-phase thermosyphon. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **26,** 933–941 (1983).

15. Kang, S., Lee, S. & Lee, J. Performance enhancement of two-phase closed thermosyphon with threaded evaporator surface. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **164** (2025).

16. Cornwell, K. & Kew, P. A. in *Energy Efficiency in Process Technology* 624–638 (Springer, 1993).

Acknowledgment

The 2PhaseEx project is part of the Science Offensive of the trinational Upper Rhine Metropolitan Region, co-financed by the European Union via the Interreg Upper Rhine programme. The authors would also like to thank the MICROFLOTEC project for its valuable support and collaboration.

Comparaison de la compacité d'échangeurs de chaleur dans le cadre d'un réacteur à sels fondus

Comparison of a heat exchanger's compactness in molten-salt reactor context

Aubin PALMIER[1*], Xavier JEANNINGROS[1], Clément RENON[1], Matthieu FENOT[2], Dominique COUTON[2]

[1] CEA, DES, IRESNE, Département de Technologie Nucléaire, Centre de Cadarache F-13108 Saint Paul-Lez-Durance
[2] Institut Pprime, CNRS, ENSMA, Université de Poitiers, UPR 3346, 1 Avenue Clément Ader, BP 40109, 86961 Futuroscope Chasseneuil
[*](auteur correspondant : aubin.palmier@cea.fr)

Résumé - L'avancée de la fabrication additive permet la conception de nouvelles géométries d'échangeurs de chaleur. Parmi elles, les échangeurs à surfaces dites TPMS Schwarz-diamant présentent un intérêt pour les réacteurs à sels fondus qui nécessitent des échangeurs de chaleurs compacts à faible risque d'encrassement. Cette étude vise à quantifier le gain de compacité d'un tel échangeur vis-à-vis d'un échangeur tubes et calandre en adaptant le modèle de Webb. Le modèle développé permet alors d'identifier les conditions de fonctionnement où les surfaces TPMS offrent une compacité optimale.

Abstract - Recent advancements in metal additive manufacturing processes have led to the development of novel heat exchange channel geometries. Among them the so-called TPMS (Triply Periodic Minimal Surface) hold great promise for molten-salt reactors that require compact heat exchangers with low plugging risk. This study aims to measure the increased compactness provided by those heat exchangers compared to a shell and tube heat exchanger by adapting Webb's model. The newly obtained model can then be used to identify the operating conditions where TPMS surfaces enable the greatest compactness.

Nomenclature

A	surface d'échange, m^2	S_p	section de passage, m^2
C_p	capacité thermique massique, J.(kg.K)$^{-1}$	*TPMS*	Triply Periodic Minimal Surface
d	diamètre hydraulique, $d = 4V/A$, m	U	coefficient d'échange global W.(m^2.K)$^{-1}$
e	épaisseur, m	v	Vitesse, m.s^{-1}
f	coefficient de perte de charge de Darcy	V	volume fluide, m^3
F	facteur de correction	*Symboles grecs*	
h	coefficient d'échange convectif, W.(m^2.K)$^{-1}$	λ	conductivité thermique, W.(m.K)$^{-1}$
Nu	nombre de Nusselt, $Nu = hd/\lambda$	μ	viscosité dynamique, Pa.s
P	puissance de pompage, $P = Q_v \Delta p$, W	ρ	densité, kg.m^{-3}
Δp	perte de charge régulière, Pa	*Indices et exposants*	
Pr	nombre de Prandtl, $Pr = \mu C_p/\lambda$	c	Chaud
Q_v	débit volumique, m^3.s^{-1}	f	Froid
R	Résistance thermique globale, K.W^{-1}	p	Paroi
Re	nombre de Reynolds, $Re = \rho v d/\mu$	r	échangeur de référence

1. Introduction

Les réacteurs nucléaires à sels fondus connaissent un regain d'intérêt depuis quelques années. Sous un fonctionnement en neutrons rapides ils permettent de convertir les actinides mineurs [1]. Dans ce type de réacteur, le combustible est liquide, dissous dans un sel fondu et circule dans tout le circuit primaire entre une zone critique (le cœur du réacteur) et les échangeurs intermédiaires. Pour faciliter de pilotage de ce type de réacteur, il est nécessaire de minimiser le volume de sel mobilisé en dehors du cœur, et par conséquent, minimiser le volume de sel combustible dans les échangeurs intermédiaires [1].

Pour cette étude, l'échangeur de référence considéré pour ces réacteurs à sels fondus est un échangeur tubes et calandre, contre-courant à une passe (qui sera noté avec l'exposant *r*). Cette technologie d'échangeur correspond à celle choisie pour l'échangeur intermédiaire du réacteur PHENIX (autre application nucléaire à haute température) et bénéficie donc d'un large retour d'expérience [2]. Les deux fluides utilisés dans l'échangeur sont des sels fondus.

Une méthode usuelle pour obtenir un échangeur plus compact est de réduire les diamètres hydrauliques de chaque côté de l'échangeur ([3] section 7.4.1). Pour un échangeur à sels fondus c'est cependant s'exposer à un risque de colmatage des canaux. Il est donc préférable de considérer une alternative technologique à iso-diamètres hydrauliques. Or, récemment, les avancées des procédés de fabrication additive métallique ont rendu accessibles de nouvelles géométries prometteuses de canaux d'échanges pour la conception d'échangeurs de chaleur compacts : les géométries TPMS [4]. Parmi les différents motifs d'échanges à surfaces dites TPMS (Triply Periodic Minimal Surfaces), cette étude s'intéresse plus particulièrement à la structure Schwarz-diamant, dont la maille élémentaire est représentée sur les Figures 1 et 2. En répliquant ce motif dans les 3 directions de l'espace, il est possible de constituer un échangeur contre-courant.

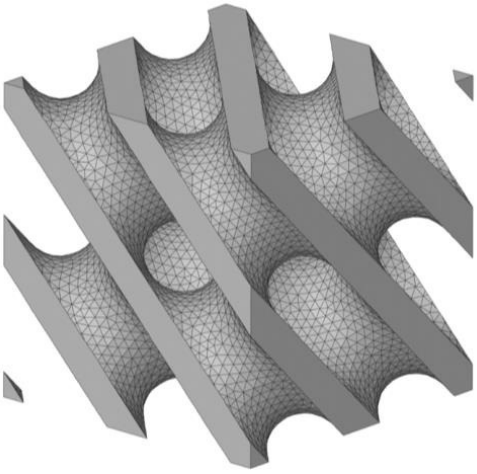


Figure 1 : Maille élémentaire solide d'échangeur TPMS Schwarz-Diamant

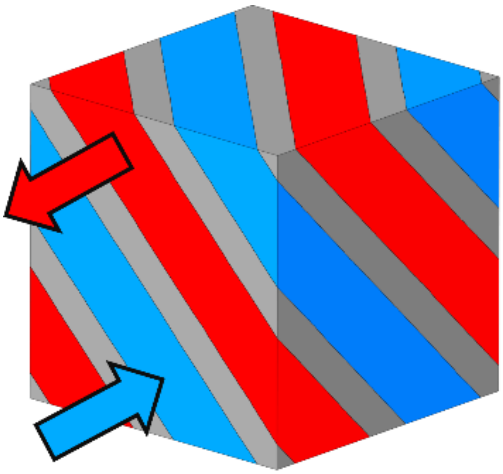


Figure 2 : Maille élémentaire fluides d'échangeur Schwarz-Diamant

L'objectif de cette étude est de déterminer si un échangeur TPMS permet de diminuer le volume de sel combustible (coté chaud) par rapport à l'échangeur tube et calandre de référence pour un risque de colmatage équivalent. Pour cela on décide de comparer l'échangeur de référence à un échangeur TPMS de mêmes diamètres hydrauliques.

À diamètre hydraulique imposé, le rapport des volumes de fluide peut s'exprimer comme un rapport de surfaces d'échanges :

$$\frac{V}{V^r} = \frac{A}{A^r} \tag{1}$$

Dès lors, dans toute la suite de cette étude, le critère retenu pour déterminer quelle technologie permet l'échangeur le plus compact à risque d'encrassement équivalent est le quotient des surfaces d'échange de référence et TPMS $A_c{}^r/A_c$. Ce quotient des surfaces d'échange côté chaud quantifie directement le gain de compacité. On cherche à déterminer ce critère de comparaison entre les deux types d'échangeurs à iso-puissance échangée, iso-températures, iso-débits, iso-diamètres hydrauliques et, iso-perte de charge coté chaud.

2. Modèle de Webb

Un modèle de comparaison d'échangeur a été proposé par Webb [5], visant à comparer et optimiser les performances thermo hydrauliques des passes chaudes ou froides d'un échangeur. Il se base sur la comparaison des résistances globales et sur celle des puissances de pompage.

À la manière de Webb, on s'intéresse d'abord la résistance globale entre les deux fluides (équation 2). Pour évaluer celle-ci la résistance conductive sera supposée celle d'un mur (transfert monodimensionnel dans un repère cartésien, hypothèse paroi fine pour un tube). Dans les géométries TPMS, ce modèle de conduction reste le plus adapté [6]. La surface d'échange par conduction A_p est prise à la moyenne arithmétique de A_c et A_f.

$$R = \frac{1}{U_c A_c} = \frac{1}{A_c}\left(\frac{1}{h_c} + \frac{A_c}{h_f A_f} + \frac{e_p A_c}{\lambda_p A_p}\right) \tag{2}$$

Sous nos contraintes de comparaison, la puissance échangée et les températures sont les mêmes pour l'échangeur TPMS et l'échangeur de référence. Les échangeurs sont considérés contre-courant à une seule passe ayant un facteur de correction $F=1$. On a donc $UA/U^rA^r = 1$.

On peut donc exprimer notre critère $A_c{}^r/A_c$.

$$\frac{A_c^r}{\mathrm{A_c}} = \frac{\mathrm{U_c}}{\mathrm{U_c^r}} = \frac{\frac{1}{h_c^r} + \frac{1}{h_f^r}\frac{A_c^r}{A_f^r} + \frac{e_p}{\lambda_p}\frac{A_c^r}{A_p^r}}{\frac{1}{h_c} + \frac{1}{h_f}\frac{A_c}{A_f} + \frac{e_p}{\lambda_p}\frac{A_c}{A_p}} \tag{3}$$

Après factorisation du numérateur et dénominateur par $h_c{}^r$ on obtient l'équation (4) :

$$\frac{A_c^r}{\mathrm{A_c}} = \frac{1 + \frac{h_c^r}{h_f^r}\frac{A_c^r}{A_f^r} + h_c^r\frac{e_p}{\lambda_p}\frac{A_c^r}{A_p^r}}{\frac{h_c^r}{h_c} + \frac{h_c^r}{h_f}\frac{A_c}{A_f} + h_c^r\frac{e_p}{\lambda_p}\frac{A_c}{A_p}} \tag{4}$$

Les nombres de Reynolds dans l'échangeur TPMS doivent quant à eux permettre de respecter les contraintes de comparaison fixées dans la section 1 (conservation de la perte de charge côté chaud, conservation des débits massiques) vis-à-vis de l'échangeur de référence considéré.

À débit imposé, la conservation de la perte de charge côté chaud impose la puissance de pompage côté chaud $P_c^r/P_c = 1$. En exprimant cette puissance de pompage à la manière de Webb [5], en substituant les vitesses spécifiques ρv par les nombres de Reynolds, on a :

$$\frac{P_c^r}{P_c}\left(\frac{Re_c}{Re_c^r}\right)^3 = \frac{f_c^r}{f_c}\frac{A_c^r}{A_c} \tag{5}$$

Où f est le coefficient de pertes de charge de Darcy.

La dernière inconnue de notre modèle est le nombre de Reynolds côté froid du TPMS Re_f. Il nous faut également ajouter une contrainte de conservation du ratio des débits chaud et froid dans chaque échangeur :

$$\frac{(\rho v S_p)_f}{(\rho v S_p)_c} = \frac{(\rho v S_p)_f^r}{(\rho v S_p)_c^r} \tag{6}$$

On remplace les vitesse spécifiques ρv par les nombres de Reynolds et le rapport des sections de passage par un rapport des volumes fluides :

$$\frac{Re_f V_f}{Re_c V_c} = \frac{Re_f^r V_f^r}{Re_c^r V_c^r} \tag{7}$$

On peut alors isoler les quotients des volumes fluides chauds et froids et les remplacer avec l'équation (1). On peut alors écrire :

$$\frac{Re_f}{Re_f^r} = \frac{A_f^r}{A_c^r}\frac{A_c}{A_f}\frac{Re_c}{Re_c^r} \tag{8}$$

Les équations (4), (5) et (8) forment un système de trois équations (9). Ce système détermine notre critère de comparaison A_c^r/A_c en fonction des propriétés fluides, matériau et géométriques d'un échangeur de référence opérant à un couple de nombre de Reynolds quelconque.

$$\begin{cases} \dfrac{A_c^r}{A_c} = \dfrac{1 + \dfrac{h_c^r}{h_f^r}\dfrac{A_c^r}{A_f^r} + h_c^r \dfrac{e_p}{\lambda_p}\dfrac{A_c^r}{A_p}}{\dfrac{h_c^r}{h_c} + \dfrac{h_c^r}{h_f}\dfrac{A_c}{A_f} + h_c^r \dfrac{e_p}{\lambda_p}\dfrac{A_c}{A_p}} \\ \dfrac{Re_c}{Re_c^r} = \left(\dfrac{f_c^r}{f_c}\dfrac{A_c^r}{A_c}\right)^{\frac{1}{3}} \\ \dfrac{Re_f}{Re_f^r} = \dfrac{A_f^r}{A_c^r}\dfrac{A_c}{A_f}\dfrac{Re_c}{Re_c^r} \end{cases} \tag{9}$$

Evaluons les différents quotients de surfaces d'échanges internes (A_f/A_c, A_p/A_c) pour chaque échangeur. On a choisi l'hypothèse d'un diamètre hydraulique côté chaud égal à celui côté froid. Dans notre échangeur tubes et calandre, le fluide chaud circule dans des tubes de diamètre intérieur d et de diamètre externe $d+2e_p$, les surfaces d'échange sont proportionnelles à ces diamètres. Un échangeur TPMS Schwarz Diamant ayant le même diamètre hydraulique des deux côtés présente des canaux symétriques, donc de même surface d'échange. On obtient donc les expressions des quotients de surfaces d'échange en fonction de e_p/d_h exposées dans le Tableau 1 :

	A_f/A_c	A_p/A_c
Echangeur de référence	$\frac{A_f^r}{A_c^r} = 1 + 2e_p/d$	$\frac{A_p^r}{A_c^r} = 1 + e_p/d$
Echangeur TPMS	$\frac{A_f}{A_c} = 1$	$\frac{A_p}{A_c} = 1$

Tableau 1 : Quotients des surfaces d'échange A_c/A_f et A_c/A_p en fonction des paramètres géométriques des échangeurs.

Après substitution dans le système (9) des expressions du tableau 1 on obtient :

$$\begin{cases} \dfrac{A_c^r}{A_c} = \dfrac{1 + \dfrac{h_c^r/h_f^r}{1 + 2e_p/d} + h_c^r \dfrac{e_p/\lambda_p}{1 + e_p/d}}{h_c^r/h_c + h_c^r/h_f + h_c^r e_p/\lambda_p} \\ \dfrac{Re_c}{Re_c^r} = \left(\dfrac{f_c^r}{f_c}\dfrac{A_c^r}{A_c}\right)^{\frac{1}{3}} \\ \dfrac{Re_f}{Re_f^r} = \left(1 + 2\dfrac{e_p}{d}\right)\dfrac{Re_c}{Re_c^r} \end{cases} \quad (10)$$

Les propriétés fluides (sels fondus) considérées pour les côtés chauds et froids sont répertoriées dans Tableau 2. On considère une conductivité thermique de paroi $\lambda_p = 20$ W.(mK)$^{-1}$. Les corrélations de nombres de Nusselt et de coefficients de perte de charge dans les différents échangeurs sont répertoriées dans le Tableau 3. Dans les corrélations de Nusselt, les variations de viscosité sont négligées pour cette application.

	Unités	Chaud (c)	Froid (f)
Caloporteurs	-	Sel combustible	Sel secondaire
Conductivité	W.(m.K)$^{-1}$	0,5	0,5
Prandtl	-	3,8	5

Tableau 2 : Propriétés des fluides [7]

	Nombre de Nusselt	Frottement
Tubes et calandre [8], [9]	$Nu = \dfrac{(f/8)(Re - 1000)Pr}{1 + 12{,}7(f/8)^{1/2}(Pr^{2/3} - 1)}$	$f = (0{,}79\ln(Re) - 1{,}64)^{-2}$
TPMS [10]	$Nu = 0{,}2644Re^{0{,}69}\,Pr^{1/3}$	$f = 7.4Re^{-0{,}17}$

Tableau 3 : Corrélations de Nusselt et de coefficient de perte de charge

On considère une épaisseur de tube e_p valant 1/10 du diamètre hydraulique côté chaud.

3. Application de la méthode

Appliquons la méthode au cas d'étude présenté en introduction : l'échangeur intermédiaire d'un réacteur à sels fondus. On considère un échangeur de référence opérant à un couple de nombres de Reynolds (Re_c^r, Re_f^r) donné. On peut déterminer notre critère de comparaison (A_c^r/A_c) par résolution du système (10). On part de l'hypothèse initiale

$A_c^r/A_c=Re_c/Re_c^r=Re_f/Re_f^r=1$ puis de manière itérative, on évalue les membres droits du système pour obtenir une nouvelle estimation de ces trois quotients (membres gauches). On continue jusqu'à convergence des quotients.

L'application de notre méthode à notre cas d'étude (réacteur à sels fondus) est présentée dans la Figure 3. La valeur de notre critère de comparaison (en %) y est représentée par des courbes de niveau, en fonction du nombre de Reynolds dans l'échangeur de référence, du côté froid (abscisse) et du coté chaud (ordonnée). La gamme présentée ($10.000 < Re < 200.000$) est représentative des configurations envisagées dans notre application.

Sur la courbe de niveau 116% il faut donc lire que la surface d'échange de l'échangeur tubes et calandre vaut 116% de celle de l'échangeur TPMS équivalent (iso-puissance échangée, iso-températures, iso-débits, iso-diamètres hydrauliques et iso-perte de charge coté chaud).

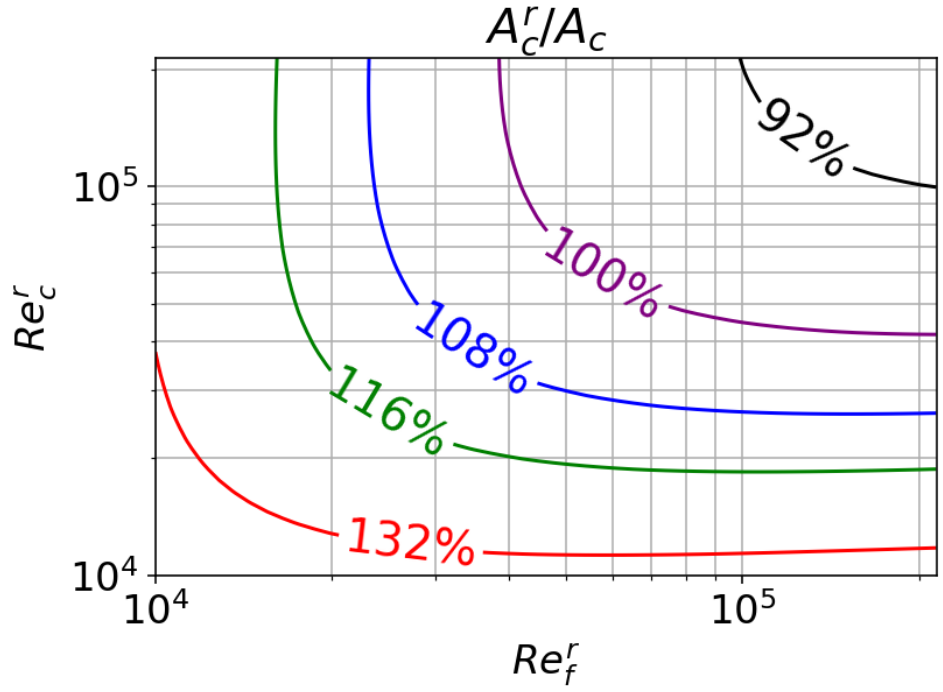


Figure 3 : Gain de compacité avec les TPMS

La courbe de niveau 100% nous permet de délimiter le domaine où les TPMS présentent un intérêt par rapport à l'échangeur de référence, en permettant une meilleure compacité.

On constate que plus le nombre de Reynolds dans l'échangeur de référence est bas, plus les échangeurs TPMS permettent une amélioration de la compacité. Ils permettent alors une diminution du volume de sel chaud à risque de colmatage équivalent. Dans le cas où le nombre de Reynolds d'un canal de l'échangeur de référence est très petit devant un autre, les courbes approchent des asymptotes, et ce nombre de Reynolds seul suffit pour évaluer le gain de compacité offert par les TPMS.

Pour les cas d'applications où les nombre de Reynolds sont inférieurs à 40 000 dans les deux côtés de l'échangeur de référence, les échangeurs TPMS permettent systématiquement un gain de compacité.

La Figure 3 nous montre que le rapport des surfaces d'échange A_c^r/A_c est compris entre 0,9 et 1,5. Le rapport des nombres de Reynolds entre les deux échangeurs (deux dernières équations du système (10) dépend donc majoritairement du rapport des coefficients de frottements f_c^r/f_c. Que l'on estime entre 0.034 et 0.10 pour la figure 3.

Une approche complémentaire consisterait à étudier le gain de diamètre hydraulique à volume constant à partir du quotient des surfaces d'échange côté chaud. Les équations pour cette approche introduisent des quotients de diamètres hydrauliques à chaque substitution des vitesses spécifiques (équations (5) et (7)). Pour cette raison il a été décidé de ne pas inclure cette démarche dans cet article.

4. Conclusion

Notre étude propose un moyen de comparer la compacité d'échangeurs de différentes technologies ayant les mêmes diamètres hydrauliques, puissances échangées, débits massiques de chaque côté de l'échangeur et une perte de charge côté chaud identique.

Les échangeurs TPMS permettent une réduction du volume de sel mobilisé (pouvant dépasser 32%) par rapport à l'échangeur tubes et calandre de référence dans le domaine de fonctionnement d'intérêt. Cette réduction est permise sans modifications du fonctionnement thermohydraulique du circuit primaire et avec le même risque de colmatage.

Les résultats présentés dépendent du niveau de maturités des corrélations dans les motifs TPMS. Ainsi une campagne numérique et expérimentale de caractérisation d'un échangeur TPMS fonctionnel est prévue à la suite de cette étude.

Cette étude fait aussi abstraction des limites technologiques (exemple : rugosité inhérente aux procédés de fabrication additive) et des capacités de fabrication (pas d'espacement minimum des tubes d'échangeurs tubes et calandre). Elle permet néanmoins d'identifier facilement les points de fonctionnements où une technologie d'échangeur semble prometteuse par rapport à une autre.

Dans cette étude la perte de charge côté froid n'est pas imposée. Une autre approche imposant cette perte de charge est possible. Dans ce cas, il faut supprimer une des autres contraintes de comparaison, par exemple en permettant au diamètre hydraulique côté froid de varier d'un échangeur à l'autre.

Références

[1] V. Pascal *et al.*, The ARAMIS-P chloride molten salt concept for actinide conversion: A review of main design results, *Nuclear Engineering and Design*, vol. 448 (2026), p. 114681

[2] J. Guidez, *Phénix - Le retour d'expérience*. Graphot, 2013. INSBN 978-2-9529575-8-8.

[3] R. K. Shah et D. P. Sekulić, *Fundamentals of heat exchanger design*. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons (2003).

[4] H. Wang, C. Zhao, W. Liu, Z. Liu, H. Bian, et K. Zhang, Advances in triply periodic minimal surface structures for thermal management systems: A comprehensive review, *Applied Thermal Engineering*, vol. 279 (2025), p. 127481.

[5] R. L. Webb, Performance evaluation criteria for use of enhanced heat transfer surfaces in heat exchanger design, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 24, n° 4 (1981), p. 715-726.

[6] S. Stallard, T. L. Bergman, et X. Li, The transient 1D dimensionless conduction heat rate approach applied to 3D TPMS structures, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 248 (2025), p. 127208.

[7] M. Mascaron, J. Martinet, V. Pascal, E. Merle, et F. Bertrand, An approach to Molten Salt Reactor operation and control and its application to the ARAMIS actinide burner, *Annals of Nuclear Energy*, vol. 210 (2025), p. 110888.

[8] V. Gnielinski, New equations for heat and mass transfer in the turbulent flow in pipes and channels, *NASA STI/Recon Technical Report A*, vol. 41 (1975), p. 8-16.

[9] Petukhov, Heat Transfer and Friction in Turbulent Pipe Flow with Variable Physical Properties, in *Advances in Heat Transfer*, vol. 6, Elsevier (1970), p. 503-564.

[10] C. Renon et X. Jeanningros, A numerical investigation of heat transfer and pressure drop correlations in Gyroid and Diamond TPMS-based heat exchanger channels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 239 (2025), p. 126599.

Etude expérimentale et théorique d'un métamatériaux concentrateur thermique

Experimental-theoretical investigation of a metamaterial thermal concentrator

Mohammed LACHI[1], Arthur E.H. BRUNO[2], Renato M. COTTA[2,3], Carolina P. NAVEIRA-COTTA[2]

[1]Institut de Thermique, Mécanique, Matériaux (ITheMM), Université de Reims Champagne-Ardenne, UFR SEN, Moulin de la Housse - 51687 Reims (France)
[2]Laboratory of Nano and Microfluidics and Microsystems, LabMEMS, Mechanical Eng. Dept., POLI & COPPE, Federal University of Rio de Janeiro, UFRJ, RJ (Brazil)
[3]Navy Research Institute, IPqM/CTMRJ, General Directorate of Nuclear and Technological Development, DGDNTM, Brazilian Navy, Rio de Janeiro, RJ (Brazil)
[*](Corresponding author: m.lachi@univ-reims.fr)

Résumé - Cet article présente une analyse expérimentale et théorique d'un concentrateur thermique pouvant être modélisé comme un métamatériau thermique. La conception de ce concentrateur s'inspire de la récupération d'énergie à partir du panneau arrière d'un système photovoltaïque à haute concentration (HCPV), permettant la collecte simultanée de la chaleur provenant de quatre sources thermiques. Un dispositif expérimental intégrant des mesures de thermographie infrarouge a été mis au point. Les résultats expérimentaux sont comparés à des simulations numériques afin d'optimiser la conception du dispositif.

Abstract - The present paper provides an experimental-theoretical analysis of a thermal concentrator that can be represented as a thermal metamaterial. The concentrator design was motivated by the energy harvesting from the back panel of a high concentration photovoltaic system (HCPV), allowing the simultaneous heat collection from four thermal sources. An experimental setup incorporating infrared thermography measurements was developed. The experimental results are compared with numerical simulations to optimize the device design.

1. Introduction

Metamaterials can be defined as high-performance functional materials that are designed to have artificial effective physical properties, combining natural materials in different geometries, arrangements, and dimensions. The last two decades have seen breakthroughs in this field and this accumulated understanding and available design and manufacturing tools begin to effectively deliver solutions in different physical areas. As part of this wider trend, the so called thermal metamaterials have been proposed in different contexts, aiming to control heat flow through the proper design of engineered materials with desirable effective thermophysical properties is essential in shielding or altering thermal signatures and in enhancing thermal energy sustainability through harvesting and efficiency improvement [1-4]. One main example of the use of metamaterials in thermal management will be here considered, namely thermal concentrators, which focus heat flow from different sources into a smaller area. Different

geometries have been theoretically analysed and experimentally demonstrated, including some fairly simple flower-shaped fin configurations [5-12].

A crucial step in the development of a specific thermal metamaterial involves modelling the modified physical properties through transformational optics and simulating various geometries and arrangements of such heterogeneous anisotropic media, with the corresponding complex spatially variable patterns incorporated into the variable anisotropic properties, as discussed in [13-14] for a thermal cloak illustration. However, in some simpler geometric configurations, it is still possible to simulate the detailed multi-region and multi-media arrangement through classical heat transfer theory, without recurring to the transformational optics reformulation. The present work thus provides an experimental-theoretical analysis of a relatively simple manufactured thermal concentrator based on previously published thermal metamaterial designs, motivated by an application in waste heat recovery from high concentration photovoltaic (HCPV) panels [15-16]. Each individual photovoltaic cell is associated with a Fresnel lens for radiation concentration, which leads to a considerable heat dissipation to the HCPV structure. Nevertheless, the aluminium back panel of the HCPV system is sufficiently effective in passively removing and exchanging heat with the external ambient. However, it remains of interest to recover this waste heat and use it for a secondary process, such as membrane distillation for water desalination, which has been proposed in [15-16]. The solution involves the thermohydraulic design, 3D printing and installation of micro heat exchangers to the back of each photovoltaic cell. The aim of the present exploratory design of a thermal concentrator is to reduce the number of micro-heat exchangers required to recover the thermal energy from the HCPV system back panel, through the use of fairly simple thermal concentrators located in the central position with respect to every four photovoltaic cells, thus reducing the number of micro-thermal devices by a factor of four once sufficient concentration is achieved.

2. Experimental analysis

The objective of the experimental analysis is acquiring reliable data for the thermal behaviour of a proposed thermal concentrator in order to use it as a heat harvesting device on a HCPV (High Concentration Photovoltaic) solar system whose heat losses are partially recovered through the use of micro-heat exchangers, attached to the back of the photovoltaic cells, on the surface of the HCPV system metallic back panel. A flower-shaped thermal concentrator metamaterial was chosen, which encodes several physically meaningful design advantages for capturing and focusing waste heat [6,11]. The present configuration deals only with isotropic materials but can be improved if paired with anisotropic or spatially graded materials.

The thermal concentrator studied (Fig. 1) consists of a composite structure made up of a polydimethylsiloxane (PDMS) disk into which a central copper piece is integrated. This piece (Fig. 2) is designed as a conductive element with radial fins extending towards the periphery of the disk. The architecture of the device aims to exploit the marked contrast in thermal conductivity between PDMS, a poorly conductive and therefore insulating material, and copper, a highly conductive material. The combination of PDMS and copper, in combination with an adequate fin geometry, promotes the orientation of the heat fluxes and constitutes an innovative approach in the field of thermal metamaterials [17].

The copper component (Fig. 2) plays a central role in the functioning of the metamaterial. The fins ensure the efficient collection of heat generated at the ends of the metal plate, while the central part of the copper component is designed to concentrate the recovered heat. This geometric configuration thus preferentially guides heat flow from the periphery, where heat is lost, towards the central area of the device. Thanks to this design, the metamaterial acts as a passive heat concentrator, allowing for a controlled redistribution of heat flow and a localized temperature increase at the central zone of the device. This principle opens up interesting possibilities for applications in thermal management, energy storage, and heat recovery systems [18].

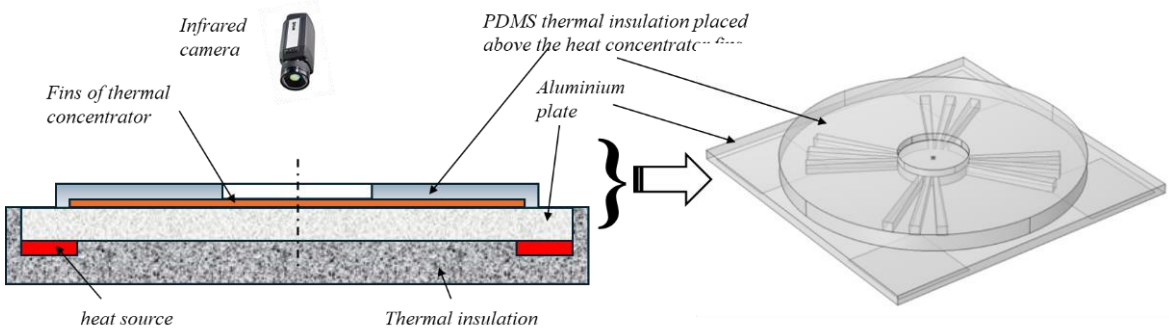


Figure 1: *Presentation of the different elements of the experimental setup.*

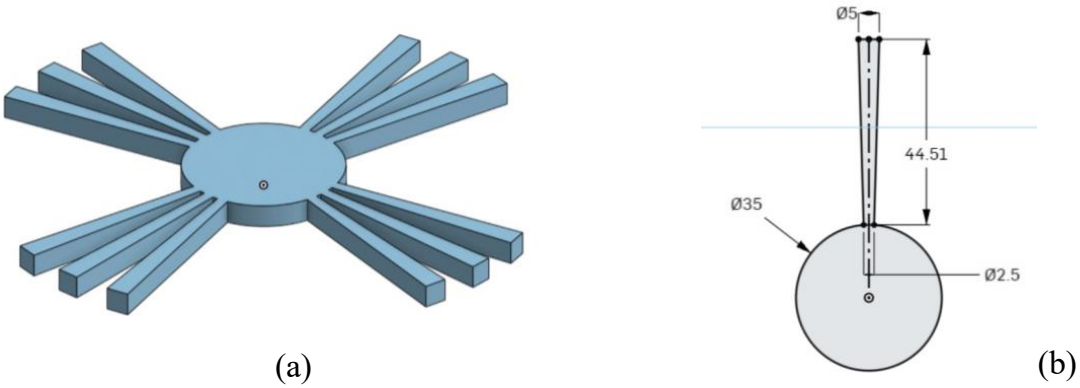
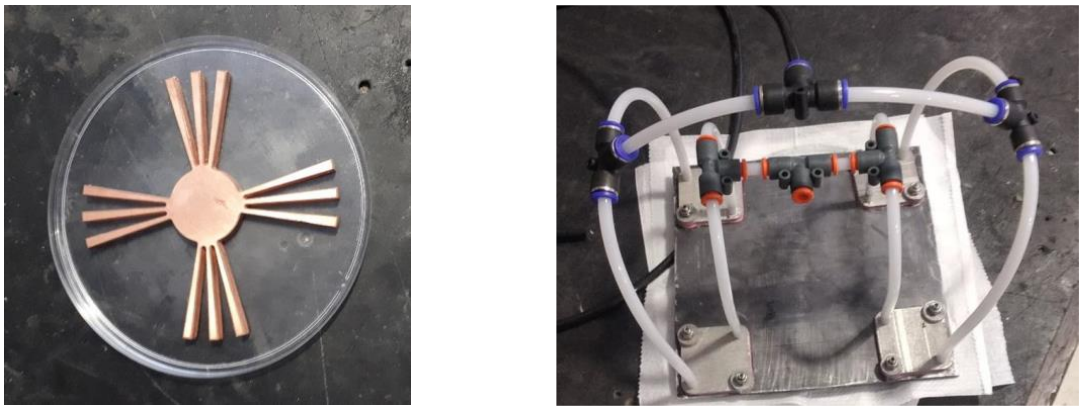


Figure 2: *Presentation of the central part of the copper concentrator (a) and its dimensions (b).*

The aluminium base is a square piece measuring 160 mm on each side (Fig. 1), which is subjected to the heat fluxes generated by the four heat sources. Their geometry is represented by the four surfaces located at the four corners of the square base of the plate. Insulation is used to limit heat losses. This insulation with PDMS material consists of a 150 mm foam cylinder with a cylindrical opening providing access to the central surface of the copper star. The central zone of the metamaterial is formed by a central disk 35 mm in diameter, on which are distributed fins 44.51 mm long, with a width of 2.5 mm at its narrowest point and 5 mm at its widest. Figure 3a show the final configuration of the PDMS-Copper thermal concentrator, while Fig. 3b illustrates the base aluminium plate with the four micro-heat exchangers installed as heat sources, once connected to the thermal bath.

For temperature measurements on the back side of the thermal concentrator, the FLIR SC645 infrared thermography camera is used, which performs non-contact measurements and allows thermograms to be generated as needed on the entire back surface of the

metamaterial. The upper surface of the system in front of the camera is painted black with a paint of emissivity equal to 98%.

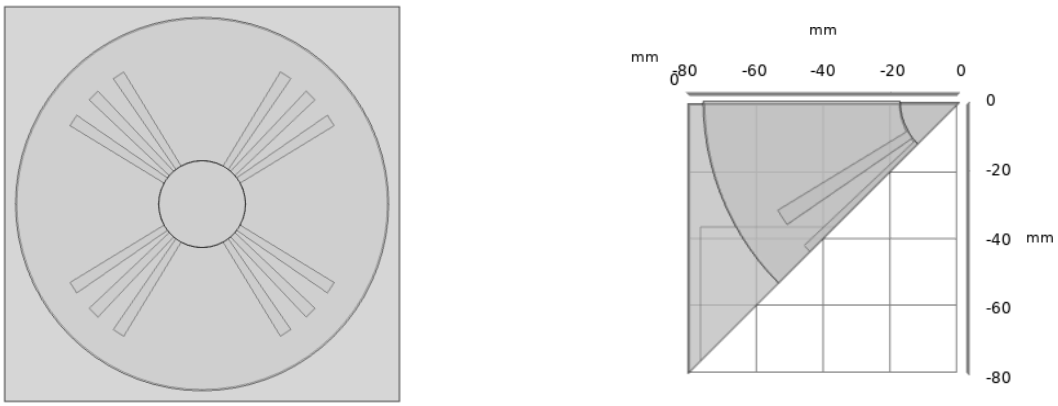


(a) Final configuration of thermal concentrator (b) Setup of base plate with heaters (micro-heat exchangers)

Figure 3: *Details of the thermal concentrator and of the aluminium base with heat sources.*

3. Theoretical analysis

To numerically investigate the performance of the heat concentrator, a three-dimensional model was developed using COMSOL Multiphysics, through the conduction heat transfer module. The main objective of this simulation is to reproduce the redistribution of heat flow promoted by the copper fins embedded in the PDMS matrix, replicating the conditions of the experiment. The modelled geometry consists of a cylindrical sector composed of copper fins arranged radially within a PDMS matrix, both supported on an aluminium plate that acts as a base where heat sources were positioned. All dimensions, as well as the positioning of the heat exchangers, were determined according to the experimental arrangement. Aiming to optimize simulation time, it was possible to simplify the model by exploiting its radial symmetry. Observing that the device can be divided into eight equal parts, subsequent calculations were performed using only one-eighth of the geometry (Figure 4b). This simplification drastically reduced the computational time required, without compromising the accuracy of the results, and allowed the use of more refined meshes.



(a) Original configuration (b) Reduced symmetric configuration

Figure 4: *Top view of the geometries, original and simplified by radial symmetry (one eighth of the device).*

A crucial step in the mathematical modelling of the thermal concentrator is the careful definition of the boundary conditions, which represent the heat exchanges between the system and the environment. In this context, it was necessary to model two main thermal interactions

between the metamaterial and the environment: the heat supply by the photovoltaic cells, represented in the experiment by four micro heat exchangers, and the heat loss through the surfaces to the air by natural convection and radiation. COMSOL includes a built-in feature to compute heat transfer coefficients that accounts for both spatial and temporal temperature variations. Instead of assuming a constant value, it evaluates the coefficient locally, adapting to changes in temperature across the domain and over time, thereby capturing transient and non-uniform thermal effects more accurately. Different approaches were considered to model the coupling with the heat exchangers. Initially, we employed a prescribed heat flux condition, using a parametric sweep to identify the most appropriate value, and later also allowed for the convective coupling with an estimated internal heat transfer coefficient for the micro-heat exchangers. Additionally, considering the presence of heat transfer between solids composed of different materials, it is imperative to focus on the conditions of thermal transfer at the interfaces between these materials. In the present phase of the project, we have estimated a thermal contact conductance coefficient between the micro heat exchanger surface and the aluminium plate, with the thermal paste utilized, of approximately 245 W/m².K.

4. Results and discussion

Figure 5 below shows an example of acquisition of the experimental measurements made by the infrared thermography camera as shown schematically in Figure 4 and explained in paragraph 2. The thermogram also shows tree crossed temperature lines (01,02,03) located on the back side of the concentrator, one representing a vertical line (line01) that runs mostly along the PDMS region while the diagonal ones (lines 2,3) runs along the finned area. As can be seen in the image at the bottom right, the initial results clearly show that the temperature in the central zone is higher than that in the rest of the concentrator, which demonstrates that the proposed metamaterial plays its role in concentrating the heat flux to the selected area. Furthermore, the temperature along the fins is higher than that in the finless areas. In this example the water temperature was controlled in the thermal bath at 40 C and the central point reaches 37,1 C.

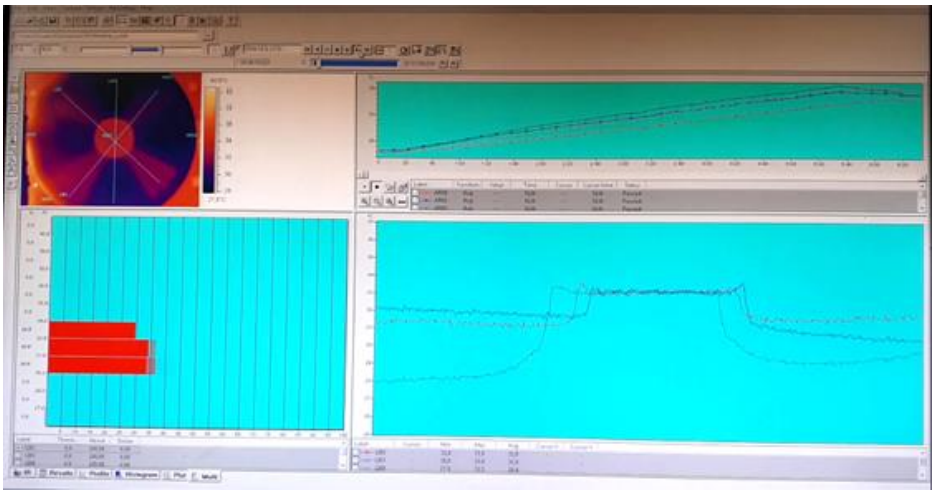


Figure 5: A thermogram taken by the infrared thermography camera on the upper face with representation of the experimental setup of the heat recovery system with these different elements.

As for the simulation, figure 6 illustrates the automatic meshing provided by the COMSOL platform, for the considered reduced domain, in the Extra Fine option. After a mesh refinement analysis, by selecting the increasing refined meshes (Normal, Fine, Finer, Extra Fine and Extremely Fine) the option Extra Fined was considered sufficiently accurate and selected for reporting the comparative results that follow.

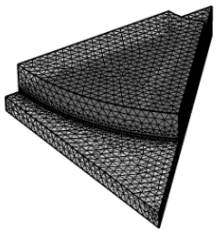


Figure 6: *Example of the mesh generated by the COMSOL software for Extra Fine selection.*

To test the imposed heat flux condition at the sources in the numerical model, we used different heat flux shapes and variations to verify that the model accurately accounts for this condition. Figure 7 shows the comparison between experimental and theoretical results for the temperature measured at the surface of the central zone of the copper concentrator, under transient conditions, for a controlled water bath temperature of 45 °C. The experimental data used are represented by blue dots, while the theoretical results for the two boundary conditions considered are represented in orange (imposed heat flux) and green (convective heat transfer). The imposed heat flux, obtained using the COMSOL fitting procedure, shows better agreement with the experimental results but overestimates the central temperature peak. This is due to the small variation in the imposed heat flux, in contrast to the more gradual variation in the temperature of the water circulating in the micro heat exchangers. Regarding the convective boundary condition proposed by COMSOL, imposing a constant heat transfer coefficient and water temperature does not correspond to physical reality, and a more complete model of the micro heat exchanger will need to be developed if necessary. Therefore, we used the constant imposed heat flux condition in the comparison of the different forms of the heat concentrator presented in the following paragraph.

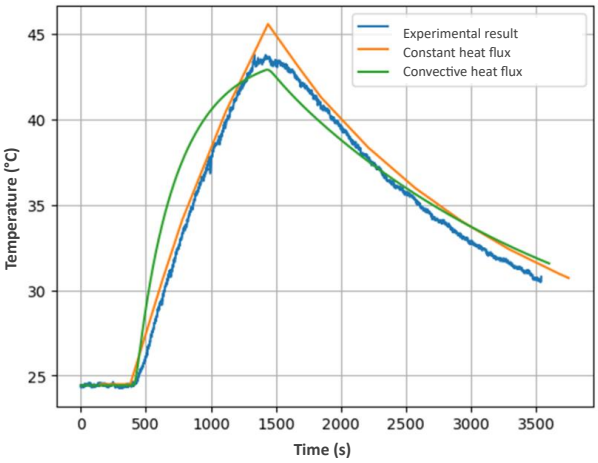
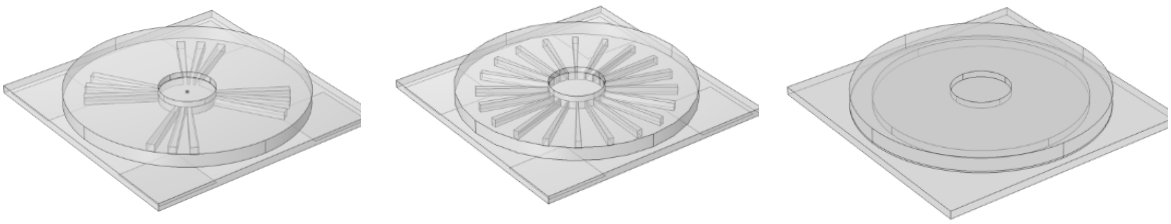
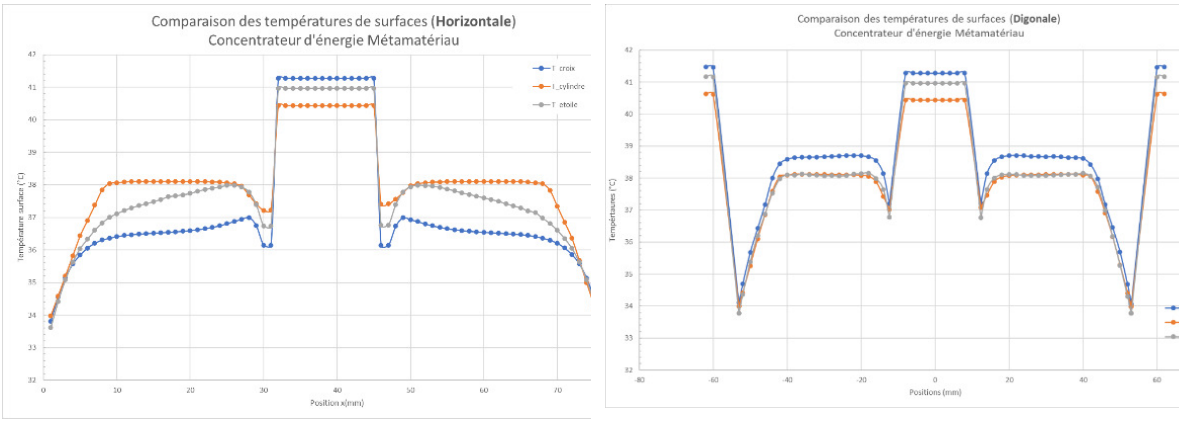


Figure 7: *Comparison of experimental (blue) and theoretical results for two different boundary conditions – prescribed heat flux (orange) and convective heat transfer (green).*



(a) Cross-like fins (b) Star-like fins (c) Full circle

Figure 8: *Different tested configurations of thermal concentrators*



(a) Temperatures along horizontal line (b) Temperatures along diagonal line

Figure 9: *Temperature distributions along horizontal and diagonal lines for the different tested configurations of thermal concentrators*

To illustrate the capabilities of the simulation tool here implemented, three different arrangements of fins were considered aiming at comparing their thermal behaviours in the concentration purpose, namely, the proposed cross-like arrangement of fins, a star-like equally spaced fins set, and a full copper circle (Figure 8). Figure 9 shows the results of COMSOL simulations where it appears that the cross configuration offers the most efficient concentration effect, as evidenced by the highest temperature readings reached along the fins and especially in the central circular area. This central area will be the most suitable for heat recovery.

5. Conclusions

The present work offers a comprehensive experimental and theoretical investigation of a thermal concentrator proposed for energy harvesting across a range of thermal management applications. It examines both the physical behavior and a modelling strategy based on CFD (COMSOL), providing insights into performance of configuration variations under realistic operating conditions. A key aspect addressed is the need for proper formulation of transient boundary conditions, which is essential for accurately simulating these devices, particularly when modelling their dynamic interaction with heat sources. Careful treatment of this coupling is shown to be critical for capturing the temporal evolution of heat transfer and ensuring reliable predictive results. For the relatively simple cross-shaped thermal concentrator, it was verified that a direct computational simulation of the heterogeneous material was sufficiently accurate to reproduce the experimental behavior, thus not requiring the transformational optics treatment that is in general applied to metamaterial analysis. Although, in our case, the dimensions involved in the design of the metamaterial are large enough that resolving the phenomena requires the use of classical numerical simulation based on the formulation of a heterogeneous medium, future work should address the transformational optics alternative for critical comparisons between the models. In principle, the metamaterial optimization task should be more efficiently accomplished in the framework of the compact transformational diffusion formulation.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors would like to acknowledge the financial support provided by the FAPERJ sponsoring agency in Brazil and the French Embassy in Brazil, under the Brazil-France Mobility Program 2022. Partial financial support from CNPq and CAPES is also kindly acknowledged. Thanks also to the PhD students and technicians of

LabMEMS/COPPE/UFRJ for their help in manufacturing the parts for the experimental setup.

References

[1] C. Z Fan, Y. Gao, J. P. Huang. Shaped graded materials with an apparent negative thermal conductivity. Appl. Phys. Lett. 92, 251907, 2008.
[2] S. Narayana, Y. Sato. Heat flux manipulation with engineered thermal materials. Phys. Rev. Lett. 108, 214303, 2012.
[3] S. Guenneau, C. Amra, D. Veynante. Transformation thermodynamics: Cloaking and concentrating heat flux. Opt. Express 20, 8207, 2012.
[4] C. Fana, C.L. Wu, Y. Wang, B. Wang, J. Wang, Thermal metamaterials: From static to dynamic heat manipulation. Physics Reports, V.1077, pp.1-111, 2024
[5] F. Chen, D. Y. Lei, Experimental Realization of Extreme Heat Flux Concentration with Easy-to-Make Thermal Metamaterials. Scientific Reports, v.5, p.11552 |, 2015.
[6] W. Liu, C. Lan, M. Ji, J. Yao, J. Wang, B. Li, J. Zhou, A flower-shaped thermal energy harvester made by metamaterials. Global Challenges, v.1, n.6, p.1700017, 2017.
[7] D.-P. Liu, P.-J. Chen, H.-H. Huang, Realization of a thermal cloak–concentrator using a metamaterial transformer. Scientific Reports, v.8, p.2493, 2018.
[8] Z. Muslimin, et al., Numerical examination of metamaterial concentrator design for high efficient thermal energy harvester. In: IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, v. 619, n. 1, p. 012022, 2019.
[9] G. Xu, X. Zhou, Z. Liu, Converging heat transfer in completely arbitrary profiles with unconventional thermal concentrator. Int. Comm. in Heat and Mass Transfer, v. 108, pp. 104337, 2019.
[10] G. Xu, X. Zhou, J. Zhang, Bilayer thermal harvesters for concentrating temperature distribution. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 142, pp. 118434, 2019.
[11] R.N. Kaikatui, et al., Metamaterial concentrator for thermal energy harvester. In: E3S Web of Conferences, v. 190, p. 00032, 2020.
[12] Q. Ji, X. Chen, J. Liang, V. Laude, S. Guenneau, G. Fang, M. Kadic, Designing thermal energy harvesting devices with natural materials through optimized microstructures. Int. Journal of Heat and Mass Transfer, v. 169, pp. 120948, 2021.
[13] R.M. Cotta, C.P. Naveira-Cotta, M. Lachi, and A.E.H. Bruno, Integral transform of heat conduction in anisotropic heterogeneous media: Application to thermal metamaterials. Proc. of the 8th Thermal and Fluids Engineering Conference (TFEC), ASTFE, Paper # TFEC-2023-47408, p.1795-1798, College Park, MD, USA, March 26th-29th, 2023.
[14] R.M. Cotta, M. Lachi, C.P. Naveira-Cotta, and A.E.H. Bruno, Integral transform solution of heat conduction in anisotropic heterogeneous media. Computational Thermal Sciences, Memorial Issue of Prof. Darrel Pepper, Paper # CTS-49260, Vol.16, no.2, pp.65-90, 2024.
[15] C.P. Naveira-Cotta, I.V. Curcino, B. Scaramuza dos Reis, A.O. Cárdenas Gómez, P.R.S. Costa Jr., J.D.C.G. Carvalho, L.E. Peñaranda Chenche, J.A. Lima, R.M. Cotta, A sustainable polycogeneration prototype for decentralized production of electricity, distilled water and biodiesel. Proc. of the 8th Thermal and Fluids Engineering Conference (TFEC), ASTFE, Paper # TFEC-2023-47412, p.703-707, College Park, MD, USA, March 26th-29th, 2023.
[16] I.V. Curcino, B. Scaramuza dos Reis, A.O. Cárdenas Gómez, L.E. Peñaranda Chenche, J.A. Lima, C.P. Naveira-Cotta, and R.M. Cotta, Experimental evaluation of solar desalination system with vacuum-enhanced air gap membrane distillation. Proc. of the 17th International Heat Transfer Conference – IHTC17, Paper # IHTC17-1011, Cape Town, South Africa, August 14th-18th, pp. 1-10, 2023.
[17] T. Han, et al., Experimental demonstration of a bilayer thermal cloak. Physical Review Letters, vol. 112, no. 5, p. 054302, 2014.
[18] Y. Li, et al., Temperature-dependent transformation thermotics: From switchable thermal cloaks to macroscopic thermal diodes. Physical Review Letters, vol. 115, no. 19, p. 195503, 2015.

Étude des transferts de masse et de chaleur lors de la vaporisation d'un écoulement d'eau à basse pression dans un canal étroit

Study of heat and mass transfer during sub atmospheric vaporization of water flow in a narrow channel

Antoine DUMAIN[1,2], Florine GIRAUD[1*], Benoit STUTZ[1], Guillaume CASTANET[2]

[1] Université Savoie Mont Blanc, CNRS, LOCIE, 73000 Chambéry, France
[2] Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, 54000 Nancy, France
[*](auteur correspondant : florine.giraud@univ-smb.fr)

Résumé : La vaporisation d'un écoulement d'eau à basse pression dans un canal étroit est étudiée expérimentalement afin d'améliorer les performances des pompes à chaleur à eau. L'eau liquide circule dans un canal de 5,1 mm d'épaisseur et est chauffée par un fluide secondaire. L'effet de la surchauffe pariétale, du débit du fluide de travail et de la hauteur de liquide sur les transferts de masse et de chaleur est étudié. La comparaison des flux échangés expérimentalement avec ceux d'une simulation 3D de l'écoulement sans changement de phase permet de mettre en évidence l'importance de la vaporisation sur l'intensification des transferts de masse et de chaleur.

Abstract - In order to improve water-based heat pump evaporators performances, sub atmospheric vaporization of water in a narrow channel is studied. Liquid water flows in a 5.1 mm thick channel and is heated by a secondary fluid. The effect of excess temperature, flow rate of working fluid and liquid height on heat and mass transfer is studied. Experimental heat fluxes are compared with a 3D simulation of the flow with no phase change to highlight the effect of vaporization on heat and mass transfer intensification.

Nomenclature

e	épaisseur de confinement, m	T	température, K
h	hauteur de liquide, m	P	pression, mbar
L	largeur du canal, m	v	vitesse, m.s^{-1}
$\dot{m}$	débit, kg.s^{-1}	ρ	masse volumique, kg.m^{-3}
t	temps, s	ΔH_{LV}	enthalpie de vaporisation, J.kg^{-1}

1. Introduction

Afin de respecter les réglementations environnementales comme la F-gas II, de plus en plus de constructeurs de pompe à chaleur se tournent vers des fluides frigorigènes naturels. Parmi eux, l'eau bénéficie de nombreux avantages étant donné que c'est un fluide abondant, non toxique, peu cher et avec de bonnes propriétés thermophysiques. Son principal inconvénient est que la pression nécessaire pour obtenir le changement de phase liquide-vapeur aux températures typiques de travail de la machine, pour une application pompe à chaleur ou rafraîchissement d'air, est subatmosphérique (10 mbar à 7 °C). À de telles pressions, les phénomènes d'ébullition sont très différents de ceux observés à pression atmosphérique. Du fait de la faible masse volumique de vapeur, des surchauffes plus importantes sont nécessaires pour déclencher

l'ébullition et des bulles de plusieurs centimètres sont observées [1]. Après s'être détachées de la paroi, des bulles secondaires peuvent apparaitre menant à un comportement chaotique. Entre chaque évènement d'ébullition, un temps d'attente allant jusqu'à plusieurs minutes est observé durant lequel aucune bulle n'apparait [2], [3]. Giraud et al. [4], [5] ont ainsi montré que le flux thermique dans un évaporateur à plaque planes, dans ces conditions, est principalement dû à l'assèchement de fins films liquides déposés sur la paroi chauffée à la suite de la croissance et de l'explosion des bulles. Cependant, bien que les transferts soient importants au niveau de ces films, une large partie de la surface de l'échangeur, notamment la base de l'échangeur, rempli d'eau liquide, ne participe pas ou peu aux échanges.

Ainsi, le présent papier s'inscrit dans la continuité des travaux de Giraud et al [4]. L'étude porte sur les transferts se produisant dans un évaporateur à plaques planes dans lequel, afin de limiter la surface en contact avec de l'eau à la base de l'évaporateur, l'eau liquide à 10 mbar est mise en circulation. L'effet de la surchauffe pariétale, du débit du fluide de travail et de la hauteur de liquide sur les transferts de masse et de chaleur est étudié expérimentalement. Des observations visuelles des phénomènes et une simulation 3D de l'écoulement permettent de mettre en évidence l'intensification des transferts du fait de la vaporisation du fluide de travail.

2. Dispositif expérimental et méthodes

L'évaporateur étudié est présenté sur la figure 1.a), et le banc expérimental complet sur la figure 1.b). Il consiste en un échangeur à plaques planes de 17*15 cm composé de deux canaux : un canal de 1 mm d'épaisseur dans lequel circule le fluide secondaire, et un canal dont l'épaisseur de confinement peut être ajustée en empilant des joints plats en PTFE, dans lequel circule le fluide de travail. Les deux fluides sont séparés par une plaque plane en acier inoxydable de 1 mm d'épaisseur. Une fenêtre transparente en polycarbonate de 14x14 cm permet la visualisation et l'enregistrement des phénomènes d'ébullition. Le fluide de travail est pompé depuis un réservoir vers un échangeur afin d'atteindre sa température de saturation, puis circule dans la partie inférieure de l'évaporateur de gauche à droite. Il y est chauffé par le fluide secondaire causant un changement de phase liquide-vapeur. La vapeur générée est évacuée dans la partie supérieure de l'évaporateur, partie reliée à un condenseur surdimensionné, point le plus froid de l'installation, permettant d'imposer la pression de travail. La vapeur condensée et l'eau liquide en sortie de l'évaporateur circulent séparément vers le réservoir. Des bains thermostatés reliés à des échangeurs de chaleur permettent de contrôler la température en entrée de l'évaporateur, au condenseur et dans la cuve. L'ensemble du banc est instrumenté avec des thermocouples de type K étalonnés avec une tolérance de +/- 0,2 K. Des débitmètres permettent la mesure des débits du fluide de travail et des fluides secondaires avec une précision de 0,2 % du débit mesuré. Un capteur de pression est placé à la sortie vapeur de l'évaporateur, mesurant la pression avec une incertitude de 0.025 mbar. Ces données sont enregistrées avec un programme Labview dont la période d'échantillonnage est de 1,85 s, pendant 15 min.

L'épaisseur de confinement (e_{canal}) du canal du fluide de travail est constante et vaut 5,1 mm, ce qui est plus large que la longueur capillaire de l'eau mais plus petit que la taille des bulles (resp. 2,7 mm et plusieurs cm). La pression absolue P est fixée à 10 mbar, pression de saturation de l'eau à une température de saturation de 7 °C (température d'entrée du fluide de travail dans le canal). La hauteur de liquide (h_{liq}) est imposée à 1 cm, 2 cm ou 4 cm à l'aide d'un trop plein en sortie liquide de l'évaporateur. Le débit du fluide de travail ($\dot{m}_{in,ft}$) imposé est de 5 $kg.h^{-1}$, 10 $kg.h^{-1}$ ou 20 $kg.h^{-1}$. Le temps de circulation du fluide de travail t_{circ} dans l'évaporateur varie ainsi entre 3,1 s et 12,5 s, selon l'équation (1) où L représente la longueur de l'évaporateur. Le fluide secondaire, de l'eau distillée liquide monophasique à 1,5bar, circule avec un débit de 190 $kg.h^{-1}$. Sa température d'entrée varie par pas de 5 °C entre 12 °C et 37 °C, permettant d'imposer

une surchauffe pariétale maximale, définie comme la différence entre la température du fluide secondaire en entrée de l'évaporateur et la température de saturation du fluide de travail à sa surface libre, allant de 5 °C à 30 °C. Le temps de circulation du fluide secondaire est de 0,44 s.

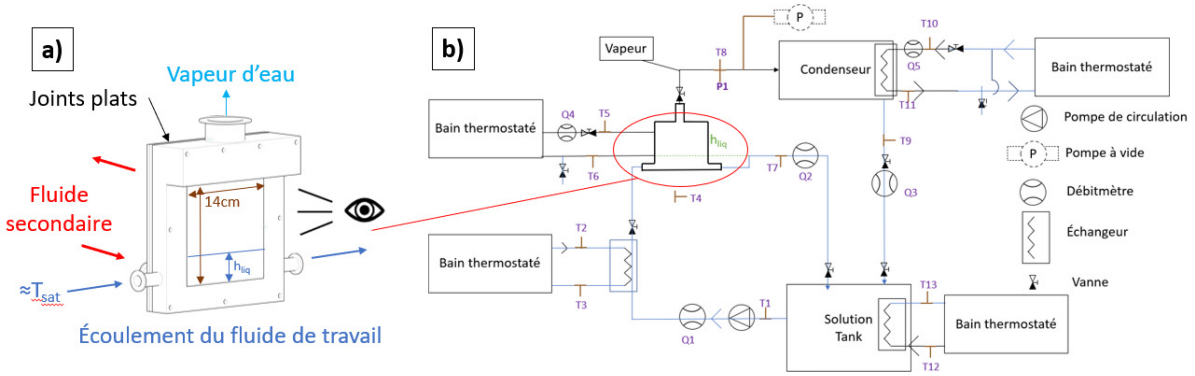


Figure 1.a) Représentation schématique de l'évaporateur et b) du banc complet.

$$t_{circ} = \frac{L*e_{channel}*h_{liq}}{\dot{m}_{ft}/\rho} = \frac{L}{v_{fluide}} \quad (1)$$

Le flux thermique $P_{evap,fs}$ transféré au fluide de travail est évalué à partir d'un bilan énergétique au fluide secondaire (Eq. (2)). Le flux thermique par chaleur sensible ($P_{evap,sens}$) est estimé à partir de la différence de température entre l'entrée et la sortie du canal du fluide de travail (Eq. (3)), en supposant le débit d'évaporation négligeable par rapport au débit du fluide de travail (resp. 0,4 $kg.h^{-1}$ contre 10 $kg.h^{-1}$ dans le cas le plus défavorable, figure 3). Le flux thermique résultant de la condensation de la vapeur d'eau P_{cond} au condenseur est estimé à partir du débit d'eau condensée (Eq. (4)). Les pertes thermiques ont été estimées et sont inférieures à 1,5 W. Les propriétés thermophysiques sont obtenues à partir de CoolProp 7.2.0.

$$P_{evap,fs} = \dot{m}_{fs} Cp_{fs} \left(T_{in,fs} - T_{out,fs}\right) \quad (2)$$

$$P_{evap,sens} = \dot{m}_{in,ft} Cp_{ft} \left(T_{out,ft} - T_{in,ft}\right) \quad (3)$$

$$P_{cond} = \dot{m}_{cond,ft} \Delta H_{LV} \quad (4)$$

L'écoulement laminaire du fluide de travail dans le canal (Re compris entre 155 et 620) et représenté sur la figure 2, est simulé en 3D grâce au logiciel COMSOL Multiphysics. Les paramètres variants sont la température du fluide secondaire, le débit de fluide de travail et la hauteur de liquide dans le canal. L'échange avec le fluide secondaire est représenté par un coefficient d'échange du fluide secondaire avec la paroi, estimé à partir de l'écoulement turbulent du fluide secondaire dans son canal. La température de la surface libre est imposée à la température de saturation correspondant à une pression de 10 mbar. Les autres surfaces sont isolées thermiquement. Le flux thermique traversant l'interface paroi/fluide de travail, sans considérer le changement de phase, est simulé pour plusieurs températures de fluide secondaire, débits de fluide de travail et hauteurs de liquide.

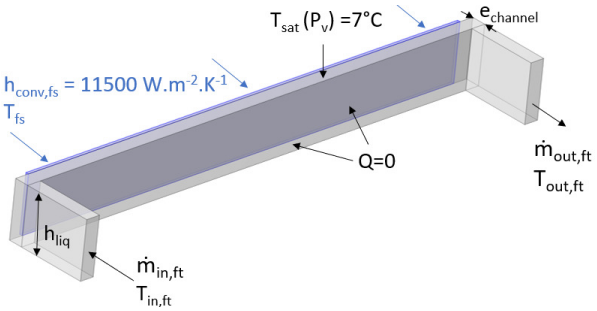


Figure 2 : Schéma de l'écoulement du fluide de travail pour la simulation 3D.

3. Analyse des transferts de masse et de chaleur lors de la vaporisation à basse pression de l'eau dans un canal étroit

Les profils 2D de température et de vitesse sont représentés sur la figure 3, à mi-longueur a) et b) et mi-hauteur c) et d) du canal, pour une surchauffe pariétale maximale de 10 K. Le flux thermique mesuré expérimentalement au fluide secondaire ($P_{evap,fs}$), au fluide de travail pour la partie sensible ($P_{evap,sens}$), au condenseur (P_{cond}), et le flux simulé par COMSOL sans changement de phase sont représentés sur la figure 4. Chaque point représente la moyenne temporelle du flux mesuré durant la période d'acquisition (15min). L'incertitude de mesure associée au flux thermique au niveau du condenseur, estimée par propagation des erreurs, est relativement faible (<1 W), donc non visible sur la figure.

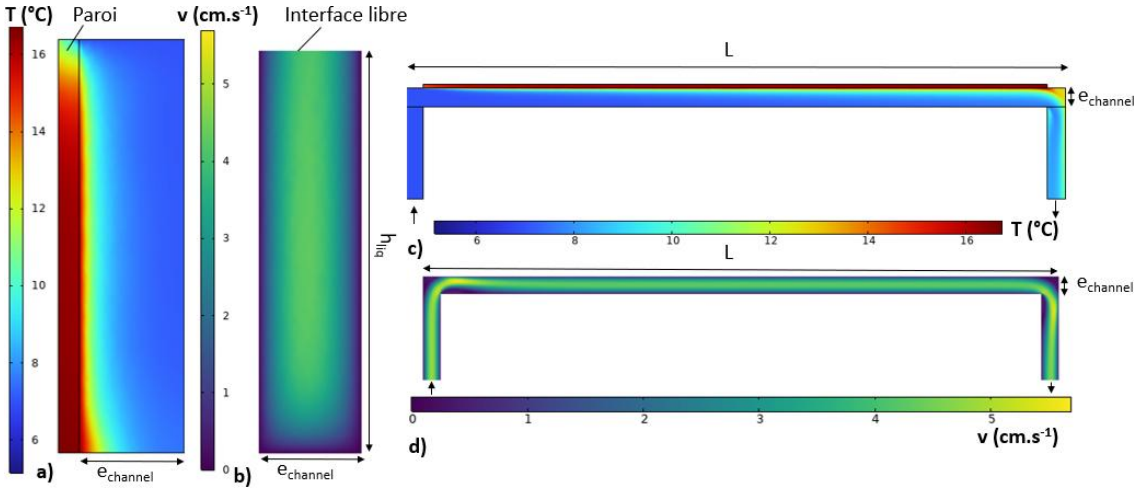


Figure 3 : Profils 2D de la température et de la vitesse à mi-longueur (a et b), et mi-hauteur (c et d) du canal. dTsat=10 K, hliq=2 cm, et $\dot{m}$=10 kg.h^{-1}.

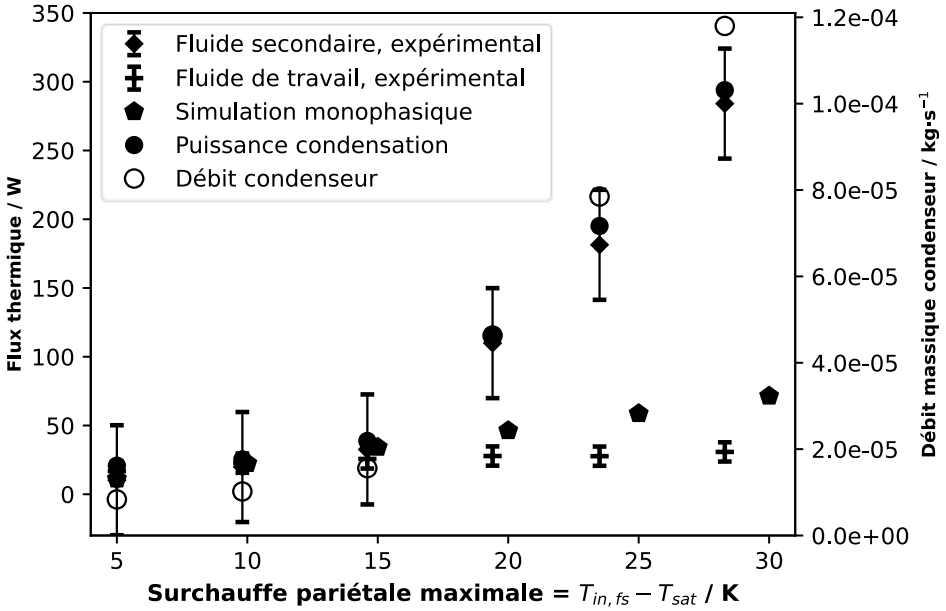


Figure 4 : Comparaison des flux thermiques expérimentaux échangés par le fluide secondaire et le fluide de travail, et simulé sans changement de phase. h_{liq}=2 cm et $\dot{m}_{in,fl}$=10 kg.h^{-1}.

Lorsque la surchauffe est inférieure à 15 K, les flux thermiques obtenus par la simulation COMSOL et par bilan sur le fluide de travail, sont identiques à celui estimé par bilan sur le fluide secondaire, ce qui suggère que le transfert par changement de phase est négligeable. La majorité du flux thermique échangé entre le fluide secondaire et le fluide de travail s'effectue

par conduction à travers la paroi puis par convection, contribuant à l'élévation en température du fluide de travail. Le flux thermique augmente ainsi faiblement avec la surchauffe. En revanche, lorsque la surchauffe est supérieure à 15 K, le flux thermique estimé au fluide secondaire augmente fortement, du fait du déclenchement de l'ébullition. La part du flux transféré par chaleur sensible augmente quant à elle peu, car tout nouvel apport d'énergie contribue à la vaporisation du fluide de travail et non à son élévation de température. Étant donné que le changement de phase n'est pas pris en compte dans la simulation, l'augmentation modéré du flux thermique simulé est uniquement proportionnelle à la surchauffe.

Les bulles apparaissant dans l'écoulement sont de taille centimétrique du fait de la basse pression. Lors de leur croissance, un fin film de liquide est piégé entre la bulle et la paroi, puis leur explosion projette du liquide sur tout ou partie de la paroi chauffée. Ces fines couches de liquide s'évaporent rapidement, permettant une intensification des transferts de chaleur et de masse instantanés. Cette intensification peut s'observer sur la figure 5, représentant l'évolution du flux thermique mesuré en fonction du temps a) et de la surchauffe pariétale maximale avec une échelle colorimétrique pour le temps b).

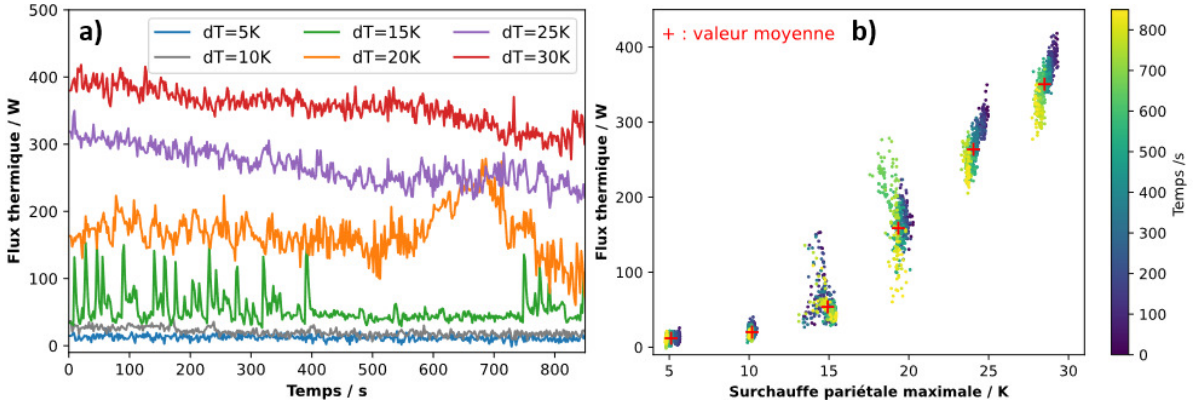


Figure 5 : Flux thermique au fluide secondaire pour plusieurs surchauffes en fonction du temps a) et de la surchauffe pariétale maximale b), $\dot{m}_{in,ft}$=5 kg.h^{-1} et h_{liq}=2 cm.

Pour de faibles surchauffes (≤10 K), les variations du flux thermique au cours du temps sont très faibles étant donné qu'aucune bulle n'apparait. Lorsque la surchauffe augmente, l'évaporation s'intensifie et des bulles isolées peuvent apparaitre dans l'écoulement. Ces bulles contribuent à l'intensification ponctuelle du flux thermique, comme montré avec les pics pour une surchauffe de 15 K sur la figure 5.a) entre 0 s et 400 s. Une période durant laquelle aucun pic n'apparait est visible entre 400 s et 700 s puis de nouvelles bulles isolées apparaissent après 750 s. Ce comportement, comprenant une longue période d'attente entre deux évènements d'ébullition est caractéristique de l'ébullition à basse pression. La fréquence d'apparition de bulles augmente avec l'augmentation de la surchauffe, permettant une augmentation du flux thermique moyenné dans le temps. Les pics deviennent également de moins en moins distincts les uns des autres, étant donné que la fréquence des bulles se rapproche de la fréquence d'acquisition. Il est également noté une augmentation temporaire du flux thermique pour une surchauffe de 20 K à 600 s. Cela est dû à la nucléation d'un très grand nombre de bulles à partir d'un site au milieu de l'écoulement proche de la surface libre, avant de se désactiver environ 2 min plus tard. C'est l'unique fois sur tous les essais qu'un tel phénomène est observé.

Il est également observable que le flux thermique a tendance à diminuer au cours du temps. Étant donné que la pression augmente au cours de l'essai (jusqu'à 12 mbar), cela pourrait être dû à la libération d'incondensables piégés dans l'eau, en particulier lorsque l'ébullition est intense, s'accumulant au condenseur. Une fuite d'air n'est pas envisagée étant donné que la remontée en pression est très faible lorsque l'installation est éteinte. La surchauffe pariétale maximale, pouvant être vue comme la force motrice de l'ébullition, diminue du fait de

l'augmentation de la température de saturation, ce qui réduit les flux échangés. Ainsi, le flux thermique est le plus important en début d'essai puis diminue progressivement. Sur la figure 5.b), les points migrent vers le coin inférieur gauche et leur couleur tend vers le jaune.

La figure 6.a) présente la moyenne temporelle du flux thermique mesuré au fluide secondaire $P_{evap,fs}$ et la figure 6.b) la quantité de chaleur sensible gagnée par le fluide de travail $P_{evap,sens}$, pour plusieurs surchauffes pariétale maximale et configurations. Il est de nouveau observé que lorsque la surchauffe est faible, (≤10 K), le flux thermique est faible également (<40 W) et varie peu entre les configurations. Lorsque la surchauffe augmente, le flux thermique augmente du fait de l'ébullition, et des écarts apparaissent entre les configurations.

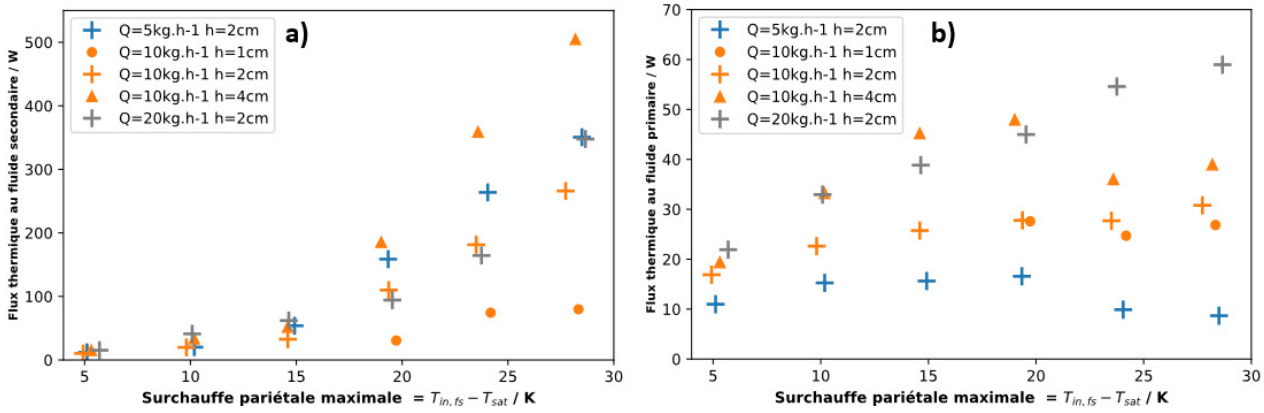


Figure 6 : Flux thermique moyen mesuré au fluide secondaire a), et chaleur sensible gagnée par le fluide de travail b), pour plusieurs configurations et surchauffes pariétales maximales. Par soucis de lisibilité, les incertitudes ne sont pas représentées mais sont équivalentes à celles de la figure 4.

Il apparait sur la figure 6.a) que la hauteur de liquide joue un rôle notable sur le flux thermique moyen. La configuration avec une hauteur de liquide de 4 cm mène au meilleur flux thermique, suivi par les configurations où elle vaut 2 cm puis 1 cm. Lorsque la hauteur de liquide augmente, la surface d'échange avec le fluide secondaire augmente également. De plus, la vitesse du liquide diminue, ce qui épaissit les couches limites thermiques et dynamiques [6], rendant la nucléation et croissance des bulles plus favorable [7]. L'effet sur la part du flux échangé par chaleur sensible au niveau du fluide de travail est en revanche limité.

Bien que la part du flux échangé par chaleur sensible (figure 6.b)) augmente avec le débit, résultat commun pour les échangeurs de chaleur classique monophasique, le flux thermique moyen au fluide secondaire évolue peu dans la plage de débit testé. Étant donné qu'une variation de débit a le même effet qu'une variation de hauteur de liquide sur la vitesse du fluide (Eq. (1)), et donc sur le développement des couches limites thermiques et dynamiques, l'impact significatif de la hauteur de liquide sur les flux thermiques comparé à celui du débit ne s'explique à priori pas à partir de la typologie de l'écoulement du liquide dans l'échangeur. Cette différence peut en revanche être en partie expliquée par les observations visuelles réalisées au cours de cette étude. La figure 7 est composée de plusieurs photos d'une croissance typique de bulle observée pour plusieurs hauteurs de liquide (1 cm, 2 cm et 4 cm) pour un même débit (10 $kg.h^{-1}$) et une même surchauffe (30 K). Les flux thermiques mesurés en fonction du temps pour ces 3 configurations sont présentés sur la figure 8.

Lorsque la hauteur de liquide est la plus faible, il y a peu de bulles, même pour des surchauffes pariétales de 30 K. La plupart proviennent d'un site de nucléation dans le coin inférieure droit de l'échangeur où du gaz piégé, soit de la vapeur d'eau ou un incondensable, forme un site de nucléation très actif. La bulle primaire provenant de ce site croit et peut interagir avec la surface libre pour former des bulles secondaires, comme observé sur la figure

7.a) à 57 ms et 129 ms, permettant d'augmenter légèrement la surface mouillée. La plupart de la paroi reste néanmoins sèche, et le flux thermique varie peu au cours du temps (figure 8.a)).

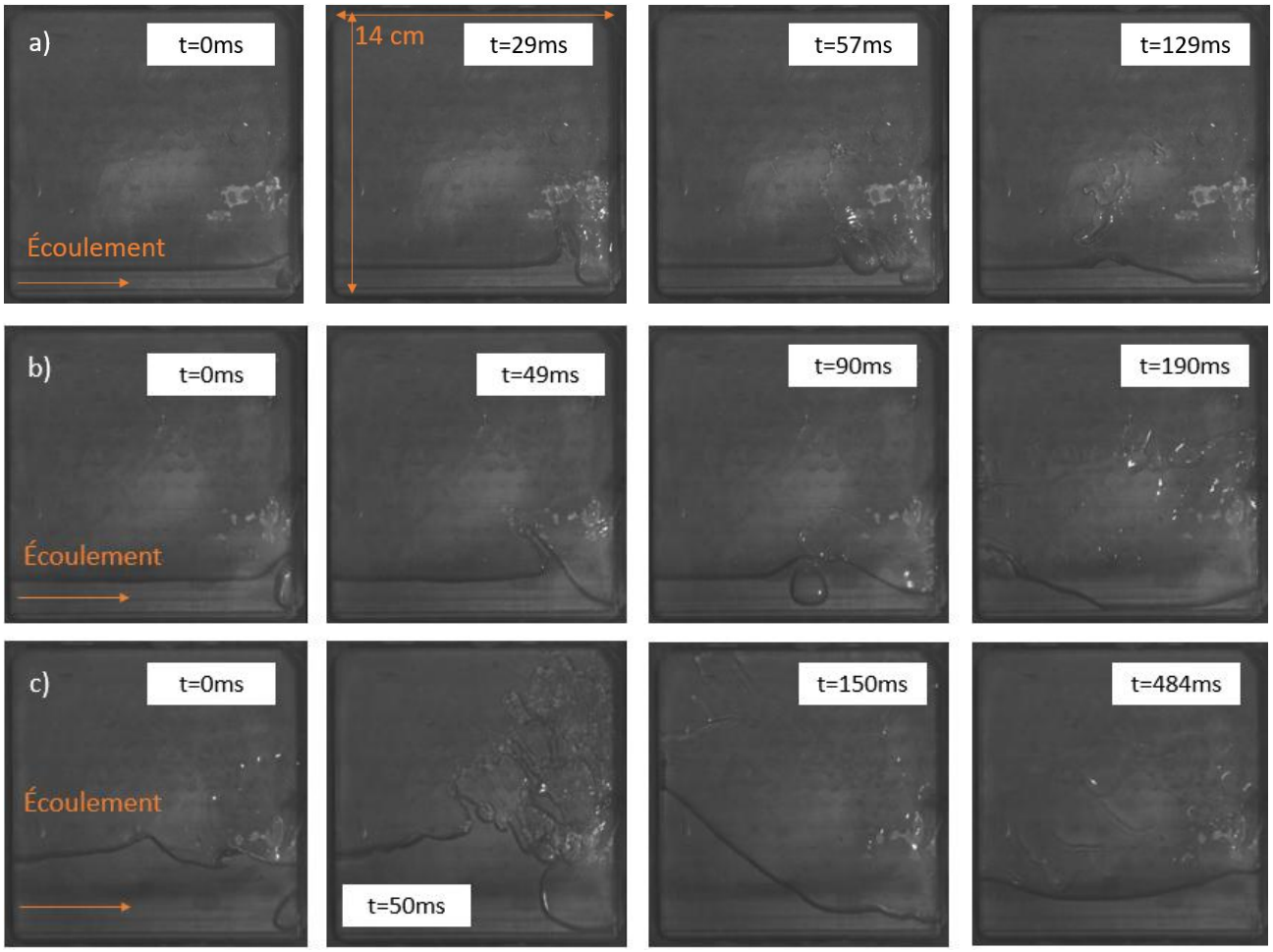


Figure 7 : Évènements typiques d'ébullition observés pour a) h_{liq}=1 cm, b) h_{liq}=2cm et c) h_{liq}=4 cm. P=10 mbar, dT_{sat}=30 K et $\dot{m}_{in,ft}$=10 kg.h^{-1}. Les temps sont donnés à titre indicatifs.

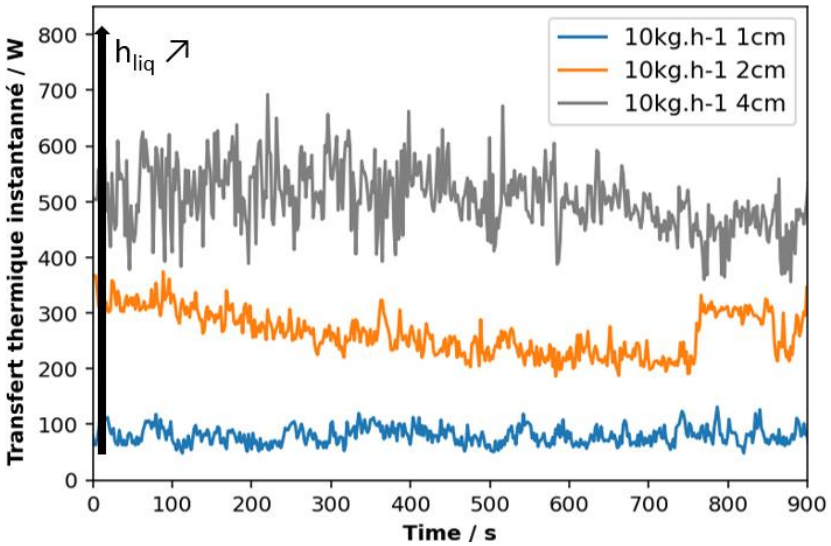


Figure 8 : Comparaison des flux thermiques au fluide secondaire en fonction du temps pour plusieurs hauteurs de liquide. dT_{sat} = 30 K, $\dot{m}_{in,ft}$=10 kg.h^{-1}.

Quand la hauteur de liquide est de 2 cm, les phénomènes sont semblables mais la surface mouillée augmente considérablement. Les bulles proviennent aussi du site de nucléation décrit plus haut, mais certaines autres apparaissent dans l'écoulement, majoritairement du côté droit,

zone la plus chaude de l'écoulement (figure 4.c)). La surface mouillée étant plus importante, le flux thermique s'intensifie. Le flux thermique est également plus important du fait d'une surface d'échange (hors phénomène d'ébullition) plus importante. Enfin, pour une hauteur de liquide de 4 cm, de très larges bulles croissent jusqu'à la surface libre. De nombreuses bulles secondaires y apparaissent, permettant de mouiller l'intégralité de la plaque centrale. Les films tombants (t= 484ms) sont clairement visibles et contribuent fortement à l'intensification des transferts. Après cet évènement, le niveau du liquide diminue dans l 'échangeur, qui se reremplie progressivement. Ainsi, de très larges variations sont observées sur le flux thermique au cours du temps. L'augmentation du flux thermique avec la distance entre le site de nucléation et la surface libre est consistant avec des observations précédentes [5].

4. Conclusion

Cette étude contribue à une meilleure compréhension de la vaporisation d'un écoulement d'eau à basse pression pour l'optimisation des évaporateurs dans les pompes à chaleur à eau. Le déclenchement de l'ébullition permet une intensification importante des transferts de chaleur et de masse. L'effet de la surchauffe pariétale maximale, de la hauteur de liquide et du débit du fluide de travail sur le flux thermique échangé est étudié. La surchauffe et la hauteur de liquide sont les paramètres impactant le plus significativement les transferts thermiques, alors que l'effet du débit reste modeste. Il est à noter que l'étude de l'ébullition à basse pression est délicate, étant donné que la présence ou non d'un site de nucléation (gaz dissous dans le liquide par exemple) peut fortement impacter les résultats. Les essais ont tous été réalisés en 8 jours afin de limiter cet effet. Par la suite, le confinement du canal sera abaissé à 1 mm. Le déclenchement de l'ébullition devrait être favorisé, permettant d'intensifier les flux échangés.

Références

[1] W. R. McGillis et al., « Pool boiling enhancement techniques for water at low pressure », in *1991 Proceedings, Seventh IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium*, Phoenix, AZ, USA: IEEE, 1991, p. 64-72. doi: 10.1109/STHERM.1991.152914.

[2] Van Stralen, et al., « Bubble growth rates in nucleate boiling of water at subatmospheric pressures », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 18, n° 5, p. 655-669, 1975, doi: 10.1016/0017-9310(75)90277-X.

[3] F. Giraud, R. Rullière, C. Toublanc, M. Clausse, et J. Bonjour, « Experimental evidence of a new regime for boiling of water at subatmospheric pressure », *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 60, p. 45-53, janv. 2015, doi: 10.1016/j.expthermflusci.2014.07.011.

[4] F. Giraud, C. Toublanc, R. Rullière, J. Bonjour, et M. Clausse, « Experimental study of water vaporization occurring inside a channel of a smooth plate-type heat exchanger at subatmospheric pressure »,*Appl. Therm. Eng.*, vol.106, p.180-191, 2016, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2016.05.151.

[5] F. Giraud, P. Mantaropoulos, B. Tremeac, et P. Tobaly, « Preliminary study of the splashing effect due to the bursting of giant water bubbles near the triple point: application to water evaporator », *26th Int. Congr. Refrig.*, 2023, doi: 10.18462/iir.10.18462/iir.icr.2023.0617.

[6] Bergman et Incropera, Éd., *Fundamentals of heat and mass transfer*, 7th ed., Wiley, 2011.

[7] V. P. Carey, *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena: An Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation Processes in Heat Transfer Equipment, Third Edition*, 3e éd. Boca Raton: CRC Press, 2020. doi: 10.1201/9780429082221.

Remerciements

Les auteurs remercient l'Agence Nationale de la Recherche de financer ce projet (ANR-23-CE05-0001).

Thème 11

Mesures thermiques et méthodes inverses

Bayesian inference for the estimation of thermophysical properties of filamentous fungal colonies 408
Caractérisation thermophysique de dépôts surfaciques sur composant face au plasma : quelle modélisation thermique du couple dépôt-substrat ? . . . 416
Détermination expérimentale de la résistance de contact entre des plaques et des ailettes en créneaux par méthode inverse . . . 424
Identification des paramètres thermo-dépendants et anisotropes pour un isolant thermique par modèle réduit . . . 432
Inférence bayésienne pour l'estimation simultanée des propriétés thermiques de matériaux orthotropes . . . 440
Pyromètre trois couleurs pour la mesure de l'absorptivité des métaux liquides à la longueur d'onde de chauffage . . . 448

Inférence bayésienne pour l'estimation des propriétés thermophysiques des colonies de champignons filamenteux

Bayesian inference for the estimation of thermophysical properties of filamentous fungal colonies

Luiz Fernando Silva FERREIRA[1,2], Leonardo Antonio BERMEO VARON[3], Mayara Gil CASTRO SANTOS[5], Olivier FUDYM[1], Thomas PIERRE[4*], Helcio R. B. ORLANDE[1]

[1]Federal University of Rio de Janeiro, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, 21941-598, Brazil
[2]Federal Institute of Education, Science and Technology, Paracambi, RJ, 26600-000, Brazil
[3]School of Electrical and Electronics Engineering, Universidad del Valle, 100-00, Cali, Colombia.
[4]Univ. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL, F-56100, Lorient, France.
[5]Laboratory BAKTRON, Rio de Janeiro, RJ, 20921-003, Brazil.

[*]Corresponding author: thomas.pierre@univ-ubs.fr

Résumé – Ce travail présente la vérification d'une solution à un problème inverse lié à la détection thermique de champignons. L'objectif de ce problème inverse est l'estimation des propriétés thermiques d'une couche uniforme de champignon lors d'expériences de laboratoire contrôlées. Des mesures de température transitoires de la surface du champignon sont disponibles pour la résolution du problème inverse obtenue par l'algorithme de Metropolis-Hastings avec un échantillonnage par deux blocs deparamètres. Des mesures simulées sont utilisées pour la vérification de la solution.

Abstract – This works presents the verification of an inverse problem solution related to the thermal detection of fungi. The objective of the inverse problem is the estimation of the thermal properties of a uniform layer of a fungus in controlled laboratory experiments. Transient temperature measurements of the surface of the fungus are available for the inverse problem solution, which is obtained by using the Metropolis-Hastings algorithm with sampling by two blocks of parameters. Simulated measurements are used for the inverse problem solution verification.

Nomenclature

Latine letters

C	volumetric heat capacity, $J \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}$
c	Specific heat, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
h	heat transfer coefficient, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$
k	thermal conductivity, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
L	length, m
$\mathbf{P}$	vector of model parameters
$\boldsymbol{k}$	unit vector
T	temperature, K
t	time, s
$\mathbf{V}$	covariance matrix
x	spatial coordinate, m
$\mathbf{Y}$	vector of measured temperatures, °C

Greek letters

μ	mean of prior distributions
ρ	density, $kg \cdot m^{-3}$
σ	standard deviation of measurement errors, °C

Indices and exponents

a	agar gel
f	*fungus*
ini	initial condition
p	plastic
∞	ambient/surroundings

1. Introduction

Several toxigenic fungi can result in significant risks to humans, animals and industrialized products [1, 2]. Grains, leaves, fruits, and other dairy products can be affected by mycotoxins produced by such fungi colonies [3]. Although JECFA [4] and ANVISA [5, 6] have established intake thresholds of such microorganisms, clinical detection of intoxication is complicated by biotransformation and a lack of literature correlating exposure to specific disease states [2]. Therefore, the early detection and control of fungi can contribute to diminish health problems [7]. This work aims to detect the presence of fungi from infrared images processing. To this end, the knowledge of thermophysical properties is necessary.

This work follows our previous studies involving the estimation of the thermophysical properties of a fungus or of fungi colonies in controlled laboratory experiments. These studies were based on different mathematical models depending on the situation under analysis, such as a lumped formulation for small fungal colonies [8] and one-dimensional heat conduction through uniform layers [9, 10]. The inverse analyses in these studies were all performed using the Markov Chain Monte Carlo (MCMC) method implemented through the Metropolis-Hastings algorithm [11–17].

Unlike standard studies that relied on the metabolic heat generation from active colonies for the thermal contrast [3, 18], our works considered transient cooling processes for the estimation of fungi thermal properties. In our previous works [9, 10], the sample was actively heated by a Flash pulse at the beginning of the experiment, which unfortunately did not result in consistent estimates when different regions of the fungus were used for the measurements. Here, we consider that the sample containing a uniform layer of fungus grown over agar gel in a Petri dish is initially in thermal equilibrium inside a biological incubator. The sample is removed from the incubator and naturally cooled to the surrounding environment. During the cooling period, temperature measurements are supposedly taken with an infrared camera of the surface of the fugus open to the surrounding environment. These measurements are then used in the inverse analysis, that is aimed at the estimation of the thermal properties of the fungus. Depending on the inoculation process in a Petri dish containing agar gel, a uniform layer of fungus can be formed, as presented by Figure 1, which shows one of our experiments with a Petri dish inoculated with *Aspergillus brasiliensis* [19–21].

The advantage of the approach is to observe, with contactless measurements, the thermal relaxation of a sample previously in equilibrium within a controlled thermal chamber, which is particularly well suited to the characterization of micro-organisms in culture media and avoids disturbing the medium with a more or less intense thermal excitation.

One difficulty with biological media is the presence of moisture transfer, but this phenomenon is neglected herein. However, observing a simple thermal relaxation in the absence of thermal excitation helps to mitigate their effects.



Figure 1: *Petri dish inoculated with* Aspergillus brasiliensis.

2. Methodology

2.1. Physical Problem and Mathematical Formulation

The physical problem involves one-dimensional heat conduction in a medium with three layers, corresponding to the fungus, agar gel and plastic (material of the Petri dish wall), with thicknesses L_f, L_a and L_p, respectively (see Figure 2). The layers are in perfect thermal contact, so that the heat conduction equation for this composite domain is given by:

$$C(x)\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left[k(x)\quad\frac{\partial T(x,t)}{\partial x}\right] \qquad ,0 < x < (L_f + L_a + L_p)\,, t > 0 \tag{1a}$$

where $C(x) = \rho(x)c(x)$ is the volumetric heat capacity, $k(x)$ is the thermal conductivity. Heat transfer through the boundary at $x = (L_f + L_a + L_p)$ is neglected, since the sample is supposed to be located over a thermal insulating material. The sample is cooled by convection and radiation through the boundary at $x = 0$, where T_∞ is the temperature of the surroundings and h is the combined convection and linearized radiation heat transfer coefficient. The initial temperature of the medium is uniform and given by T_{ini}. Therefore, boundary and initial conditions are given by:

$$-k_1\frac{\partial T(x,t)}{\partial x} + hT(x,t) = hT_\infty, \quad x = 0, \quad t > 0 \tag{1b}$$

$$k_p\frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad x = L_f + L_a + L_p, \quad t > 0 \tag{1c}$$

$$T(x,t) = T_{ini}, \quad 0 < x < L_f + L_a + L_p, \quad t = 0 \tag{1d}$$



Figure 2: *One-dimensional domain with three layers.*

2.2. Inverse Problem

The inverse problem of interest for this work is focused on the estimation of the volumetric heat capacity and thermal conductivity of the fungus layer, by using transient measurements taken at the surface $x = 0$. The inverse problem is solved within the Bayesian framework of statistics, where prior information available for all model parameters is taken into account [12-18]. The vector of model parameters is given by:

$$\boldsymbol{P}^T = [\boldsymbol{P}_1^T,\ \boldsymbol{P}_2^T] \tag{2a}$$

$$\boldsymbol{P}_1^T = \left[L_p, k_a, k_p, C_a, C_p, T_\infty, T_{ini}\right] \tag{2b}$$

$$\boldsymbol{P}_2^T = \left[L_a, L_f, C_f, k_f, h\right] \tag{2c}$$

and the subscripts *f, a* and *p* refer to the fungus, agar gel and Petri dish wall, respectively.

The vector $\boldsymbol{P}_1$ contains the parameters for which quite informative priors are available, while the vector $\boldsymbol{P}_2$ includes the parameters that are *a priori* known with larger uncertainties. Priors for all model parameters were considered as independent truncated Gaussian distributions, with means $\boldsymbol{\mu}_1$ and $\boldsymbol{\mu}_2$, and covariance matrices $\boldsymbol{V}_1$ and $\boldsymbol{V}_2$, for $\boldsymbol{P}_1$ and $\boldsymbol{P}_2$, respectively. Measurement errors, $\mathbf{Y}$, were assumed as additive, Gaussian, with zero mean, uncorrelated and with constant standard deviation σ. Therefore, the posterior distribution is given by:

$$p(\boldsymbol{P}|\boldsymbol{Y}) \propto exp\left\{-\frac{1}{2}\frac{[\boldsymbol{Y}-\boldsymbol{T}(\boldsymbol{P})]^T[\boldsymbol{Y}-\boldsymbol{T}(\boldsymbol{P})]}{\sigma^2}\ldots -\frac{1}{2}(\boldsymbol{P}_1-\boldsymbol{\mu}_1)^T\boldsymbol{V}_1^{-1}(\boldsymbol{P}_1-\boldsymbol{\mu}_1)-\frac{1}{2}(\boldsymbol{P}_2-\boldsymbol{\mu}_2)^T\boldsymbol{V}_2^{-1}(\boldsymbol{P}_2-\boldsymbol{\mu}_2)\right\} \quad (3)$$

for $\boldsymbol{P}_{1,min} \leq \boldsymbol{P}_1 \leq \boldsymbol{P}_{1,max}$ and $\boldsymbol{P}_{2,min} \leq \boldsymbol{P}_2 \leq \boldsymbol{P}_{2,max}$, with $p(\boldsymbol{P}|\boldsymbol{Y}) = 0$ elsewhere, where $\boldsymbol{T}(\boldsymbol{P})$ is the solution of the direct problem given by eqs. (1a-d) with known parameters $\mathbf{P}$.

Samples of the posterior distribution for $\mathbf{P}$ were generated in this work by using the Metropolis-Hastings algorithm with sequential sampling by two blocks of parameters[12, 17].

3. Results

The direct problem given by eq. (1a-c) was solved with implicit finite-volumes, by using 60 volumes and a time-step of 10 s. The direct problem solution was verified by solving the same problem with COMSOL, with 101 finite-elements and a time-step of 0.01 s. The exact value of the $\mathbf{P_2}$ block used for the simulation were respectively: L_a = 1.5 mm; L_f = 1.5 mm; C_f = 0.836 x 10^6 J·m^{-3}·K^{-1}; k_f = 1.66 W·m^{-1}·K^{-1}; h = 35 W·m^{-2}·K^{-1}

Figure 3 presents a comparison of these two solutions at x = 0, which exhibit a perfect agreement on the graph scale. In order to avoid an inverse crime, the simulated measurements were generated with the COMSOL solution, by adding a Gaussian random noise with standard deviation of 0.5 °C. The simulated measurements are illustrated in Figure 4. The measurements were supposed available with a frequency of 0.1 Hz, and the experimental data was used for the solution of the inverse problem until the final time of 1 200 s.

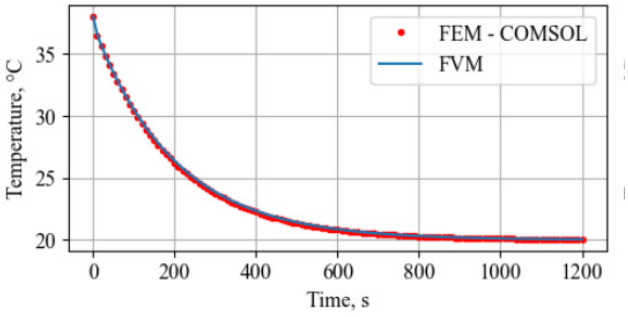


Figure 3: *Verification of the direct problem solution.*

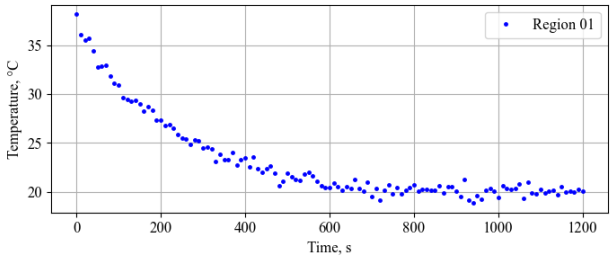


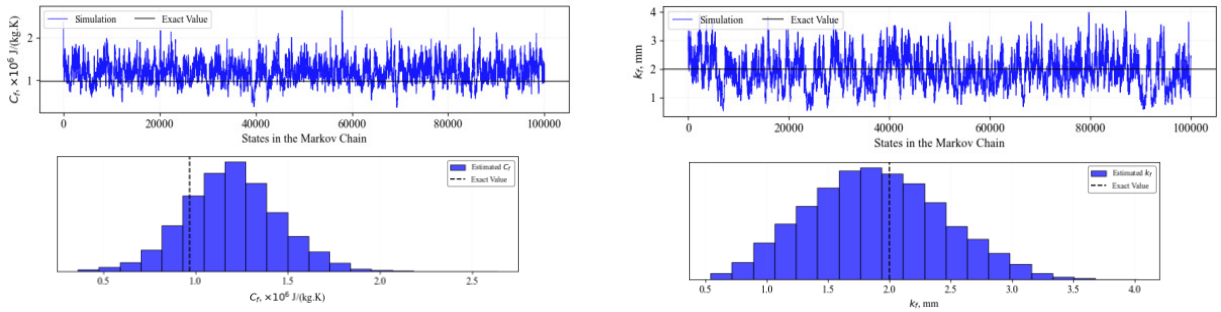
Figure 4: *Simulated Measurements.*

The values of means, standard-deviations, minima and maxima for the truncated Gaussian priors used in this work are presented in Table 1. The Markov chains were simulated with 10^5 samples, and statistics of the posterior were calculated by discarding the first 10^4 samples (burn in period). Candidate samples for $\boldsymbol{P}_1$were generated from their priors, while a random walk process obtained from a uniform distribution was used to generate candidates for $\boldsymbol{P}_2$. The resulting acceptance rate was 28 %. The Markov chains were started at 10% above the respective mean values for $\boldsymbol{P}_1$ parameters and 20 % above the respective mean values for $\boldsymbol{P}_2$ parameters.

Parameter	*Mean*	Std. Dev.	Min.	Max.
L_p, mm	0.8	0.008	0.008	80.0
k_a, W·m^{-1}·K^{-1}	1.2656	0.0127	0.0127	126.56
k_p, W·m^{-1}·K^{-1}	0.1603	0.0016	0.0016	16.03
C_a, J·m^{-3}·K^{-1}	1.968×10^6	1.968×10^4	1.97×10^4	1.97×10^8
C_p, J·m^{-3}·K^{-1}	1.521×10^6	1.521×10^4	1.52×10^4	1.52×10^8
T_∞, °C	20.0	0.20	0.20	2000.0
T_{ini} , °C	38.0	0.38	0.38	3800.0
L_a, mm	1.5	0.15	0.15	5.0
L_f, mm	2.5	0.25	0.15	3.0
C_f, J·m^{-3}·K^{-1}	1.968×10^6	7.0×10^5	1.0×10^5	6.0×10^6
k_f W·m^{-1}·K^{-1}	2.20	0.60	0.01	132.9
h, W·m^{-2}·K^{-1}	35.0	2.0	20.0	100

Table 1: *Truncated Gaussian priors for* $\boldsymbol{P}_1$ *and* $\boldsymbol{P}_2$.

The Markov chains, as well as the histograms of the samples after the burn-in period, are presented in Figures 5a,b, for C_f and k_f, respectively. An analysis of these figures reveals that the Markov chains reached convergence for both parameters, with means very close to the exact values of the parameters that were used to generate the simulated measurements. In fact, Figure 6 presents Geweke's analysis for convergence of the Markov chains [12, 17] for parameters $\boldsymbol{P}_2$, thus demonstrating that the means at the beginning and end of the Markov chains differ by less than 2 %.



(a) (b)

Figure 5: *Markov Chains and histograms of: (a)* C_f*, and (b)* k_f.

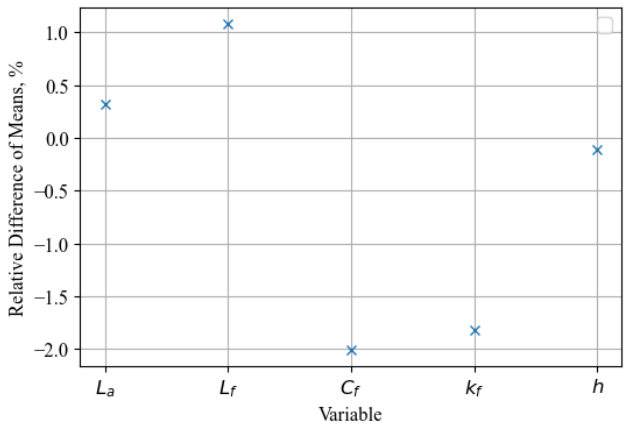


Figure 6: *Relative difference of means at the start of burn-in and end of the Markov chains.*

An important feature of the Markov Chain Monte Carlo (MCMC) method is that it naturally allows the simulation under uncertainty of the dependent variables of the direct problem, with the samples of the parameters at each state of the Markov chains. Figure 7 shows the temperature variation at the surface $x = 0$, estimated with the means of the parameters after the convergence of the Markov chains and the simulated measurements. The shadow area shown in this figure gives the 95 % credible interval of the estimated temperatures. Estimated temperatures follow very closely the measurements, as well as the exact temperatures shown in Figure 3.

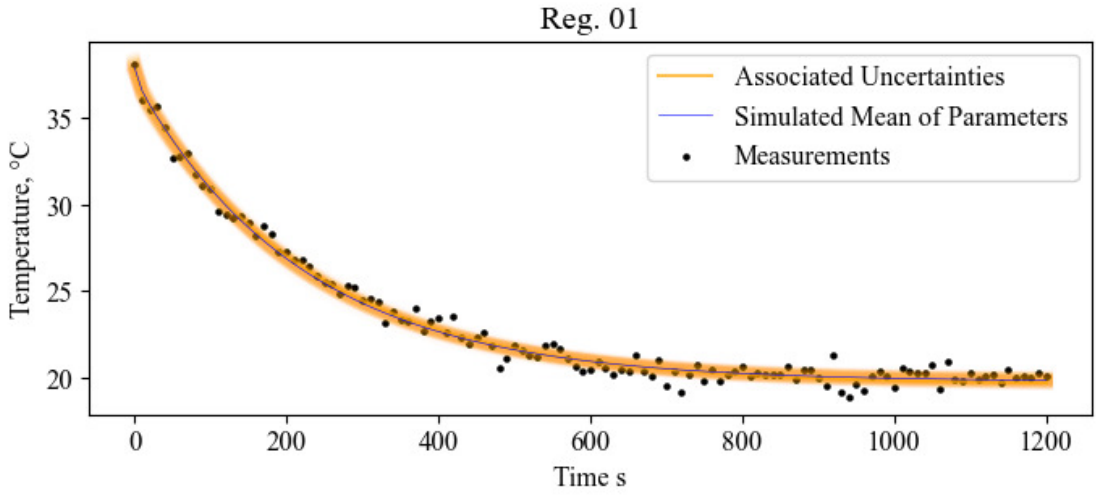


Figure 7: *Simulation under uncertainty of the temperature at $x = 0$.*

Statistics of the marginal posterior distributions of the parameters $\boldsymbol{P}_2$are shown by Table 2, including the means, standard deviations and 2.5 % and 97.5 % percentiles of the samples of the equilibrium Markov Chains. This table shows significant reduction in standard deviation only for C_f, while the other parameters kept similar values for their statistics despite they reduced the range of the credible interval.

Parameter	*Mean*	*Standard dev.*	95 % *C. I.*
L_a, mm	1.558	0.159	(1.16, 1.9)
L_f, mm	2.576	0.259	(1.95, 3.2)
C_f, J·m^{-3}·K^{-1}	0.836×10^6	2.33×10^5	$(0.68 \times 10^6, 2.04 \times 10^6)$
k_f,W·m^{-1}·K^{-1}	1.66	0.604	(0.483, 3.282)
h, W·m^{-2}·K^{-1}	35.02	2.08	(30.21, 40.20)

Table 2: *Statistics of the posterior distributions for* $\boldsymbol{P}_2$.

4. Conclusions

This work presented the verification of an inverse problem solution aimed at the estimation of the thermophysical properties of a uniform layer of filamentous fungus. The inverse analysis was performed within the Bayesian framework of statistics, by using the Metropolis-Hastings algorithm with sequential sampling by blocks of parameters, which allowed for the simultaneous estimation of the parameters and their associated uncertainties. The results obtained with simulated measurements, containing additive Gaussian noise to mimic experimental conditions, demonstrated the effectiveness of the proposed methodology. The Markov chains for the parameters of interest exhibited satisfactory convergence, and the estimated values showed excellent agreement with the exact values used for the simulation. Therefore, this study confirms the feasibility of the computational approach for characterizing the thermal properties of biological samples. These findings support the application of this methodology to experimental data obtained from real fungal colonies, an investigation that is currently in progress.

References

[1] M. T. Maziero, L. D. S. Bersot, Micotoxinas em alimentos produzidos no Brasil, *Rev. Bras. Prod. Agroind.*, 12 (2010) 89-99.

[2] G. D. Savi, F. S. Zenaide, Mycotoxins: risks to human health due to daily ingestion of contaminated food and its occurrence in clinical samples, *Res. Soc. Dev*., 9 (2020) e24942482.

[3] K. Neme, A. Mohammed, Mycotoxin occurrence in grains and the role of postharvest management as a mitigation strategies. A review, *Food Control*, 78 (2017) 412-425.

[4] JECFA, WHO, *Safety evaluation of certain mycotoxins in food*, Food & Agriculture Org. (2001).

[5] ANVISA, *Resolução RDC n ° 7, de 18 de fevereiro de 2011*, Diário Oficial da União, Seção 1 (2011) 72.

[6] ANVISA, *Resolução RDC no 138, de 08 de fevereiro de 2017*, Diário Oficial da União, Seção 1 (2017).

[7] M. Frac, S. Jezierska-Tys, T. Yaguchi, Occurrence, Detection, and Molecular and Metabolic Characterization of Heat-Resistant Fungi in Soils and Plants and Their Risk to Human Health, *Adv. Agron.*, 132 (2015) 161–204.

[8] L. F. S. Ferreira, T. Pierre, L. A. B. Varon, H. R. B. Orlande, Thermal parameter estimation of mold in petri dishes by application of flashlight and thermal camera measurements, *Proc. Congrès Français de Thermique* (Reims, 30 mai-02 juin 2023), p. 024.

[9] L. F. S. Ferreira, H. R. B. Orlande, T. Pierre, L. A. B. Varon, Parameter Estimation Problem for the Thermal Characterization of a Fungus, *Proc. 11th Int. Conf. Inv. Prob. Eng.* (Búzios, 23-28 june 2024), 626-635.

[10] L. F. S. Ferreira, L. A. B. Varon, T. Pierre, M. G. C. Santos, O. Fudym, H. R. B. Orlande, Estimation of Thermophysical Properties of Filamentous Fungal Colonies, *Proc. 28th Int. Cong. Mech. Eng*. (Curitiba, 2025).

[11] D. Calvetti, E. Somersalo, *Introduction to Bayesian Scientific Computing*, Springer (2007).

[12] Gamerman, H. F. Lopes, *Markov Chain Monte Carlo: Stochastic Simulation for Bayesian Inference*, CRC Press (2006).
[13] C. J. Geyer, Introduction to Markov Chain Monte Carlo, in *Handbook of Markov Chain Monte Carlo*, CRC Press (2011) 3-48.
[14] J. P. Kaipio, C. Fox, The Bayesian framework for inverse problems in heat transfer, *Heat Transf. Eng*., 32 (2011) 718-753.
[15] J. P. Kaipio, E. Somersalo, *Statistical and Computational Inverse Problems*, Springer (2005).
[16] P. M. Lee, *Bayesian Statistics: An Introduction*, Wiley (2012).
[17] M. N. Özisik, H. R. B. Orlande, *Inverse Heat Transfer: Fundamentals and Applications*, CRC Press (2021).
[18] . Lipińska, K. Pobiega, K. Piwowarek, S. Błażejak, Research on the Use of Thermal Imaging as a Method for Detecting Fungal Growth in Apples, *Horticulturae*, 8-10 (2022) 972.
[19] L. Benoit, I. Malavazi, G. H. Goldman, S. E. Baker, R. P. de Vries, Aspergillus: Genomics of a Cosmopolitan Fungus, *The Mycota*, Springer (2013) 89-126.
[20] F. Ntana, U. H. Mortensen, C. Sarazin, R. Figge, Aspergillus: A Powerful Protein Production Platform, *Catalysts*, 10-9 (2020) 1064.
[21] A. Martirena-Ramirez, J. G. Serrano-Gamboa, Y. Pérez-Llano, C. O. Zenteno-Alegria, M. L. IzaArteaga, M. R. Sánchez-Carbente, A. M. Fernández-Ocaña, R. A. Batista-García, J. L. Folch-Mallol, Aspergillus brasiliensis E 15.1: A Novel Thermophilic Endophyte..., *J. Fungi*, 10 (2024) 517.

Acknowledgements

The financial support of FAPERJ and of the Embassy of France in Brazil for the visits of Thomas Pierre to UFRJ (2022) and of Helcio Orlande to IRDL-UBS (2024) is greatly appreciated. This work has also been supported by CNPq and CAPES. Leonardo Varón visited COPPE/UFRJ in 2020 within the CAPES-PRINT Program. The Ph.D. scholarship of Luiz Ferreira was provided by CNPq.

Caractérisation thermophysique de dépôts surfaciques sur composant face au plasma : quelle modélisation thermique du couple dépôt-substrat ?

Clément MONET-VIDONNE[1*], Nathalie EHRET[1], G. GIACOMETTI[2], C. MARTIN[2], M. DIEZ[3], Fabrice RIGOLLET[1], Jonathan GASPAR[1], Jean-Laurent GARDAREIN[1], et la WEST team[**]

[1] Aix Marseille Univ, CNRS, IUSTI, Marseille, France
[2] Aix Marseille Univ, CNRS, PIIM, Marseille, France
[3] CEA, Institute for Research on Fusion by Magnetic confinement,13108 St-Paul-Lez-Durance, France
[**]Voir http://west.cea.fr/WESTteam
[*](auteur correspondant : clement.MONET-VIDONNE@univ-amu.fr)

Résumé - Les dépôts étudiés, issus de composants du tokamak WEST, sont fortement hétérogènes et présentent des épaisseurs comprises entre 100 nm et 200 µm. Leur comportement thermique instationnaire peut être décrit par un modèle à deux couches reposant sur un substrat en tungstène. Par inversion de signaux photothermiques, il est possible d'accéder aux résistances thermiques équivalentes de ces couches, voire d'en déterminer l'ensemble des propriétés thermiques. La couche la plus épaisse (150µm) mesurée dans cette étude présente une conductivité thermique d'environ 2 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$.

Nomenclature

a	Diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	t	Temps, s
$b_{1;2;\infty}$	Effusivité thermique, $W\ s^{0.5}m^{-2}K^{-1}$ de la couche 1,2 ou du substrat	$\hat{\boldsymbol{x}}$	Paramètres du modèle, n composantes
		$J(\hat{\boldsymbol{x}})$	Fonction coût
k	Conductivité thermique, $Wm^{-1}K^{-1}$	y	Signal expérimental
ρ	Masse volumique, $kg\ m^{-3}$	$y_{mo}(\hat{\boldsymbol{x}})$	Modèle pour un jeu de paramètres
C_p	Capacité calorifique, $J\ kg^{-1}K^{-1}$	x_i^{opt}	Paramètre i optimal, i=1 à n
e	Epaisseur, m	S^*	Matrice de sensibilité réduite
Q	Energie absorbée, $J\ m^{-2}$	COV	Matrice de la covariance des estimations
θ_{in}	Température à la surface	ψ	Matrice de la covariance du bruit
φ_{in}	Flux de chaleur à la surface	S_a	Hauteur moyenne arithmétique
Z_∞	Impédance du substrat, m^2KW^{-1}	S_z	Distance maximale entre pic et vallée
p	Variable de Laplace, s^{-1}		

1. Introduction

Un des objectifs du tokamak WEST (W Environment in Steady state Tokamak) est d'étudier les conséquences de l'interaction du plasma avec les composants face au plasma (CFP), en particulier ceux qui seront utilisés dans le tokamak international ITER [1]. Au cours des campagnes expérimentales de WEST, diverses modifications des CFP ont été observées [2]. L'une d'entre elles est l'érosion des matériaux et leur redéposition sur d'autres composants. Ces dépôts, ainsi formés, ont des propriétés thermiques inconnues, mais probablement dégradées (faible diffusivité et/ou faible contact thermique avec le CFP). Lors des récentes campagnes expérimentales, ces dépôts ont eu un impact majeur puisqu'ils se sont détachés des CFP et sont entrés dans le cœur du plasma, pouvant entraîner la fin prématurée de la décharge [3].

L'enjeu de cette étude est d'améliorer notre compréhension de l'évolution des propriétés thermiques des CFP lors de leur utilisation dans le tokamak WEST. Pour cela, nous avons

développé des méthodes de caractérisation applicables directement sur un composant (sans découpe ni modification) pour étudier les caractéristiques thermiques des dépôts.

2. Présentation des échantillons

Les trois échantillons présentés (Fig. 1 et Fig. 2) sont des dépôts (10 x 30 mm) très hétérogènes et de composition chimique différente. Ils sont majoritairement composés de tungstène, mais aussi de bore, d'oxygène, de carbone. Ils se sont formés par dépositions de particules préalablement arrachées aux composants constitutifs du tokamak après un passage plus ou moins prolongé dans le plasma. Étant donné leur position sur le CFP, les dépôts sont situés dans des zones où le flux de chaleur est faible (quelques dizaines de kW/m²), ce flux pouvant aller jusqu'à plusieurs MW/m² dans les zones les plus intenses. Ces dépôts sont le résultat d'une accrétion pendant les campagnes expérimentales du tokamak WEST (C5-C9) cumulant environ 12h30 d'exposition plasma avec une large variété de scénario plasma.

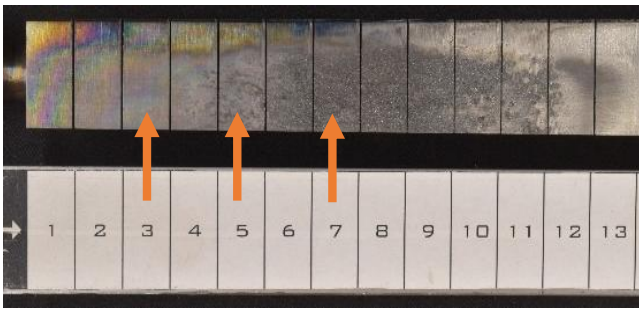


Figure 1 : Position de 14 monoblocs sur le CFP n°270

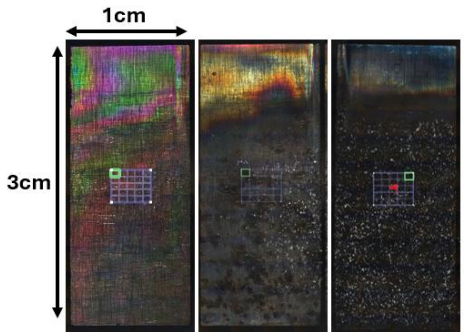


Figure 2 : Aspect de surface des monoblocs n°03, 05 et 07

Les trois zones étudiées se situent sur un CFP de type ITER (n°270) du divertor qui est la zone soumise aux interactions plasma paroi les plus intenses du tokamak. Les CFP sont constitués d'une succession de 35 monoblocs (MB) en tungstène massif. Ils font environ 3 cm de large pour 35 cm de long (Fig. 1). Ils sont refroidis activement par un fluide, circulant dans un tube qui les traverse longitudinalement, afin d'extraire l'énergie déposée en surface par le plasma. Les MB étudiés sont les n°3, n°5 et n°7, tous positionnés dans la partie du monobloc où la redéposition est plus importante que l'érosion. Étant donné leur éloignement différent du « strike point » (zone de forts flux dans laquelle le plasma entre en contact avec le divertor), l'épaisseur du dépôt est entre 40-100 µm sur le monobloc n°7, d'environ 15 µm sur le n°5 et entre 500 nm et 1 µm sur le n°3 [4][5].

Les zones étudiées thermiquement sont situées à l'intérieur du rectangle (4,03 × 3,03 mm) situé au centre des MB (Fig. 2). C'est également dans cette zone qu'une analyse de la rugosité de surface par microscopie confocale a été réalisée afin de mieux comprendre la structure et, si possible, l'épaisseur des couches. La figure 3 illustre par exemple la topologie de surface du dépôt sur le MB n°07 ainsi que les différents indicateurs de rugosité qui peuvent en être déduits.

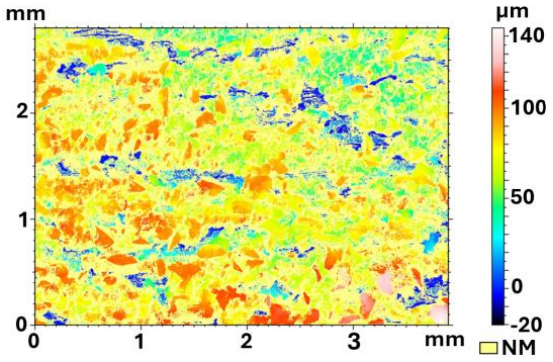


Figure 3 : Topologie de surface du MB n°07

On trouve respectivement pour les MB n°03, n°05 et n°07, des S_a de 585 nm, 1,94 µm et 20,6 µm et des S_z de 14 µm, 33 µm et 160 µm. On utilisera un S_z représentant 99% de la dispersion globale, soit environ 150 µm pour le MB n°07. Cela peut sembler déroutant, car notre dépôt aurait une épaisseur inférieure à la taille de cet intervalle. Cela s'explique, car l'épaisseur du dépôt correspond à l'écart moyen entre la surface du composant (substrat) et la surface effective du dépôt et non sa valeur maximale.

3. Expérience photothermique impulsionnelle en face avant

Le banc expérimental (Fig. 4) se compose de trois éléments principaux : une source impulsionnelle de chauffage, deux miroirs paraboliques de collecte du rayonnement émis et un détecteur infrarouge (IR). La source de chauffage peut être un laser ou une lampe flash en fonction du besoin : soit un laser YAG doublé (λ=532 nm) d'une durée d'impulsion de 10ns ou une lampe flash Lumix (lumière blanche) d'une durée d'impulsion de 80 µs. Le miroir de collecte placé du côté de l'échantillon possède un diamètre de 76,2 mm et une focale de 250 mm, tandis que celui placé du côté de l'échantillon a un diamètre de 80 mm et une focale de 52 mm. Le détecteur IR est de type HgCdTe (2-11 µm, Kolmar) de diamètre 0,5 mm équipé d'une fenêtre en germanium et d'un préamplificateur de bande passante DC-20MHz. Le signal généré est ensuite numérisé par un oscilloscope Lecroy 500Mhz. La zone d'observation est un disque de diamètre 2,5 mm. La zone de chauffe est beaucoup plus importante : dans le cas de la lampe flash, l'ensemble du monobloc est chauffé, dans le cas du laser la zone de chauffe fait environ 1,5 cm de diamètre.

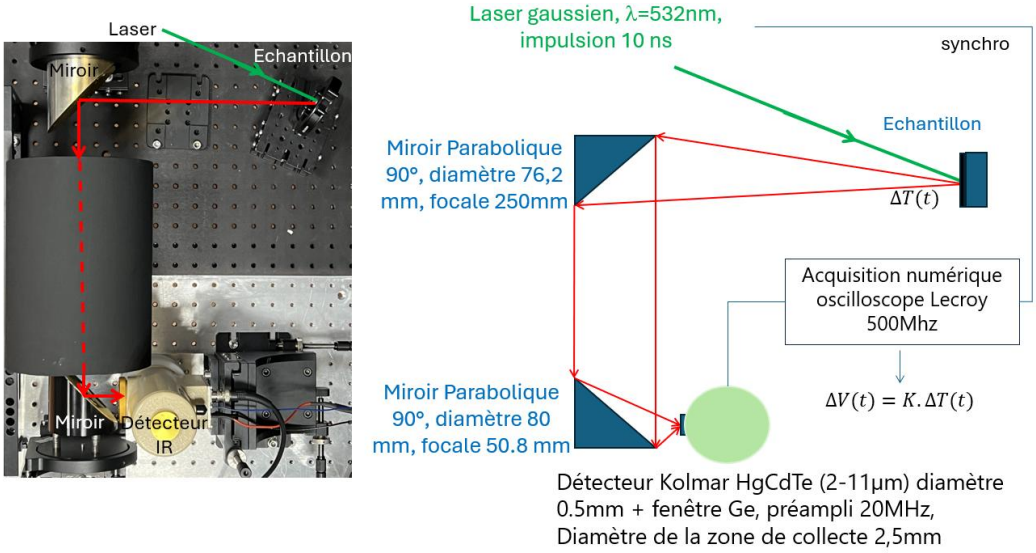


Figure 4. Gauche : Banc expérimental. Droite : Schéma de fonctionnement

Dans notre modèle thermique, on s'intéresse à l'évolution de l'échauffement en face avant. Or, celui-ci décroît continuellement dans le temps suite au flash absorbé, il est donc important de maximiser le flux provenant de l'échantillon vers le détecteur IR, c'est le rôle du jeu de miroir choisi. De plus, pour minimiser le bruit de mesure, les données expérimentales sont moyennées sur 200 acquisitions. Une compression logarithmique du signal ainsi moyenné est enfin utilisée, avec trois intérêts : limiter le nombre de points traités lors de l'inversion de mesures ce qui permet d'accélérer le traitement (voir tableau 1), limiter les problèmes d'encombrement mémoire et améliorer encore le rapport signal sur bruit aux temps longs. Le rayon de moyennage englobe un nombre suivant une progression géométrique de facteur 1 + q [6]. La covariance du bruit de mesure résultant de cette compression logarithmique est ainsi variable avec le temps.

L'hypothèse selon laquelle l'évolution du signal est proportionnelle à une évolution de l'échauffement sur la face avant reste valide pour des échauffements inférieurs à 5K. Cela permet notamment d'assurer la linéarité du capteur et la constance des propriétés de l'échantillon.

4. Inversion des mesures

Le modèle utilisé pour déterminer les propriétés thermiques de nos échantillons doit reproduire l'évolution de l'échauffement en face avant de ces derniers pendant l'expérience photothermique. Il est construit à l'aide des quadripôles thermiques [7], très adaptés pour modéliser nos dépôts comme une succession de couches (paramétrées par leur diffusivité, effusivité et épaisseur) ou de résistance de contact. Il fait apparaître des paramètres $\hat{x}$ à identifier.

Pour identifier les n paramètres du modèle thermique choisi, une inversion du signal photothermique est alors réalisée en minimisant la fonction coût (Eq. 1) de type moindres carrés pondérés qui représente la somme des écarts quadratiques entre les mesures $y(t)$ et la sortie du modèle $y_{mo}(\hat{\boldsymbol{x}}, t)$ pondérés par la covariance du bruit ψ (Eq. 1). Cette matrice ψ est diagonale (bruit non corrélé dans le temps) et de variance $\sigma^2_{bruit,i}(t_i)$ variable et connue grâce à la compression logarithmique du signal donnant un écart-type $\sigma_{bruit,i}(t_i)$ diminuant en $\sqrt{t_i}$.

$$J(\hat{\boldsymbol{x}}) = \left(y - y_{mo}(\hat{\boldsymbol{x}})\right)^t \psi^{-1} \left(y - y_{mo}(\hat{\boldsymbol{x}})\right) \tag{1}$$

L'estimation des paramètres est réalisée en trois temps :

- Les paramètres initiaux sont grossièrement estimés à la main.
- Une première minimisation est réalisée par essaim de particules.
- Une minimisation itérative jusqu'aux valeurs optimales $\hat{x}^{opt}$ est réalisée par l'algorithme de Gauss-Newton jusqu'à vérification d'un critère d'arrêt sur les variations relatives des paramètres à chaque itération.

La matrice de covariance réduite (Eq. 2) associée aux paramètres estimés $\hat{x}^{opt}$:

$$COV^*(\hat{\boldsymbol{x}}^{\boldsymbol{opt}}) = (S^{*\mathrm{t}} \psi^{-1} S^*)^{-1} \tag{2}$$

Les éléments diagonaux de la matrice de $COV^*(\hat{x}^{opt})$ représentent les écarts types relatifs associée à l'estimation de chaque paramètre $\sigma_i^* = \sigma_i / \hat{x}_i^{opt}$. La largeur des intervalles de confiance à 95% autour de $\hat{x}_i^{opt}$ est donnée par 2 σ_i^*, exprimable en pourcentage de $\hat{x}_i^{opt}$. S^* est la matrice de sensibilité réduite [8]. Ses colonnes représentent le coefficient de sensibilité réduit associé à chaque paramètre, pris à sa valeur optimale $\hat{x}_i^{opt}$ (Eq. 3).

$$S_i^*(\hat{\boldsymbol{x}}^{\boldsymbol{opt}}, t) = \hat{x}_i^{opt} . \frac{\partial y_{mo}(\hat{\boldsymbol{x}}, t)}{\partial \hat{x}_i} \Big|_{\hat{\boldsymbol{x}} = \hat{\boldsymbol{x}}^{\boldsymbol{opt}}} \tag{3}$$

Nous avons vérifié, pour les conditions expérimentales retenues pour chaque échantillon, que les incertitudes relatives 2 σ_i^* restent inférieures à 20%.

5. Choix du modèle thermique

Un premier modèle thermique envisagé pour représenter les échantillons étudiés est constitué d'une couche thermique correspondant au dépôt, d'une résistance de contact et d'un substrat semi-infini représentant le monobloc en tungstène. Bien que ce modèle permette une description simplifiée du dépôt, aucun jeu de paramètres n'a permis d'expliquer correctement les signaux expérimentaux.

Une approche alternative, proposée par Walther [9] puis reprise par Antoniow [10] consiste à représenter la rugosité de surface par une couche thermique fictive. Dans ce cadre, le dépôt est modélisé par deux couches distinctes : une première couche « rugueuse » dans laquelle l'état de surface a une influence sur le transfert de chaleur (absorption de la source lumineuse chauffante à différentes profondeurs, transferts localement non 1D) et une seconde correspondant à la partie « massive » du dépôt, dans laquelle cette rugosité non influente permet un transfert 1D vers la profondeur. L'ensemble est supposé en bon contact thermique avec un substrat semi-infini en tungstène (voir la représentation quadripolaire en Figure 5).

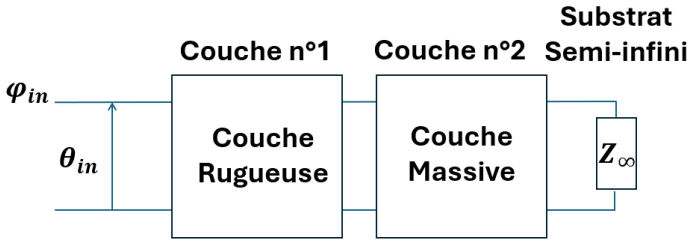


Figure 5 : Représentation quadripolaire du modèle thermique où $Z_\infty = 1/\left(b_\infty\sqrt{p}\right)$.

Aux temps courts, en raison de la rugosité de surface, l'énergie n'est pas déposée exclusivement à la surface, mais pénètre également en profondeur dans le matériau. Ce comportement peut être assimilé à une absorption volumique sur une certaine épaisseur, comme cela a été proposé dans la littérature [10]. L'étude présentée ici s'intéresse en priorité aux propriétés conductives des matériaux. La phase de semi-transparence n'est donc pas développée dans ce travail, bien qu'elle ait fait l'objet d'une réflexion en vue de sa caractérisation.

Le modèle décrivant la conduction dans une couche rugueuse déposée sur une couche massive, elle-même reposant sur un substrat semi-infini, est décrit dans l'espace de Laplace par l'équation (Eq. 4).

$$\theta_{in} = \frac{x_1}{\sqrt{p}} \frac{ch_1 * ch_2 + sh_1 * sh_2 * X_4 + ch_1 * sh_2 * \frac{x_5}{x_4} + sh_1 * ch_2 * x_5}{sh_1 * ch_2 + ch_1 * sh_2 * X_4 + sh_1 * sh_2 * \frac{x_5}{x_4} + ch_1 * ch_2 * x_5} \tag{4}$$

avec: ch_1=cosh $(\sqrt{x_2 * p})$; ch_2=cosh $(\sqrt{x_3 * p})$; sh_1=sinh $(\sqrt{x_2 * p})$; sh_2=sinh $(\sqrt{x_3 * p})$

et ayant pour paramètres :

$$x_1 = \frac{Q}{b_1};\ x_2 = \frac{{e_1}^2}{a_1} = t_{diff1}\ ;\ x_3 = \frac{{e_2}^2}{a_2} = t_{diff2}\ ;\ x_4 = \frac{b_2}{b_1}\ ;\ x_5 = \frac{b_\infty}{b_1}$$

Néanmoins, cette forme doit être légèrement adaptée pour prévenir des problèmes numériques liés à la présence d'exponentielles positives dans les fonctions sinus et cosinus hyperboliques. [11] (Eq. 5).

$$\cosh\left(\sqrt{x_2 * p}\right) = e^{\sqrt{x_2 * p}} . \frac{\left(1 + e^{-2\sqrt{x_2 * p}}\right)}{2}\ ;\ \sinh\left(\sqrt{x_2 * p}\right) = e^{\sqrt{x_2 * p}} . \frac{\left(1 - e^{-2\sqrt{x_2 * p}}\right)}{2} \tag{5}$$

Du fait de la structure de l'équation du modèle thermique, les termes $e^{\sqrt{x_2 * p}}/2$ vont se simplifier, évitant ainsi les problèmes numériques liés à des valeurs trop importantes de $x_2 * p$ (notamment aux temps courts où la variable de Laplace p devient grande). Il en va de même pour les termes en x_3. Enfin le retour dans l'espace temporel est effectué par l'algorithme de transformée inverse de Laplace de De Hoog [12] appliqué à l'équation (Eq. 5).

6. Résultats

La Figure 6 compare les mesures réalisées (marqueurs) et les modèles optimaux (lignes) estimés pour les différents MB. Ces tracés en échelles Log-Log, permettent d'associer visuellement les changements de pentes des signaux (mesurés et modélisés) aux différentes transitions entre les couches d'effusivité différentes et/ou en mauvais contact. Ainsi une pente -1/2 dans une telle représentation correspond au refroidissement d'une couche semi-infinie.

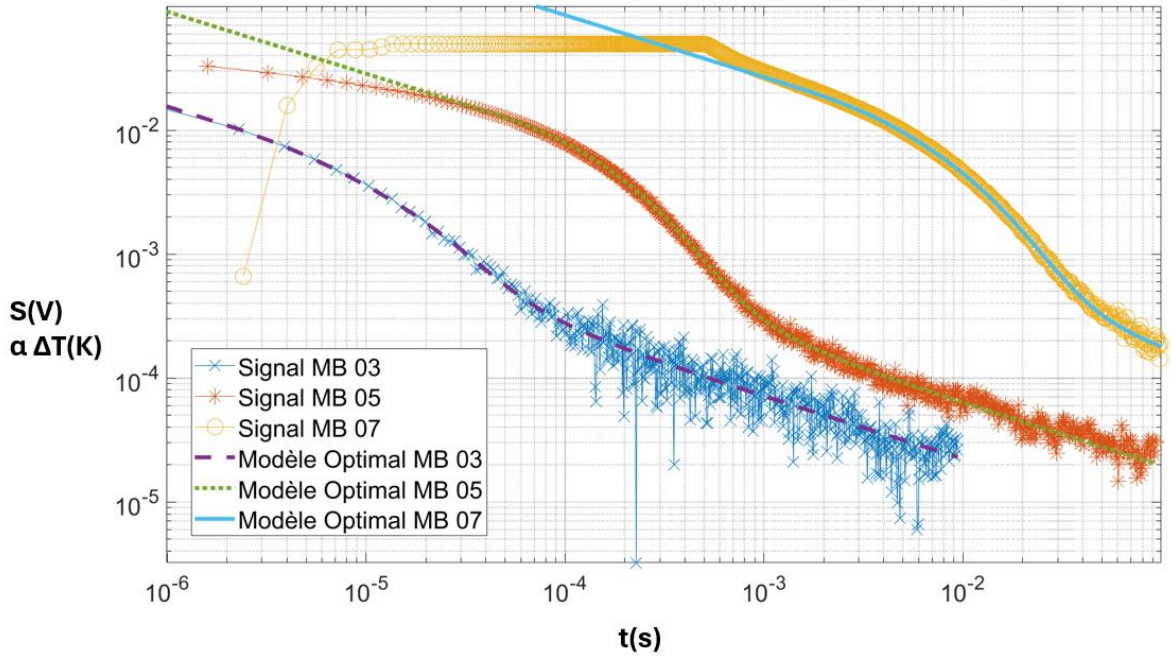


Figure 6 : Signaux expérimentaux et les meilleurs fits associés

Les signaux obtenus pour chaque MB sont visuellement similaires, mais diffèrent notamment par les temps diffusifs mis en jeu. Les temps courts (inférieur à 0,3 temps diffusif) ne sont pas expliqués par notre modèle pour deux raisons principales : l'absorption de l'énergie dans la profondeur et par les échanges de chaleur latéraux induits par la rugosité de surface. Mais une fois ces temps passés, le modèle purement conductif conduit à des résidus comparables au bruit de mesure, sur les plages temporelles d'identification adaptée à chaque échantillon (voir Tableau 1). Les valeurs optimales des paramètres sont présentées dans le Tableau 1. On note aussi que les monoblocs 3 et 5 ont des temps diffusifs (x_2 et x_3) inférieurs à la milliseconde, ce qui illustre la nécessité d'utiliser un laser possédant une courte durée d'impulsion (10 ns). À l'inverse, pour le monobloc 7, dont les temps diffusifs sont bien plus importants (> ms), l'utilisation d'une lampe flash (80 µs) est nécessaire afin d'obtenir un signal de niveau suffisant à ces temps plus longs. L'emploi d'un laser à puissance plus élevée (toujours à 10 ns) pourrait également être envisagé, mais cela risquerait d'endommager les dépôts.

Cette différence de source d'excitation est particulièrement visible aux temps courts : pour les deux premiers dépôts, les temps courts sont associés à une semi-transparence et à des transferts thermiques latéraux liés à la rugosité de surface. Pour le MB 7, le phénomène est similaire, mais avec l'utilisation de la lampe flash, il faut attendre plus longtemps avant que la durée réelle du flash puisse être négligée (240 µs pour considérer le flash comme un Dirac).

Tableau 1 : Paramètres optimaux pour les trois monoblocs à 95 %

	Monobloc 03	*Monobloc 05*	*Monobloc 07*
x_1	*2,76E-5 ± 1,5 %*	*1,59E-4± 0,4%*	*1,54E-3 ± 0,6%*
x_2	*9,54 µs ± 17,5%*	*231 µs ± 3,2 %*	*8,52 ms ± 2,9%*
x_3	*14,3 µs ± 15,5%*	*171 µs ± 10,1%*	*8,99 ms ± 3,2%*
x_4	*2,07 ± 6,4%*	*4,28 ± 8,8%*	*3,45 ± 4%*
x_5	*6,99 ± 1,9 %*	*14,6 ± 1,8%*	*17,2 ± 1,4%*
t_{ini}	*3 µs*	*44 µs*	*3 ms*
t_{fin}	*2 ms*	*10 ms*	*100 ms*
Nb de points bruts	*5938*	*59126*	*62503*
Nb de points logs	*510*	*741*	*747*

Les paramètres obtenus permettent de déterminer les résistances thermiques équivalentes correspondant aux deux couches caractéristiques des dépôts étudiés, présentées dans le tableau n°2.

Tableau 2 : Résistances thermiques équivalentes aux couches identifiées à 95 %

	Monobloc 03	*Monobloc 05*	*Monobloc 07*
Req1 (m²K/W)	*1,03E-06 ± 11%*	*1,06E-05 ± 6%*	*7,55E-05 ± 5%*
Req2 (m²K/W)	*6,08E-07 ± 16%*	*2,13E-06 ± 11%*	*2,25E-05 ± 7%*
Reqtot (m²K/W)	*1,64E-06 ± 13%*	*1,27E-05 ± 7%*	*9,8E-05 ± 6%*

Ces résultats sont en accord avec les observations IR de l'intérieur du tokamak WEST, qui montrent que les dépôts épais sont bien plus résistifs que les dépôts fins et s'échauffent donc davantage [3].

Pour identifier les différentes propriétés thermiques telles que la conductivité thermique, la diffusivité et la capacité calorifique massique de nos couches une information cruciale nous manque : l'épaisseur. Or, cette donnée est particulièrement délicate à obtenir pour ces matériaux. Pour les dépôts fins (MB n°03), une mesure de rugosité réalisée avec un microscope confocal ne révèle en réalité que la rugosité de surface du substrat, les dépôts suivant la topographie du substrat. Dans le cas de dépôts légèrement plus épais (MB n°05), la rugosité mesurée résulte d'un mélange entre la rugosité du substrat et celle du dépôt lui-même.

Ainsi, la seule configuration où le dépôt est épais (MB n°07) permet réellement de connaître l'épaisseur de cette première couche et ainsi de déterminer les propriétés thermiques. L'épaisseur de cette couche a donc été évaluée selon la méthode proposée par Walther [9], donnant une valeur d'environ 150 µm ± 10%. Les propriétés thermiques du dépôt du MB n°7 considérant cette épaisseur sont présentées dans le tableau n°3 ci-dessous.

Tableau 3 : Propriétés thermiques apparentes de la couche rugueuse du monoblocs n°07 à 95 %

b_1	a_1	k_1	ρC_{p_1}
$Ws^{0.5}m^{-2}K^{-1}$	m^2s^{-1}	$Wm^{-1}K^{-1}$	$Jm^{-3}K^{-1}$
1,22E+03 ± 5%	*2,64E-06 ± 20%*	*1,99E+00 ± 11%*	*7,52E+05 ± 15%*

Ces types de dépôts sont faiblement conducteurs (1,99 $Wm^{-1}K^{-1}$) avec une capacité calorifique massique assez faible (7,52E+05 $Jm^{-3}K^{-1}$), typique de matériau isolant. Le tungstène, composant principal des CFPs, est un très bon conducteur (173 $Wm^{-1}K^{-1}$). Ces

résultats s'accordent avec les observations infrarouges du Tokamak West, les dépôts s'échauffant d'avantage que le composant.

7. Conclusion

Le banc de mesure semble suffisamment modulable pour capturer les signaux de dépôts variés, allant de 500 nm à plus de 100 µm d'épaisseur, des temps diffusifs compris entre 10 µs à 10 ms et des compositions différentes (oxydations, dépôt plus massif). Associé avec un modèle thermique décrivant le dépôt comme une succession de deux couches dont la première est influencée par la rugosité de surface, il est alors possible de remonter aux résistances thermiques équivalentes de celles-ci. Les topologies de surface peuvent alors nous renseigner sur l'épaisseur de certaines couches et donc de déterminer leurs propriétés thermiques

Déterminer l'épaisseur des couches reste néanmoins critique dans la plupart des configurations et va nécessiter un travail spécifique pour remonter aux propriétés thermiques de tous les échantillons présentés. La méthode privilégiée pour résoudre cette problématique consisterait à réaliser une coupe de ces dépôts, une fois que toutes les caractérisations seront réalisées, en mesurant la marche ainsi formée entre le dépôt et le substrat.

Une perspective envisagée en modélisation est d'utiliser une formulation avancée de quadripôles permettant de modéliser des couches à gradient de propriétés [13].

Références

[1] J. Bucalossi et al., Operating a full tungsten actively cooled tokamak: overview of WEST first phase of operation, Nuclear Fusion, 62042007 (2022), 10.1088/1741-4326/ac2525

[2] M. Diez et al., Nuclear Fusion, 61 106011 (2021), 10.1088/1741-4326/ac1dc6

[3] J. Gaspar et al., Nuclear Materials and Energy, 41, 101745, (2024), 10.1016/j.nme.2024.101745

[4] C. Martin et al., Post-mortem analysis of the deposit layers on the lower divertor after the 2023 high particle fluence campaign of WEST. Nuclear Materials and Energy 41 (2024) 101764

[5] C. Martin et al., (2023) 19th International Conference on Plasma-Facing Materials and Components for Fusion Application

[6] J.-C. Krapez, Techniques d'analyse, r2959 (2007), 10.51257/a-v2-r2959.

[7] D. Maillet, S. André, J. C. Batsale, A. Degiovanni et C. Moyne, Thermal Quadrupoles – Solving the heat equation through integral transforms, Ed. Wiley, 2000

[8] Beck, J. V. 1977. Parameter Estimation in Engineering and Science.

[9] H. G. Walther, Photothermal inspection of rough steel surfaces, Journal of applied physics, (2001), 10.1063/1.1340596

[10] J. S. Antoniow et al., International Journal of Thermophysics (2012), 10.1007/s10765-012-1287-9

[11] J. Pailhes et al., Thermal quadrupole method with internal heat sources, International Journal of Thermal Sciences (2012), 10.1016/j.ijthermalsci.2011.10.005

[12] J. Toutain et al., Numerical inversion of Laplace transform for time resolved thermal characterization experiment, J. Heat Transfer 133 (2011) 044504e044506

[13] J.-C. Krapez, The sech($\hat{\xi}$)-type profiles: a Swiss-Army knife for exact analytical modelling of thermal diffusion and wave propagation in graded media, International Journal of Thermophysics, (2018), 10.1007/s10765-018-2406-z

Remerciements

Le projet ayant donné lieu à cette publication a bénéficié d'un financement de l'Initiative d'excellence d'Aix-Marseille Université - AMidex, programme des Investissements d'Avenir AMX-19-IET-013.

Une méthode température–température pour l'estimation inverse des résistances de contact thermiques

Thomas VARE[1], **Natacha DARMET**[1], **Vincent SCHICK**[1], **Yves JANNOT**[1]

[1] Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France

Résumé - Dans ce travail, une méthode inverse transitoire, fondée sur une approche température–température, est proposée afin d'estimer les résistances de contact thermiques entre des plaques et des ailettes en créneaux. Un banc expérimental ainsi qu'un modèle reposant sur le formalisme des quadripôles thermiques sont présentés. La résistance de contact est identifiée par ajustement du modèle aux données expérimentales. Les résultats montrent une bonne reproductibilité et une diminution de la résistance de contact avec l'augmentation de la compression.

Nomenclature

Grandeurs géométriques :

h	hauteur des ailettes, m
p	pas des ailettes, m
t	épaisseur des ailettes, m
S_A	surface des ailettes en contact avec les plaques, m^2
S	surface des plaques, m^2

Grandeurs thermiques :

T_1	température de la plaque supérieure, $^\circ\mathrm{C}$
T_2	température de la plaque inférieure, $^\circ\mathrm{C}$
T_0	température initiale, $^\circ\mathrm{C}$
ϕ_1	flux en face avant de la plaque supérieure, W
ϕ_2	flux en face arrière de la plaque inférieure, W
C_0	capacité calorifique des ailettes, $\mathrm{J\,K^{-1}}$
C_1	capacité calorifique de la plaque supérieure, $\mathrm{J\,K^{-1}}$
C_2	capacité calorifique de la plaque inférieure, $\mathrm{J\,K^{-1}}$
R_c	résistance de contact ailettes-plaques, $\mathrm{K\,m^2\,W^{-1}}$
E_i	effusivité thermique, $\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}\,s^{1/2}}$
$\overline{W}$	transmittance dans le domaine temporel

Grandeurs dans le domaine de Laplace :

$\mathcal{L}$	transformation de Laplace
p	variable de Laplace, $\mathrm{s^{-1}}$
θ_1	transformée de Laplace de $T_1 - T_0$, $^\circ\mathrm{C\,s}$
θ_2	transformée de Laplace de $T_2 - T_0$, $^\circ\mathrm{C\,s}$
Φ_1	transformée de Laplace de ϕ_1, J
Φ_2	transformée de Laplace de ϕ_2, J
W	transmittance dans le domaine de Laplace

1. Introduction

Le contact entre deux objets n'est jamais parfait : à l'échelle microscopique, les surfaces comportent un certain nombre d'irrégularités tandis qu'à l'échelle macroscopique, elles ne sont jamais exactement planes et peuvent même être ondulées. De ce fait, le contact effectif entre deux surfaces ne représente qu'une petite partie du contact apparent : pour les métaux par exemple, on estime que la surface de contact réelle ne constitue qu' 1% ou 2% de la surface de contact apparente [1]. D'un point de vue thermique, le flux de chaleur se transmet entre deux solides par conduction en empruntant préférentiellement les rares points de contact réels comme illustré sur la figure (1). Localement, une constriction des lignes de flux a lieu : ces dernières se courbent au niveau de la surface de contact ce qui se traduit à l'échelle macroscopique par un saut de température brutal ΔT à l'interface entre les deux solides (voir figure (2)). En appelant S la surface apparente de l'interface et ϕ le flux la traversant, la résistance de contact est définie par la relation :

$$R_c = \frac{S\Delta T}{\phi} \tag{1}$$

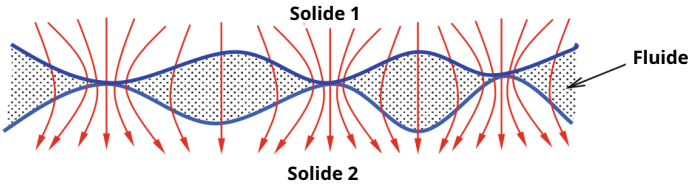


Figure 1 : *Constriction des lignes de flux à l'interface entre deux solides (d'après [2])*

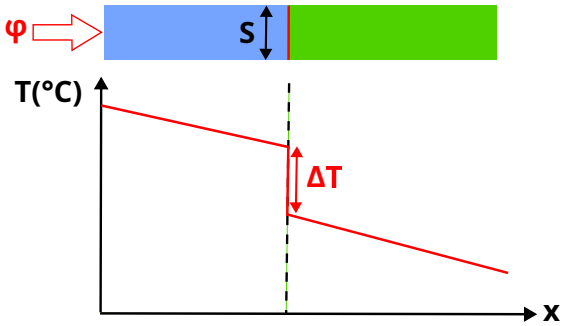


Figure 2 : *Saut de température au niveau du contact entre deux solides*

R_c dépend d'un grand nombre de paramètres : elle varie selon la rugosité des surfaces [3] et leur écart avec la planéité [4] comme mentionné précédemment mais est aussi fonction de la nature des matériaux mis en jeu [5], de l'application d'un traitement de surface particulier [6], de la présence d'une couche d'oxyde [7], [8] ou d'un fluide dans le milieu interstitiel. Par ailleurs, elle est également influencée par les conditions de température et de pression [9]. La résistance de contact varie généralement dans un intervalle allant de $10^{-6}\,\mathrm{K\,m^2\,W^{-1}}$ à $10^{-2}\,\mathrm{K\,m^2\,W^{-1}}$.

Historiquement, l'influence de la nature du contact entre deux surfaces sur les transferts thermiques a d'abord été étudiée dans les secteurs du nucléaire [10] et de l'aéronautique [11] dans les années 1950-1960 avant d'être étendus à d'autres domaines comme les micro-canaux thermiques, les échangeurs de chaleur [12], ou encore les dispositifs de refroidissement de composants électroniques [13]. En raison de leur grande surface d'échange permettant d'intensifier les transferts thermiques, les ailettes en créneau font partie des éléments fréquemment rencontrés dans ces dispositifs. Le contact avec leur environnement est souvent de mauvaise qualité menant à une résistance de contact élevée au niveau des interfaces. Afin de modéliser fidèlement le comportement thermique d'installations comportant ce type d'ailettes et d'en garantir le bon fonctionnement, il est essentiel d'évaluer avec précision les valeurs des résistances de contact induites : c'est l'objectif de ce travail.

La plupart des dispositifs expérimentaux développés pour mesurer des résistances de contact reposent sur l'utilisation de la formule (1) en régime stationnaire ([5], [14], [15], [16]). Un flux ϕ est ainsi imposé lors de l'expérience et la mesure du saut de températures à l'interface permet d'en déduire R_c en régime stationnaire. L'avantage de cette approche réside dans le fait que la mesure ne nécessite pas de connaître les propriétés thermophysiques des divers matériaux présents dans l'expérience. En revanche, elle a l'inconvénient de nécessiter l'atteinte d'un régime stationnaire ce qui implique des durées souvent importantes pour réaliser les mesures. Pour cette raison, des approches en régime transitoire ont été développées ([17], [18], [19]). La détermination de la résistance de contact s'y fait de façon indirecte :

1. un modèle mathématique du dispositif expérimental doit d'abord être établi
2. un algorithme ajuste R_c pour faire correspondre les sorties du modèle aux grandeurs expérimentales correspondantes

L'établissement du modèle mathématique décrivant le banc expérimental constitue la difficulté majeure de ce type d'approche. Ici, on utilise une méthode « température-température » afin d'estimer la résistance de contact entre des plaques en aluminium et des ailettes en créneaux du même matériau. Cette dénomination vient du fait que le modèle relie deux températures entre elles ce qui a l'avantage de réduire le nombre de paramètres du problème [20].

2. Description du banc expérimental permettant d'estimer les résistances de contact en créneau

La figure (3) présente le dispositif expérimental schématisé sur la figure (4). Il comporte (du bas vers le haut) les éléments suivants :

— Un premier bloc d'isolant en polystyrène d'effusivité $E_i = 37.4\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}\,s^{1/2}}$
— Une plaque inférieure en aluminium 3003 d'une épaisseur de $1\,\mathrm{mm}$ et d'une masse de $27\,\mathrm{g}$
— Une ailette en aluminium 3003 en créneaux
— Une plaque supérieure identique à la plaque inférieure
— Un élément chauffant souple
— Un second bloc d'isolant identique au précédent
— Une masse adaptative

Tous les éléments présentés précédemment ont une section de $100 \times 100\,\mathrm{mm^2}$. Deux thermocouples de type K à fils fins de diamètre $0.2\ \mathrm{mm}$ sont fixés à l'aide d'adhésifs en aluminium de très faible épaisseur aux centres des faces des plaques supérieure et inférieure en contact respectivement avec l'isolant et l'ailette en créneaux. Enfin, un dispositif de serrage est utilisé afin de maintenir l'ensemble et d'assurer le contact entre les différents composants du banc expérimental. Dans les conditions de l'expérience, à $20°C$, l'aluminium 3003 a une masse volumique $\rho = 2730\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$, une capacité thermique $c = 900\,\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$ et une conductivité thermique $\lambda = 145\,\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$.

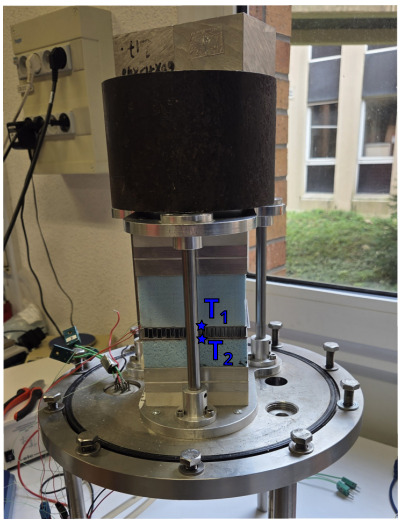


Figure 3 : *Installation expérimentale*

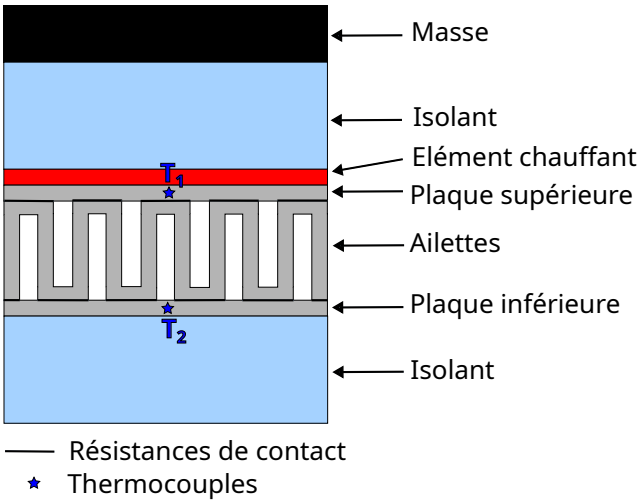


Figure 4 : *Schéma de l'expérience*

Une fois que l'équilibre thermique est atteint sur l'ensemble du dispositif, un générateur elc ALR3003 délivre une puissance de $10\,\mathrm{W}$ dans l'élément chauffant. Les deux thermocouples fins, connectés à une carte d'acquisition Picolog TC-08, mesurent l'évolution des températures T_1 et T_2 avec un pas de temps de $0.1\,\mathrm{s}$. Trois types d'ailettes en créneaux sont testées : leurs géométries ainsi que les masses des échantillons à disposition sont présentées dans le tableau 1. L'impact du niveau de compression sur les résistances de contact est étudié via l'application d'une masse de $1\,\mathrm{kg}$ ou $17\,\mathrm{kg}$.

3. Modélisation mathématique de l'expérience

Afin d'estimer les résistances de contact à partir des mesures expérimentales, il est nécessaire de disposer d'un modèle mathématique du dispositif. L'identification des résistances de contact

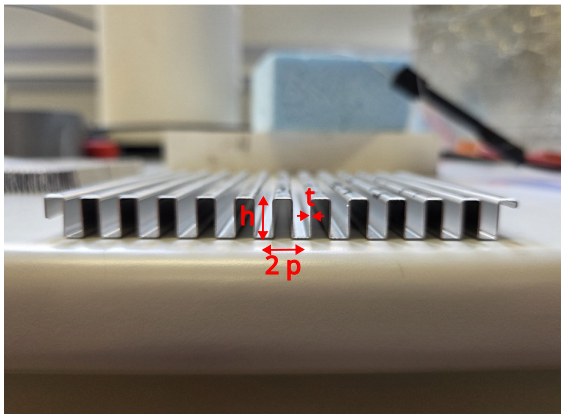


Figure 5 : *Dimensions caractéristiques des ailettes*

	Ailettes n°1	Ailettes n°2	Ailettes n°3
h	7.13 mm	9.63 mm	9.63 mm
t	0.2 mm	0.2 mm	0.45 mm
p	1 mm	1.2 mm	4.15 mm
m_0	41.5 g	47.3 g	38 g

Tableau 1 : *Caractéristiques géométriques des différentes ailettes et masses des échantillons*

repose alors sur l'ajustement de ce modèle aux données expérimentales mesurées.
Pour ce faire, le comportement thermique du banc expérimental a été étudié numériquement à l'aide du logiciel COMSOL dans les conditions expérimentales pour différentes valeurs de résistances de contact. Ainsi, il a été montré que :

- les champs de températures dans les ailettes en créneaux et dans les plaques sont uniformes pour $10^{-6}\ \mathrm{K\,m^2\,W^{-1}} \leq R_c \leq 10^{-2}\ \mathrm{K\,m^2\,W^{-1}}$: on désigne alors par T_1 et T_2 les températures des plaques supérieure et inférieure respectivement.
- le transfert de chaleur est unidirectionnel suivant la verticale si l'on se place suffisamment loin des bords de l'installation.

Dans ces conditions, il est possible de relier mathématiquement les températures et flux en face avant de la plaque supérieure à ceux en face arrière de la plaque inférieure à l'aide du formalisme des quadripôles thermiques. On désigne par $\theta_1(p) = \mathcal{L}(T_1(t) - T_0)(p)$ et $\theta_2(p) = \mathcal{L}(T_2(t) - T_0)(p)$ les transformées de Laplace associés aux températures T_1 et T_2, T_0 étant la température uniforme du dispositif expérimental à l'instant initial. De la même manière, on appelle $\Phi_1(p)$ et $\Phi_2(p)$ les transformées de Laplace des flux $\phi_1(t)$ et $\phi_2(t)$ sur les faces avant et arrière des plaques supérieure et inférieure. Dans le domaine de Laplace, on a alors la relation matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix}\theta_1\\ \Phi_1\end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix}1 & 0\\ C_1\,p & 1\end{pmatrix}}_{Q_1}\underbrace{\begin{pmatrix}1 & R_c/S_A\\ 0 & 1\end{pmatrix}}_{Q_R}\underbrace{\begin{pmatrix}1 & 0\\ C_0\,p & 1\end{pmatrix}}_{Q_0}\underbrace{\begin{pmatrix}1 & R_c/S_A\\ 0 & 1\end{pmatrix}}_{Q_R}\underbrace{\begin{pmatrix}1 & 0\\ C_2\,p & 1\end{pmatrix}}_{Q_2}\begin{pmatrix}\theta_2\\ \Phi_2\end{pmatrix} \tag{2}$$

Dans l'expression précédente, les quadripôles Q_0, Q_1 et Q_2 décrivent les comportements thermiques respectifs des ailettes et des plaques supérieure et inférieure. Ces quadripôles ne prennent en compte que l'absorption de la chaleur par les différents milieux et pas la conduction thermique en leur sein : cette modélisation est justifiée par le caractère uniforme des champs de température révélé par les simulations numériques menées préalablement sous COMSOL. Les deux quadripôles Q_R décrivent quant à eux l'existence d'une résistance de contact aux interfaces entre les ailettes et les plaques supérieure et inférieure.
L'isolant est suffisamment épais pour considérer qu'il puisse être assimilé à un milieu semi-infini pendant toute la durée de l'expérience. Par ailleurs, sa forte déformabilité permet de considérer que le contact avec la plaque inférieure est quasiment parfait. Le flux en face arrière de la plaque inférieure s'exprime alors en fonction de la température de cette dernière suivant :

$$\Phi_2(p) = E_i S \sqrt{p}\,\theta_2(p) \tag{3}$$

En introduisant (3) dans l'équation (2), on aboutit à la relation :

$$\theta_2(p) = W(p)\,\theta_1(p) \tag{4}$$

Dans cette équation, W est la transmittance dans le domaine de Laplace entre θ_1 et θ_2. Son expression est donnée par :

$$W(p) = \frac{1}{1 + 2E_i\frac{R_c}{S_A}S\sqrt{p} + (C_0 + 2C_2)\frac{R_c}{S_A}p + C_0E_iS\frac{R_c^2}{S_A^2}p\sqrt{p} + C_0C_2\frac{R_c^2}{S_A^2}p^2} \tag{5}$$

Dans le domaine temporel, la relation (4) correspond à un produit de convolution :

$$\Delta T_2(t) = (\mathcal{W} * \Delta T_1)(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{W}(t-\tau)\Delta T_1(\tau)d\tau = \int_0^t \mathcal{W}(t-\tau)\Delta T_1(\tau)d\tau \tag{6}$$

où on a noté $\Delta T_1 = T_1 - T_0$, $\Delta T_2 = T_2 - T_0$ et $\mathcal{W}(t) = \mathcal{L}^{-1}(\mathrm{W(p)})(t)$.
La transformée de Laplace inverse nécessaire à l'obtention de $\mathcal{W}(t)$ est réalisée ici numériquement en utilisant l'algorithme de Gaver-Stehfest [21]. Par ailleurs, la dernière égalité de (6) vient du fait que $\mathcal{W}$ et ΔT_1 sont nuls avant l'instant initial.
Les mesures des évolutions de $T_1(t)$ et $T_2(t)$ sont réalisées à intervalle de temps Δt régulier : ainsi, on note $t_i = i\Delta t$, $i = 1, 2\cdots, N$. A un instant t_i quelconque, la relation (6) s'écrit :

$$\Delta T_2(t_i) = \int_0^{t_i} \mathcal{W}(t_i-\tau)\,\Delta T_1(\tau)d\tau = \sum_{k=0}^{i-1}\int_{t_k}^{t_{k+1}} \mathcal{W}(t_i-\tau)\,\Delta T_1(\tau)d\tau \tag{7}$$

Si le pas de temps Δt est suffisamment faible, ce qui est le cas dans ce travail où $\Delta t = 0.1$ s, il est raisonnable de considérer que sur un intervalle $[t_k, t_{k+1}]$, ΔT_1 est constant et vaut $\Delta T_1(t_{k+1})$. Ainsi :

$$\Delta T_2(t_i) = \sum_{k=0}^{i-1} \overline{W}_{i,k}\,\Delta T_1(t_{k+1}) \;\text{ avec }\; \overline{W}_{i,k} = \int_{t_k}^{t_{k+1}} \mathcal{W}(t_i-\tau)d\tau \tag{8}$$

Enfin, en effectuant le changement de variable $u = \tau - t_k$, il apparaît que la grandeur $\overline{W}_{i,k}$ ne dépend finalement que de la différence $i-k$. En effet, on a :

$$\overline{W}_{i,k} = \int_0^{\Delta t} \mathcal{W}(t_i - t_k - u)du = \int_0^{\Delta t} \mathcal{W}((i-k)\Delta t - u)du = \overline{W}_{i-k} \tag{9}$$

L'écriture de la relation $\Delta T_2(t_i) = \sum_{k=0}^{i-1} \overline{W}_{i-k}\,\Delta T_1(t_{k+1})$ aux différents instants t_i conduit alors à l'obtention du système matriciel suivant :

$$\begin{pmatrix} \Delta T_2(t_1) \\ \Delta T_2(t_2) \\ \Delta T_2(t_3) \\ \vdots \\ \vdots \\ \Delta T_2(t_N) \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \overline{W}_1 & 0 & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & 0 \\ \overline{W}_2 & \overline{W}_1 & 0 & \cdots & \cdots & \cdots & 0 \\ \overline{W}_3 & \overline{W}_2 & \overline{W}_1 & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \cdots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \overline{W}_N & \overline{W}_{N-1} & \cdots & \cdots & \cdots & \overline{W}_2 & \overline{W}_1 \end{pmatrix}}_{[\mathrm{W}]} \begin{pmatrix} \Delta T_1(t_1) \\ \Delta T_1(t_2) \\ \Delta T_1(t_3) \\ \vdots \\ \vdots \\ \Delta T_1(t_N) \end{pmatrix} \tag{10}$$

Il est à noter que la matrice $[\mathrm{W}]$ reliant les champs de température T_1 et T_2 aux différents instants est une matrice de Toeplitz inférieure.

4. Résultats

Les évolutions des températures des plaques supérieure T_1 et inférieure T_2 sont représentées sur la figure (6) jusqu'à $100\,\mathrm{s}$. Des simulations réalisées avec le logiciel COMSOL montrent que cette durée est suffisamment courte pour que l'hypothèse du milieu semi-infini soit vérifiée. On observe qu'un régime glisssant s'établit progressivement : les températures T_1 et T_2 augmentent mais la différence entre elles devient constante comme l'atteste la figure (7).

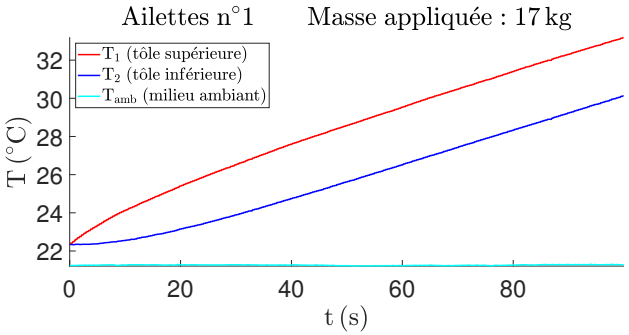


Figure 6 : *Thermogrammes*

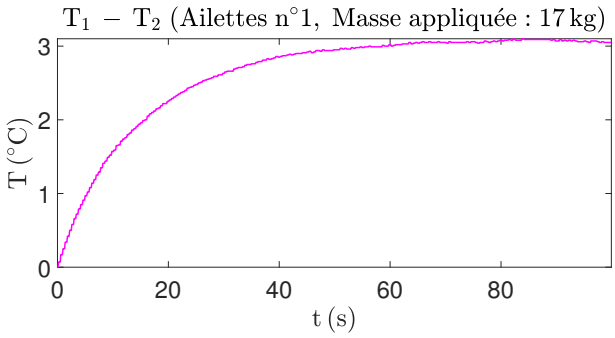


Figure 7 : *Evolution de l'écart de température*

La mesure de T_1 permet de déterminer les paramètres de notre système en utilisant le modèle (10) et l'algorithme de Levenberg Marquardt [22]. Cet algorithme ajuste les paramètres de façon à minimiser l'écart entre le champ de température T_2 mesuré expérimentalement et celui calculé à partir du modèle (10) et de T_1. Les valeurs des différents paramètres sont celles qui minimisent cet écart.
Les paramètres de notre modèle sont la résistance de contact R_c ainsi que les capacités calorifiques C_0 et C_2, les valeurs des autres grandeurs telles l'effusivité E_i ou les surfaces S et S_A étant bien établies. A chacun de ces paramètres, on associe une sensibilité réduite définie par :

$$S^*_\omega = \omega \frac{\partial \Delta T_2}{\partial \omega} \qquad \omega = \{R_c, C_0, C_2\} \tag{11}$$

L'évolution de ces sensibilités réduites permet de mettre en évidence d'éventuelles corrélations entre les paramètres du modèle : il existe alors une relation linéaire entre les sensibilités associées aux paramètres corrélés. Si tel est le cas, les paramètres impliqués ne peuvent pas être estimés séparément [20]. Les sensibilités réduites obtenues dans la configuration étudiée ici sont représentées sur la figure (8).

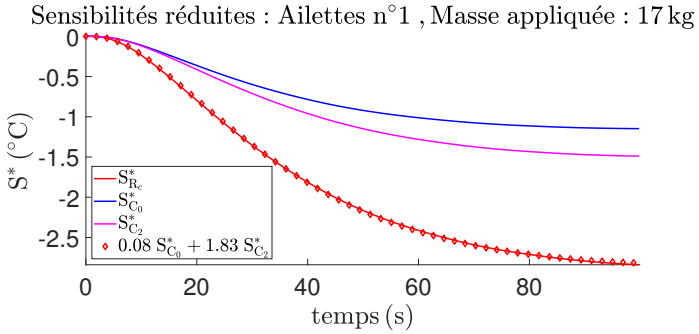


Figure 8 : *Sensibilités réduites*

On constate qu'il existe en effet une relation linéaire entre les sensibilités réduites associées à R_c, C_0 et C_2 et qu'il faut donc fixer au moins un de ces trois paramètres pour pouvoir estimer

les autres. En conséquence, les valeurs de C_0 et C_2 ont été déterminées à partir de la masse m_0 des échantillons (voir tableau 1) et de la capacité calorifique c de l'aluminium 3003, laissant la résistance de contact R_c comme unique paramètre inconnu du modèle.
Le champ de température recalculé par le modèle à partir de la valeur de la résistance de contact obtenue par l'algorithme de Levenberg Marquardt est comparé au champ de température expérimental sur la figure (9), dans le cas du premier échantillon d'ailettes en créneaux. Les résidus, correspondant à l'´écart entre les thermogrammes T_2 expérimental et recalculé par le modèle quadripolaire, y sont également représentés et sont détaillés à la figure (10). On constate qu'ils sont plats et de très faible amplitude (de l'ordre du dixième de degré), ce qui traduit une bonne estimation de la résistance de contact R_c.

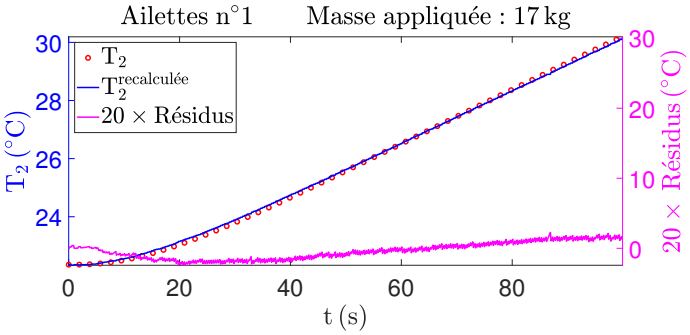


Figure 9 : T_2 *recalculée*

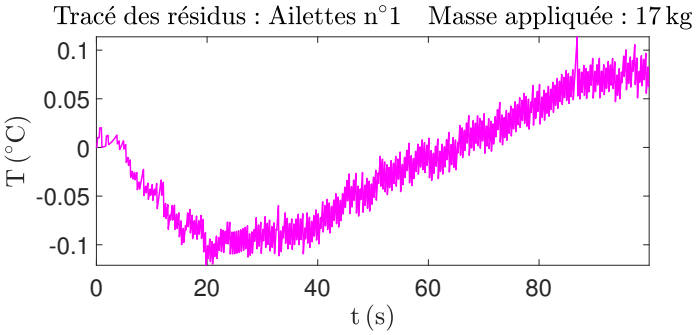


Figure 10 : *Résidus*

Les estimations des résistances de contact ont été réalisées à trois reprises pour chaque échantillon d'ailettes afin d'en évaluer la reproductibilité. Deux niveaux de compression, correspondant à l'application de masses de 1 kg et de 17 kg, ont également été étudiés. Les résultats obtenus sont présentés aux figures (11) et (12). On observe une faible dispersion des valeurs de R_c ce qui témoigne d'une excellente reproductibilité. En outre, il apparaît que les valeurs de résistance de contact obtenues sont très proches pour les différents types d'ailettes, à niveau de compression donné. Comme attendu, un niveau de compression élevé améliore le contact entre les plaques et les ailettes, ce qui se traduit par des valeurs de résistance sensiblement plus faibles.

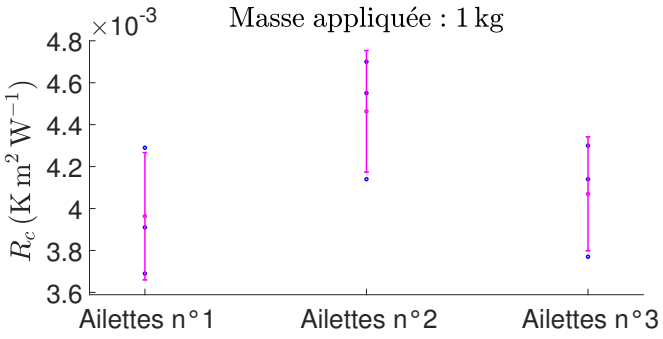


Figure 11 : *Reproductibilité pour 1 kg*

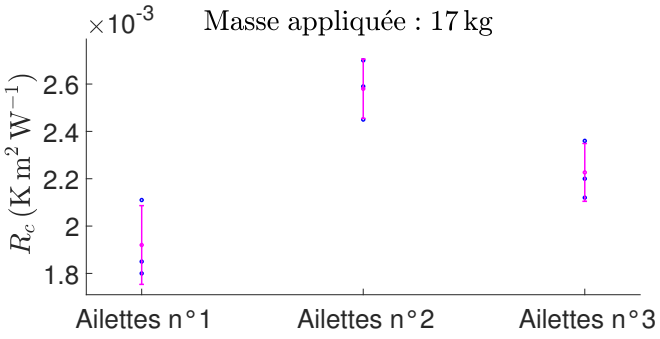


Figure 12 : *Reproductibilité pour 17 kg*

5. Conclusion

Dans cet article, un banc expérimental ainsi qu'un modèle « température–température » ont été développés afin de déterminer, par une méthode inverse, les résistances de contact entre des ailettes en créneaux et des plaques. Trois géométries d'ailettes ont été considérées, et les résultats montrent que les résistances de contact obtenues sont similaires quelle que soit la forme de l'ailette. L'influence du niveau de compression a également été étudiée : conformément aux

attentes, une compression élevée améliore le contact entre les ailettes et les plaques, conduisant à une diminution de la résistance de contact. Enfin, la reproductibilité de la méthode a été évaluée par la répétition des estimations à trois reprises pour chaque géométrie d'ailette ; les valeurs obtenues présentent une faible dispersion, attestant de la bonne reproductibilité de l'approche.

Remerciements :

Les mesures de propriétés thermiques réalisées au LEMTA ont été menées au sein de la plateforme expérimentale Métro'NRJ, labellisée INFRA+.

Références

[1] Bowden F.P, Tabor D, *The friction and lubrication of solids*, Oxford University Press (1950).

[2] Madhusudana C.V, *Thermal Contact Conductance : Second Edition*, Springer (2014).

[3] Abdullah M.Z, Yau Y.C, Alauddin Z.A. Zainal, Seetharamu K.N, Effects of pressure on thermal contact resistance for rough mating surfaces, *ASEAN Journal on Science and Technology for Development*, (2001)

[4] Lambert M.A, Fletcher L.S, Thermal Contact Conductance of Spherical Rough Metals, *J. Heat Transfer. 119*, (1997)

[5] Cetinkale T.N, Fishenden M., Thermal Conductance of Metal Surfaces in Contact, *International Conference of Heat and Mass Transfer*, (1951)

[6] Parmenter K.E, Marschall E, Influence of surface preparation on thermal contact conductance of stainless steel and aluminum, *Experimental Heat Transfer 8*, (1995)

[7] Yip F, The effect of oxide films on thermal contact resistance, *Thermophysics and heat transfer conference*, (1974)

[8] Peterson G.P, Fletcher L.S, Measurement of the thermal contact conductance and thermal conductivity of anodized aluminum coatings, *J. Heat Transfer. 112*, (1990)

[9] Cooper M.G, Mikic B.B, Yovanovich M.M, Thermal contact conductance, *International Journal of heat and mass transfer, 12(3)*, (1969)

[10] Dean R.A, Thermal contact conductance between UO2 and Zircaloy -2, *Westinghouse Electric corporation, report CVNA-127. Pittsburgh, PA*, (1962)

[11] Barzelay M.E, Tong K.N, Hollo C, Thermal conductance of contacts in aircraft joints, *US National Advisory Committee for Aeronautics, Washington*, (1954)

[12] Taborek J, Bond resistance and design temperatures for high-finned tubes—a reappraisal, *Heat Transfer Eng 8(2)*, 26-34 (1987)

[13] Bar-Cohen A, Watwe A.A, Prasher R.S, Heat transfer in electronic equipment, *Bejan A, Kraus A.D. (eds) Heat transfer handbook. John Wiley, New York*, 947–1027 (2003)

[14] Mikic B.B, Rohsenow W.M, Thermal contact resistance, *Mech Eng Depart Report No. DSR 74542–41. MIT, Cambridge, MA*, (1966)

[15] Fletcher L.S, Smuda P.A, Gyorog D.A, Thermal contact resistance of selected low- conductance interstitial materials, *AIAA J 7 :1302–1309*, (1969)

[16] O'Callaghan P.W, Probert S.D, An improved thermal contact resistance rig, *Meas Contr 5(5) :311–315*, (1972)

[17] Bosch E.G.T, Lasance C.J.M, Accurate measurement of interface thermal resistance by means of a transient method, *sixteenth IEEE SEMI-THERMTM symposium, pp 167–173*, (2000)

[18] Fieberg C, Kneer R, Determination of thermal contact resistance from transient temperature measurements. *Int J Heat Mass Transfer 51 :1017–1023*, (2008)

[19] Madhusudana C.V, Garimella S.V, Contact heat transfer measurements – steady state or transient ?, *Paper No.C2-179, ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference, Hawaii*, (2003)

[20] Jannot Y, Degiovanni A, *Mesures des propriétés thermiques des matériaux : 2 ème édition revue et augmentée*, ISTE Editions (2024).

[21] Jacquot R. G, Steadman J. W, Rhodine C. N, The Gaver-Stehfest algorithm for approximate inversion of Laplace transforms. *IEEE Circuits & Systems Magazine, 5(1), 4-8*, (1983)

[22] Moré J.J, The Levenberg-Marquardt algorithm : implementation and theory. *In Numerical analysis : proceedings of the biennial Conference held at Dundee, June 28–July 1, Berlin, Heidelberg 1977 : Springer Berlin Heidelberg, pp 105-116*, (1977)

Identification des paramètres thermo-dépendants et orthotropes pour un isolant thermique par modèle réduit

Jianan Ni*, Frédéric Joly, Yassine Rouizi, Olivier Quéméner

Université d'Evry, Université Paris Saclay, Laboratoire de Mécanique et d'Energétique d'Evry
40 rue du Pelvoux, 91020 Évry-Courcouronnes, France
*jianan.ni@univ-evry.fr

1. Résumé en français

On présente ici une procédure d'identification des propriétés d'isolants thermiques à partir d'une seule expérience virtuelle, à partir de laquelle on recherche à la fois la capacité thermique constante, et la conductivité thermique, considérée soit comme anisotrope soit comme thermo-dépendante. On s'affranchit par ailleurs de la connaissance des conditions aux limites, puisque le coefficient d'échange convectif, généralement mal connu, est également identifié. La procédure inverse, qui utilise la technique de région de confiance, s'appuie sur l'utilisation d'un unique modèle réduit de type modal quel que soit le scénario considéré, et pour une géométrie tri-dimensionnelle quelconque. Les résultats montrent qu'un modèle simplifié permet de simuler l'ensemble des configurations avec un rapport précision/temps de calcul satisfaisant.

2. INTRODUCTION

La mesure des propriétés thermophysiques reste un sujet qui fait toujours l'objet de travaux pour les matériaux qui présentent un comportement complexe (dépendance en température ou anisotropies) [1]. Pour de telles configurations, les solutions analytiques deviennent insuffisantes et le recours au calcul numérique s'impose mais le coût de calcul peut toutefois être incompatible avec les méthodes inverses. L'utilisation de modèles réduits constitue alors une alternative efficace. Ils permettent une forte diminution des degrés de liberté tout en conservant la géométrie essentielle [2] [3]. Par ailleurs la détermination et la maîtrise des conditions aux limites restent délicates, notamment pour les flux convectifs, ce qui complexifie les dispositifs expérimentaux. L'objectif de cette étude est donc d'exploiter les modèles numériques, ainsi que leurs formulations réduites, afin d'identifier les propriétés thermiques tout en réduisant les contraintes expérimentales, qu'il s'agisse de la géométrie ou des conditions convectives imposées en surface. Deux familles de matériaux sont examinées : les matériaux orthotropes et ceux à conductivité dépendante de la température.

3. Problème physique

La configuration physique est présentée à la Figure 1. Un échantillon de forme arbitraire (ici, un parallélépipède comportant un angle arrondi) est placé dans un environnement dont le coefficient d'échange thermique h_∞ est inconnu et dont la température est fixée à $T_\infty = 20°C$. Deux éléments chauffants (Γ_1 et Γ_2) sont appliqués sur deux plans orthogonaux et fournissent respectivement les flux φ_1 et φ_2, dont l'évolution temporelle est représentée sur la Figure 2. Sur la face arrière Γ_3, un refroidissement est imposé à l'aide d'un dispositif à eau, avec $h_w = 1000\,\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$ et $T_w = 10°C$.

À partir d'une température initiale égale à $T_\infty = 20°C$, le problème est décrit par l'ensemble des équations (1). L'objectif de cette étude est d'identifier la capacité thermique c_0, supposée constante, ainsi que la conductivité thermique κ, considérée soit orthotrope, soit dépendante de la température. Compte tenu de la difficulté à connaître le coefficient d'échange h_∞, celui-ci est également identifié.

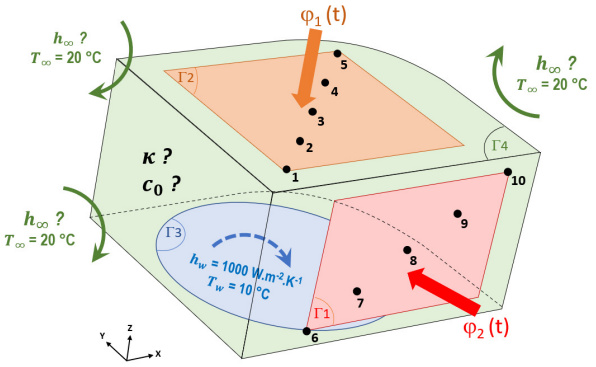


Figure 1 : Géométrie et conditions thermiques retenues pour l'étude.

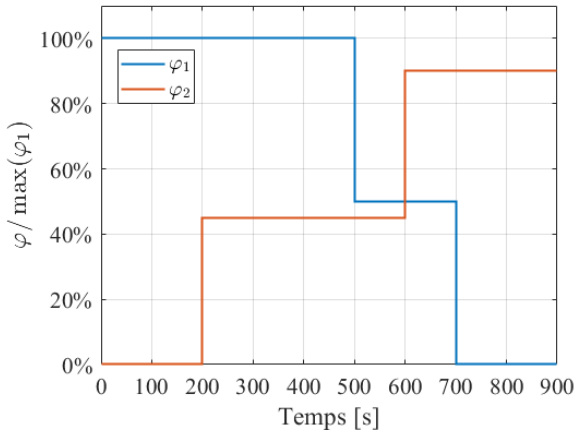


Figure 2 : Evolution temporelle du flux thermique.

$$
\begin{array}{lll}
\Omega : & c_0 \dfrac{\partial T}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (\kappa \vec{\nabla} T) & \\
\Gamma_1 : & \kappa \vec{\nabla} T \cdot \vec{n} = \varphi_1 & \Gamma_3 : \quad \kappa \vec{\nabla} T \cdot \vec{n} = h_w \left(T_w - T\right) \\
\Gamma_2 : & \kappa \vec{\nabla} T \cdot \vec{n} = \varphi_2 & \Gamma_4 : \quad \kappa \vec{\nabla} T \cdot \vec{n} = h_\infty \left(T_\infty - T\right)
\end{array}
\tag{1}
$$

Dans ce problème, deux configurations sont étudiées :

3.1. Conductivité orthotrope constante

Le matériau est constitué de fibres orientées dans le plan (x, y) ; la conductivité thermique est donc identique selon ces deux directions, notée κ_x, tandis que la conductivité dans la direction normale au plan κ_z, est différente.

En utilisant l'équation (1) et une discrétisation spatiale par éléments tétraédriques, on obtient l'équation (2) sous forme matricielle.

$$
c_0 \, \mathbf{C} \, \frac{\partial T}{\partial t} = - \left[\kappa_x \, (\mathbf{K_x} + \mathbf{K_y}) + \kappa_z \, \mathbf{K_z} + h_\infty \, \mathbf{H}_\infty + \mathbf{H_w}\right] T + h_\infty \, U_\infty + U_{w,\varphi_1,\varphi_2} \tag{2}
$$

Les matrices $\mathbf{C}$, $\mathbf{H_w}$, $\mathbf{H}_\infty$ ainsi que $\mathbf{K_x}$, $\mathbf{K_y}$ et $\mathbf{K_z}$ (et, pour la conductivité thermo-dépendante, les matrices $\mathbf{K_0}$ et $\mathbf{K_1}$) sont des matrices creuses de dimension $[N \times N]$. Les termes U_∞ et $U_{w,\varphi 1,\varphi 2}$ sont des vecteurs de sollicitations thermiques de dimension $[N \times 1]$, avec $N = 33311$, où N est le nombre de degrés de liberté associé à la discrétisation spatiale.

Le Tableau 1 récapitule les différents matériaux isolants orthotropes étudiés dans cet article. Il convient de noter que les trois premiers matériaux sont isotropes. Par souci de clarté, nous les désignerons dans la suite par Polystyrène simplifié, Verre cellulaire simplifié et Polyuréthane simplifié. Cette isotropie n'est pas prise en compte dans la procédure d'identification, puisque l'on cherchera à identifier κ_x et κ_z.

Tableau 1 : Matériaux isolants orthotropes : propriétés et sollicitations thermiques

	Étude de cas	κ_x $[mW.m^{-1}.K^{-1}]$	κ_z $[mW.m^{-1}.K^{-1}]$	c_0 $[kJ.m^{-3}.K^{-1}]$	h_∞ $[W.m^{-2}.K^{-1}]$	$\max(\varphi_1)$ $[W.m^{-2}]$
1	Polystyrène (simplifié)	33,0	33,0	43,10	8	75
2	Verre cellulaire (simplifié)	40,4	40,4	70,60	10	250
3	Polyuréthane (simplifié)	27,6	27,6	38,84	15	100
4	Laine de roche	50,0	40,0	123,60	12	400
5	Fibres céramiques	80,0	50,0	110,00	18	450

3.2. Conductivité isotrope thermo-dépendante

Par hypothèse, la conductivité thermique est une fonction de la température selon une loi linéaire :

$$\kappa = \kappa_0 + \kappa_1 T \tag{3}$$

Après discrétisation spatiale, on obtient l'équation (4).

$$c_0 \mathbf{C} \frac{\partial T}{\partial t} = -\left[\kappa_0 \mathbf{K_0} + \kappa_1 \mathbf{K_1}(T) + h_\infty \mathbf{H}_\infty + \mathbf{H_w}\right] T + h_\infty U_\infty + U_{w,\varphi_1,\varphi_2} \tag{4}$$

Nous sélectionnons de nouveau les trois premiers matériaux du Tableau 1, dont la conductivité est isotrope, en considérant cette fois son caractère thermo-dépendant. Les différents cas sont présentés dans le Tableau 2.

Tableau 2 : Matériaux isolants thermo-dépendants : propriétés et sollicitations thermiques.

	Étude de cas	κ_0 $[mW.m^{-1}.K^{-1}]$	κ_1 $[mW.m^{-1}.K^{-2}]$	c_0 $[kJ.m^{-3}.K^{-1}]$	h_∞ $[W.m^{-2}.K^{-1}]$	$\max(\varphi_1)$ $[W.m^{-2}]$
6	Polystyrène	28,5	0,112	43,10	8	75
7	Verre cellulaire	34,1	0,158	70,60	13	250
8	Polyuréthane	21,3	0,158	38,84	18	100

L'utilisation d'une formulation par éléments finis dans une procédure d'identification itérative implique, d'une part, des temps de calcul élevés et, d'autre part, dans le cas d'une conductivité thermo-dépendante, la nécessité de reconstruire la matrice $\mathbf{K_1}(T)$ à chaque itération de l'identification. Pour ces raisons, les relations (2) et (4) sont remplacées par une formulation modale réduite. L'objectif est de définir un modèle réduit unique pour l'ensemble de ces configurations.

4. Modèle réduit modal

Dans une formulation modale réduite, le champ de température est approché par une combinaison linéaire des modes $\widetilde{V}_i$, qui constituent la base du modèle :

$$T(M,t) \approx \widetilde{T}(M,t) = \sum_{i=1}^{\widetilde{N}} x_i(t)\, \widetilde{V}_i(M) \tag{5}$$

où le nombre de modes conservés $\widetilde{N}$ reste très faible par rapport au nombre de nœuds du modèle maillé ($\widetilde{N} \ll N$). Les modes étant connus, les inconnues deviennent alors les amplitudes d'excitation $x_i(t)$.

4.1. Calcul des bases réduites

Parmi les différentes méthodes, la méthode AROMM a été retenue. Sans entrer dans des détails que l'on peut trouver dans des travaux récents [2], [3], il est important de comprendre que cette base réduite est construite à partir :

— de la résolution de problèmes aux valeurs propres qui permettent l'obtention d'une base dite complète (de dimension N) et calculée à partir d'un jeu de paramètres physiques fixes (ici $\kappa_x = 30\,\mathrm{mW.m^{-1}.K^{-1}}$, $\kappa_z = 50\,\mathrm{mW.m^{-1}.K^{-1}}$ et $c_0 = 60\,\mathrm{MJ.m^{-3}.K^{-1}}$),

— de la concaténation des modes de cette base complète en un nombre très réduit de modes amalgamés obtenus à partir d'un ensemble de simulations linéaires qui couvrent les différents intervalles des paramètres c_0, κ_x, κ_z et h_∞, en utilisant 16 scénarios obtenus à partir de valeurs extrêmes définies dans la Table 3. Le temps de calcul total pour la réduction de la base est de $1125\,s$. On obtient finalement une base réduite composée de $\widetilde{N} = 200$ modes.

Tableau 3 : Paramètres choisis pour les cas de référence dans la procédure d'amalgame

Paramètres	Valeur minimale	Valeur maximale
$\kappa_x \ [mW.m^{-1}.K^{-1}]$	20	50
$\kappa_z \ [mW.m^{-1}.K^{-1}]$	20	50
$c_0 \ [kJ.m^{-3}.K^{-1}]$	30	120
$h_\infty \ [W.m^{-2}.K^{-1}]$	8	20
$\varphi_1 \ [W.m^{-2}]$	0	50
$\varphi_2 \ [W.m^{-2}]$	0	50

4.2. Équations d'état

Les états d'excitation $x_i(t)$ (regroupés dans le vecteur $X(t)$) sont déterminés à partir de l'équation d'état, obtenue en remplaçant la température T par sa formulation modale (Eq. (5)) dans le problème numérique considéré (Eq. (2) pour une conductivité orthotrope constante, et Eq. (4) pour une conductivité isotrope thermo-dépendante), puis en utilisant les modes réduits comme fonctions de test.

L'équation obtenue peut alors s'écrire sous forme matricielle :

— Conductivité orthotrope constante :

$$c_0\,\mathbf{C^R}\,\frac{\partial X}{\partial t} = -\left[\kappa_x\,\left(\mathbf{K_x^R} + \mathbf{K_y^R}\right) + \kappa_z\,\mathbf{K_z^R} + h_\infty\,\mathbf{H_\infty^R} + \mathbf{H_w^R}\right] X + h_\infty\,U_\infty^R + U_{w,\varphi_1,\varphi_2}^R \tag{6}$$

— Conductivité isotrope thermo-dépendante :

$$c_0\,\mathbf{C^R}\,\frac{\partial X}{\partial t} = -\left[\kappa_0\,\mathbf{K_0^R} + \kappa_1\,\mathbf{K_1^R}(T) + h_\infty\,\mathbf{H_\infty^R} + \mathbf{H_w^R}\right] X + h_\infty\,U_\infty^R + U_{w,\varphi_1,\varphi_2}^R \tag{7}$$

Ces matrices sont de dimension $[\widetilde{N} \times \widetilde{N}]$. C'est précisément à ce niveau que se situe la réduction.

Dans le cas de la conductivité thermo-dépendante, la matrice $\mathbf{K_1^R}(T)$ est calculée numériquement en remplaçant la température par sa décomposition modale dans la matrice réduite $\mathbf{K_1}$:

$$\mathbf{K_1^R}(i,j) = \int_\Omega T\ \vec{\nabla}\widetilde{V}_i \cdot \vec{\nabla}\widetilde{V}_j \approx \sum_{k=1}^{\widetilde{N}} \int_\Omega x_k\,\widetilde{V}_k\,\vec{\nabla}\widetilde{V}_i \cdot \vec{\nabla}\widetilde{V}_j \approx \sum_{k=1}^{\widetilde{N}} x_k\,\mathbf{K_{1,k(i,j)}^R} \tag{8}$$

Chacune de ces $\widetilde{N}$ matrices $\mathbf{K}^{\mathbf{R}}_{\mathbf{1,k}}$ peut ainsi être calculée une fois pour toutes lors d'une phase hors-ligne, et la formulation (7) devient alors :

$$c_0\,\mathbf{C}^{\mathbf{R}}\,\frac{\partial X}{\partial t} = -\left[\kappa_0\,\mathbf{K}^{\mathbf{R}}_{\mathbf{0}} + \kappa_1\left(\sum_{k=1}^{\widetilde{N}} x_k(t)\,\mathbf{K}^{\mathbf{R}}_{\mathbf{1,k}}\right) + h_\infty\,\mathbf{H}^{\mathbf{R}}_{\infty} + \mathbf{H}^{\mathbf{R}}_{\mathbf{w}}\right] X + h_\infty\,U^R_\infty + U^R_{w,\varphi_1,\varphi_2} \tag{9}$$

Ainsi, les équations d'état (6) et (9) font apparaître explicitement les paramètres inconnus c_0, h_∞, κ_x et κ_z (ou κ_0 et κ_1), et peuvent alors être utilisées directement dans un problème inverse.

4.3. Validation du modèle réduit par simulation directe

Les deux modèles réduits (6) et (9), construits à partir de la base réduite unique, sont testés pour les différentes configurations présentées dans les Tables 1 et 2. En ne considérant que les température $T_i(t)$ aux 10 points de mesure (indiqués sur la Figure 1), et sur une durée de simulation $\tau = 900\,s$, on obtient des résultats très satisfaisant, puisque pour l'ensemble des cas testés, les erreurs moyennes $\overline{\varepsilon}$ sont inférieures à $0{,}2\%$, et les erreurs maximales ne dépassent pas 2%. La Figure 3 présente les évolutions de température pour le polystyrène et le verre cellulaire dans le cas d'une conductivité thermo-dépendante, pour les points 3 et 8, situés au centre des surfaces chauffantes Γ_1 et Γ_2 (voir Figure 1). Les écarts entre le modèle éléments finis et le modèle modal réduit y apparaissent très faibles. Les erreurs atteignent leur maximum à chaque variation de puissance dissipée $\varphi_1(t)$ et $\varphi_2(t)$; cela illustre la limite du modèle réduit à reproduire les variations temporelles rapides.

En termes de temps de calcul, les gains sont significatifs par rapport à une simulation éléments finis complète : pour les problèmes à conductivité orthotrope constante, le gain est de l'ordre de 47, et pour les configurations à conductivité isotrope thermo-dépendante, il atteint 100.

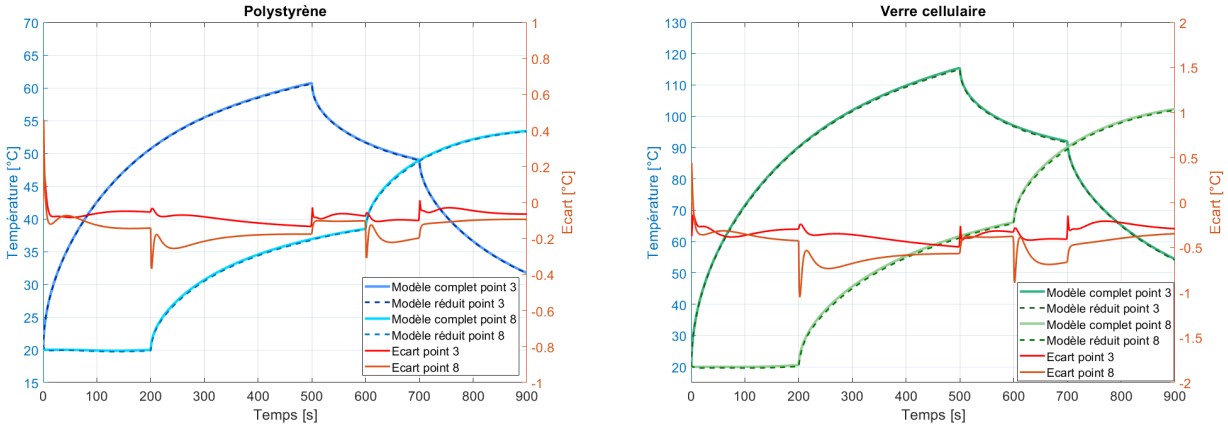


Figure 3 : Comparaison entre le modèle réduit et le modèle éléments finis

5. Problème inverse

5.1. Principe

Les différents paramètres à identifier sont regroupés dans le vecteur $\beta = [\kappa_x, \kappa_z, c_0, h_\infty]$ ou $\beta = [\kappa_0, \kappa_1, c_0, h_\infty]$. L'identification est effectuée à partir des N_{cap} capteurs de température, répartis régulièrement sur les surfaces Γ_1 et Γ_2 (voir Figure 1), et dont les mesures sont rassemblées dans le vecteur $Y(t)$, ainsi que dans son équivalent numérique $\hat{Y}(t)$. Ce dernier est

relié au vecteur de température par une matrice d'observation $\mathbf{E}$:

$$\hat{Y}(t) = \mathbf{E}\,T(t) = \mathbf{E}\,\mathbf{V}\,X(t) \tag{10}$$

Le processus d'identification itératif repose sur la minimisation d'un critère quadratique basé sur la différence entre les $N_{\Delta t}$ mesures discrètes Y à des intervalles de temps réguliers $\Delta t = 1\,s$ pour tous les capteurs, et le résultat de la simulation $\hat{Y}$ effectuée par le modèle réduit (équations (6) ou (9)) pour l'ensemble des paramètres estimés β à chaque itération :

$$J = \sum_{i=1}^{N_{cap}} \sum_{j=1}^{N_{\Delta t}} \left(Y_{i,j} - \hat{Y}_{i,j}(\beta) \right)^2 \tag{11}$$

Cette procédure de minimisation utilise une méthode de programmation non linéaire fondée sur un algorithme à région de confiance (disponible dans Matlab®, via la fonction lsqcurvefit). Cet algorithme appartient à la famille des méthodes à direction de descente : à chaque itération, un déplacement est déterminé en minimisant un modèle simplifié de la fonction (par exemple quadratique) à l'intérieur d'une région de confiance, ajustée de manière à garantir une diminution de la fonction à chaque pas [4].

5.2. Résultat

5.2.1. Matériau orthotrope

On réalise l'identification pour les configurations présentées dans le Tableau 1. Dans cette étude, les mesures sont simulées à l'aide du modèle éléments finis décrit par l'Éq. (2), c'est-à-dire sans prise en compte du caractère thermo-dépendant. Un bruit de mesure gaussien centré, de variance nulle et d'écart type $\sigma_b = 0,5°\mathrm{C}$, est ajouté aux résultats de simulation.

L'ensemble des résultats présenté Table 4 est excellent : les conductivités et les capacités thermiques sont identifiées avec une incertitude inférieure ou égale à $2,2\%$. L'erreur relativement importante observée pour h_∞ dans le cas du polyuréthane provient de sa faible sensibilité, ce qui rend le problème inverse mal conditionné vis-à-vis de ce paramètre. Néanmoins, ce comportement ne constitue pas une limitation pour l'objectif de caractérisation des matériaux isolants, puisqu'une simple estimation de l'ordre de grandeur de h_∞ suffit à reproduire correctement les évolutions de température aux points de mesure.

Tableau 4 : Matériaux isolants orthotropes : Précision de l'identification

	Etude de cas	$\varepsilon_{\kappa_x}\,[\%]$	$\varepsilon_{\kappa_z}\,[\%]$	$\varepsilon_{c_0}\,[\%]$	$\varepsilon_{h_\infty}\,[\%]$	Temps Cpu $[s]$
1	Polystyrène (simplifié)	-0,13	-0,85	0,73	1,70	6,3
2	Verre cellulaire (simplifié)	-0,38	-1,60	1,32	-0,10	4,2
3	Polyuréthane (simplifié)	-0,41	-1,45	2,20	6,25	5,6
4	Laine de roche	-0,78	-2,01	1,86	-1,01	8,0
5	Fibres céramiques	-0,38	-1,98	1,88	0,37	5,9

5.2.2. Matériau thermo-dépendant

On procède maintenant à l'identification des configurations présentées dans le tableau 2. Les mesures sont simulées à l'aide du modèle par éléments finis donné par l'Eq. (4), auquel on ajoute le même bruit gaussien, avec $\sigma_b = 0{,}5°C$.

Les résultats de l'identification des paramètres sont présentés dans le tableau 5. Ces résultats sont moins précis que dans le cas précédent. Si la capacité c_0 et le terme constant κ_0 de la conductivité sont déterminés de manière satisfaisante, le terme affine κ_1 est affecté par une erreur beaucoup plus importante. Le coefficient de transfert thermique h_∞ présente des écarts plus élevés, ce qui reste cohérent avec la faible sensibilité mentionnée précédemment. Il convient de souligner que les résultats obtenus pour le polyuréthane (cas 8) sont moins précis que ceux obtenus pour les autres matériaux, en raison à la fois de ses erreurs moyennes de température plus importantes et de sa moindre sensibilité, ce qui réduit la robustesse de l'inversion.

En termes de temps de calcul, il est important de noter que l'identification des caractéristiques d'une configuration où la conductivité dépend de la température est nettement plus gourmande en ressources de calcul que lorsque ce paramètre est constant et orthotrope. Cela montre l'intérêt du modèle réduit, une identification classique demandant plusieurs jours de calcul.

Tableau 5 : Matériaux isolants dépendant de la température : Précision de l'identification

	Etude de cas	ε_{κ_0} [%]	ε_{κ_1} [%]	ε_{c_0} [%]	ε_{h_∞} [%]	Temps Cpu [s]
6	Polystyrène	0,37	-7,62	0,62	2,30	1611,4
7	Verre cellulaire	0,56	-7,86	1,32	3,10	1809,1
8	Polyuréthane	2,96	-13,73	2,45	9,45	2592,6

Pour quantifier l'influence de l'identification du coefficient κ_1, la figure 4 présente les différentes conductivités considérées pour les trois isolants étudiés, en fonction de leur domaine d'application. Il apparaît clairement que, si l'erreur d'identification du terme affine κ_1 a une influence notable sur la valeur globale de la conductivité, cette dernière reste nettement plus précise qu'avec une conductivité constante.

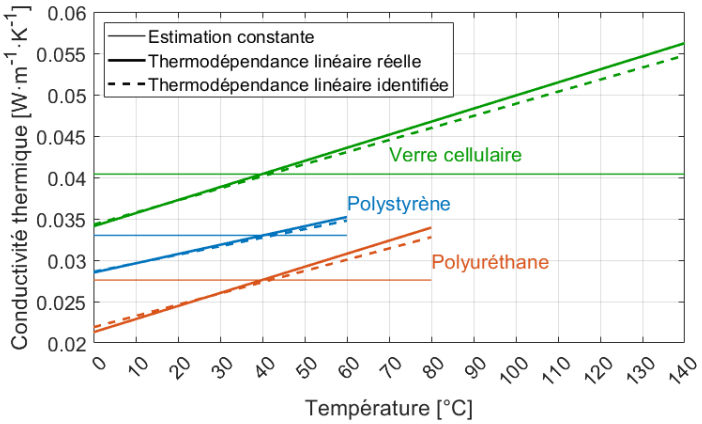


Figure 4 : Ensemble des conductivités thermiques considérées

La figure 5 présente ensuite l'évolution de la température aux points de mesure 3 et 8 (c'est-à-dire au centre de chaque surface chauffante Γ_1 et Γ_2), pour les trois types de représentation de la conductivité thermique. On constate que même une identification imprécise de la dépendance de la conductivité à la température donne des résultats de variation de température très proches de la réalité, ce qu'une conductivité constante ne permet pas (sauf dans le cas du polystyrène, dont le domaine d'application en termes de plage de températures reste limité).

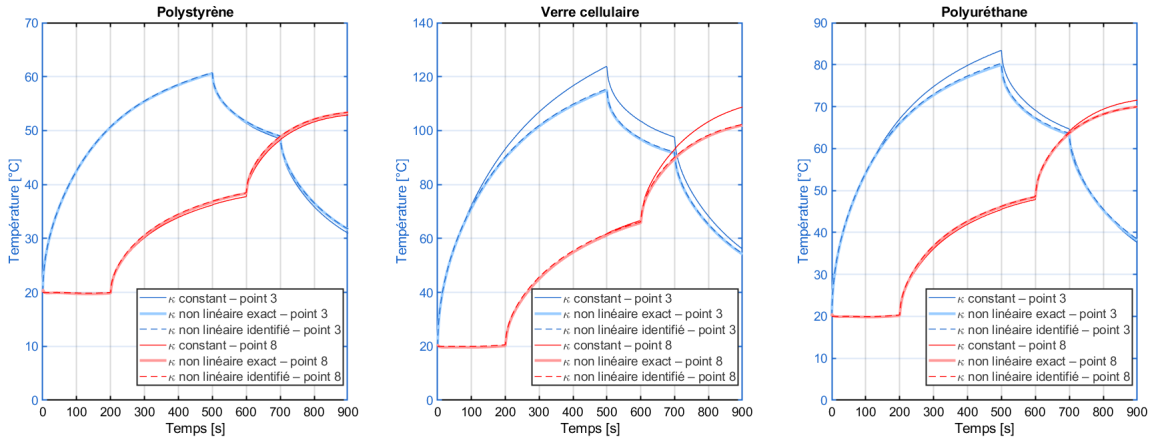


Figure 5 : Influence de la conductivité thermique thermo-dépendante

6. CONCLUSION

Cette étude a permis de montrer qu'il est possible d'utiliser deux modèles réduits construits à partir d'une base réduite unique de type AROMM, valable pour tout type d'isolant (orthotrope ou dépendant de la température) et pour toutes les conditions données (différentes valeurs du coefficient de transfert thermique avec l'extérieur et différentes densités de flux thermique variables dans le temps imposées aux parois). Ainsi, l'application de ce modèle réduit dans le processus inverse a permis de retrouver avec succès les paramètres recherchés, avec une précision satisfaisante et des temps de calcul acceptables. Il convient également de noter que, pour s'affranchir des contraintes expérimentales, le coefficient de transfert thermique avec l'environnement a également été déterminé.

Ces résultats encourageants ouvrent la voie à de futures études qui généraliseront ce type d'identification à des configurations plus générales, notamment la capacité thermique dépendant de la température et la conductivité thermique à la fois orthotrope et dépendante de la température. De plus, il serait intéressant d'étudier la possibilité de mieux appréhender la non-linéarité de la conductivité en tenant compte de sa relation quadratique avec la température.

Bien entendu, l'objectif final sera de confronter ce type d'expérience, actuellement idéal, à la réalité expérimentale.

Références

[1] C. Zhou, J. Li, D. Yan, B. Zhao and L. Zhou. Experimental and numerical study on the effective thermal conductivity of carbon fibrous media for high temperature thermal insulation applications. *Aerospace Science and Technology*, 166 (2025),1270–9638. doi :10.1016/j.ast.2025.110591.

[2] Chavez Castillo A. G., Gaume B., Rouizi Y., Quéméner O., Glouannec P. Identification of insulating materials thermal properties by inverse method using reduced order model. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 166 (2021), 120683. doi :10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120683.

[3] Mustapha F., Joly F., Bissuel V., Quéméner O. Development of a reduced-order AROMM model for the nonlinear thermal simulation of electronic components. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 232 (2024), 125909. doi :10.1016/j.ijheatmasstransfer.2024.125909.

[4] Conn A. R., Gould N. I. M., Toint P. L. Trust Region Methods. *Society for Industrial and Applied Mathematics*, 2000. doi :10.1137/1.9780898719857.

Inférence bayésienne pour l'estimation simultanée des propriétés thermiques de matériaux orthotropes

Bayesian inference for simultaneous estimation thermal properties of orthotropic materials

Thomas PIERRE[1*], Helcio R. B. ORLANDE[2], Coline BOURGÈS[1], Edouard GESLAIN[1], Philippe LE MASSON[1], Julien BERGER[3]

[1] Univ. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL, F-56100 Lorient, France.
[2] Universidade Federal do Rio de Janeiro, Politécnica/COPPE, Cidade Universitária, 68502, Rio de Janeiro, Brazil.
[3] LaSIE, UMR 7356 CNRS, La Rochelle Université, CNRS, 17000, La Rochelle, France.
* auteur correspondant : thomas.pierre@univ-ubs.fr

Résumé – Cette communication porte sur l'estimation simultanée des conductivités et de la capacité thermique de matériaux orthotropes par observation de plusieurs de ses faces à l'aide d'une seule caméra infrarouge. Les trois aspects expérimentaux, numériques et d'estimation sont abordés dont l'étude de sensibilité préalable qui discute de l'usage d'une fonctionnelle à multiples observables. Les tests d'estimation sont issus de données simulées numériques pour un matériau de type balsa. Les premiers tests expérimentaux sont présentés et discutés ouvrant la voie à une procédure d'inversion à l'aide d'un modèle direct numérique.

Abstract – This paper presents the simultaneous estimation of the conductivities and heat capacities of orthotropic materials using multiple visualizations with a single infrared camera. It develops three aspects: experimental, numerical, and estimation. The preliminary sensitivity study is about the use of a multi-observable functional. The estimation tests are based on data simulated using COMSOL Multiphysics® for a balsa-type material. The initial experimental tests are presented and discussed, paving the way for an inversion procedure using a direct numerical model.

Nomenclature

Lettres latines

c_p^m	chaleur massique, J·kg^{-1}·K^{-1}
e	épaisseur, m
h	coefficient d'échange, W·m^{-2}·K^{-1}
H	nombre de Biot modifié, m^{-1}
k	conductivité thermique, W·m^{-1}·K^{-1}
ℓ	demi-longueur, m
N	norme
$\mathbf{P}$	vecteur des paramètres
q	distribution
t	temps, s
T	température, °C
U	nombre aléatoire
x, y, z	coordonnées cartésiennes
X, Y, Z	fonctions propres
$\mathbf{Y}$	mesures, °C

Lettres grecques

α	ratio
β_m	valeur propre, m^{-1}
γ_n	valeur propre, m^{-1}
η_p	valeur propre, m^{-1}
θ	température, °C
ρ	masse volumique, kg·m^{-3}
Ψ	fonction gaussienne, °C

Indices et exposants

x, y, z	direction des composantes
∞	ambiante
0	en $z = 0$

1. Introduction

La détermination de la conductivité thermique de matériaux orthotropes ou anisotropes est l'objet de nombreux travaux [1-8], principalement basés sur la méthode flash [9]. Afin d'estimer les paramètres d'intérêt que sont les conductivités, le modèle théorique représentatif de l'expérience repose sur plusieurs informations : la quantité d'énergie incidente absorbée par le matériau, les dimensions de ce dernier et la localisation de la température mesurée, ponctuelle ou moyenne. La confiance sur les paramètres d'intérêt estimées est due à celle sur ces informations. Dans le cas de matériaux orthotropes, la préparation de l'échantillon est également source d'erreur puisque les directions de propagation du flux doivent coïncider avec celles de la base orthonormée [8]. Depuis quelques années, les expériences et les modèles de type température-température sont de plus en plus utilisés car la connaissance du flux incident absorbé n'est plus nécessaire, tout comme les pertes là où la température est imposée comme données d'entrée [10]. Par conséquent, un seul instrument de mesure est suffisant, comme par exemple les travaux de Houssein *et al.* pour estimer la diffusivité thermique de métaux liquides par la visualisation simultanée avec une même caméra (associée à des optiques) des deux faces avant et arrière d'une plaque soumise à un chauffage laser [11]. Cette visualisation simultanée des faces avant et arrière est adéquate en monodirectionnel. Pour des matériaux orthotropes, le flux est bi-, voire tridirectionnel, et définir le tenseur des conductivités nécessite plusieurs expériences, car il n'y a qu'un observable. Jannot *et al.* ont développé un double fil chaud qui estime les trois conductivités avec une seule expérience [12]. Les mesures se font par thermocouple, il n'y a donc qu'une information partielle sur la répartition spatiale du flux.

Cette communication est dans la continuité de premiers travaux sur l'estimation simultanée des conductivités et de la capacité thermique de matériaux orthotropes [13]. L'originalité présentait la faisabilité de réaliser une expérience capable de visualiser simultanément à l'aide d'une seule caméra infrarouge quatre faces d'un même matériau orthotrope parallélépipédique : la face sollicitée thermiquement et trois autres faces des principales directions. Un modèle analytique 3D était développé par moyen de transformations intégrales de type Fourier dans les trois directions spatiales. Des tests d'estimation des propriétés thermiques d'un matériau quelconque étaient effectués à partir de températures simulées et bruitées par un modèle direct, communément appelés « crimes inverses ». Une première spécificité est que la fonctionnelle concernait les températures aux trois directions à la fois. Par ailleurs, la minimisation reposait sur des températures transformées selon les directions transversales (Fourier) à celle de la surface concernée. L'inférence bayésienne a été utilisée pour l'estimation. Les temps de calcul pouvant être longs avec cette méthode, un classement pondéral de chaque mode a permis d'en réduire le nombre. Cette nouvelle communication développe les trois aspects expérimentaux, numériques et d'estimation. Une étude de sensibilité est d'abord proposée afin de valider l'usage de la fonctionnelle à multiples observables. Par la suite, des tests d'estimation sont présentés à partir de données simulées *via* Comsol Multiphysics® pour un matériau de type balsa. Les avancées expérimentales sont présentées et discutés ouvrant la voie vers une méthode d'inversion à l'aide d'un modèle direct numérique.

2. Présentation de l'expérience

Le dispositif expérimental est présenté Figures 1 à 4 et sa description est déjà détaillée dans [13]. Il est composé de 9 miroirs et de 2 miroirs dichroïques. Les quatre chemins optiques ont été contrôlés par un télémètre et ont une longueur de 25 cm. L'échantillon de base $4\ell^2 = 10$ mm × 10 mm et de hauteur $e = 5$ mm est déposé sur un quadrillage de fils de nylon de 100 µm de diamètre. La source de chaleur est une lampe de 150 W équipée d'un diaphragme de 1 mm

de diamètre ainsi qu'une lentille qui focalise une surface de 3 mm de diamètre sur la face supérieure du matériau. La puissance de la lampe n'est pas connue.



Figure 1 : dispositif expérimental.

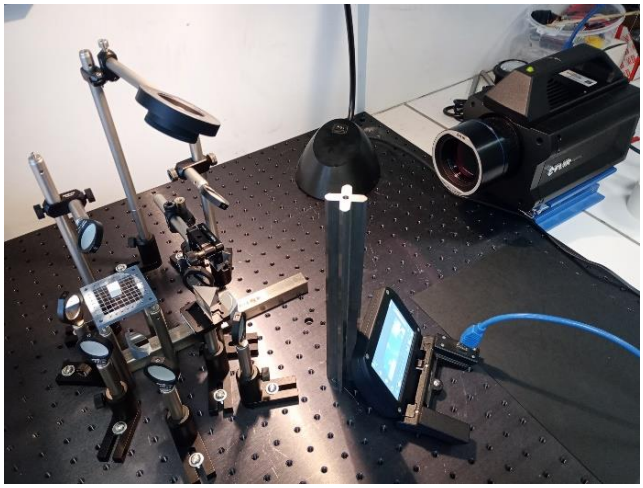


Figure 2 : dispositif expérimental.

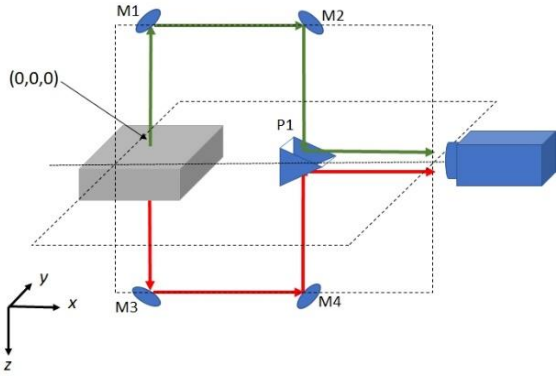


Figure 3 : Schéma du dispositif expérimental [13].

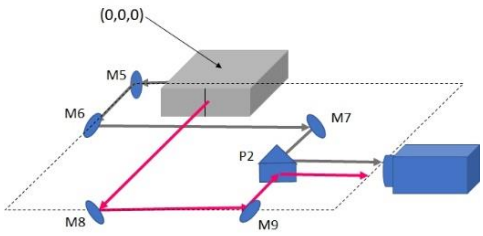


Figure 4 : *Schéma du dispositif expérimental [13].*

Quand le matériau est supposé thermiquement homogène, la caméra filme et enregistre les quatre faces du matériau simultanément à une fréquence à 1 Hz puis le chauffage en mis en route pour un temps d'enregistrement de 60 s jusqu'à stabilisation des températures. Les données expérimentales sont enfin converties en données Matlab le traitement.

3. Développement théorique

3.1. Modèle analytique

Les équations et conditions initiale et aux limites pour déterminer le champ de température au sein de l'échantillon orthotrope sont ici rappelées mais figurent dans [13] avec $\theta = T - T_\infty$ où T_∞ est la température ambiante :

$$k_x \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + k_y \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + k_z \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = \rho c_p^m \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (1)$$

$$\theta(x, y, z, 0) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta(0, y, z, t)}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

$$k_x \frac{\partial \theta(\ell, y, z, t)}{\partial x} + h_x \theta(\ell, y, z, t) = 0 \tag{4}$$

$$\frac{\partial \theta(x, 0, z, t)}{\partial y} = 0 \tag{5}$$

$$k_y \frac{\partial \theta(x, \ell, z, t)}{\partial y} + h_y \theta(x, \ell, z, t) = 0 \tag{6}$$

$$T(x, y, 0, t) = f(x, y, t) \tag{7}$$

$$k_z \frac{\partial \theta(x, y, e, t)}{\partial z} + h_z \theta(x, y, e, t) = 0 \tag{8}$$

$$f(x, y, t) = [T_0(t) - T_\infty] e^{-\frac{x^2+y^2}{R^2}} \tag{9}$$

La condition limite en (7) est une température imposée $f(x, y, t)$, celle mesurée par la caméra infrarouge. Considérons une fonction de type gaussien (9) où $T_0(t)$ augmente avec le temps et R le rayon de distribution de la lampe. Une solution analytique est proposée pour T_0 constante et R exagérément grand ($\rightarrow \infty$), soit une condition de température imposée en $z = 0$. Cette solution $\dot{\tilde{\bar{\theta}}}(\beta_m, \gamma_n, \eta_p, t)$ du système (1)-(9) a été obtenue *via* plusieurs transformations intégrales selon les trois directions de l'espace. Chaque transformation est symbolisée : $-$ pour celle en x, $\sim$ pour celle en y et $\cdot$ pour celle en z.

L'inversion s'effectue par comparaison entre les températures expérimentales des faces en $x = \ell$, $y = \ell$ et $z = e$ modifiées, respectivement, au moyen de transformations intégrales de type Fourier (10)-(12), et celles théoriques (13)-(15).

$$\dot{\bar{\theta}}^{exp}(\ell, \gamma_n, \eta_p, t) = \int_{y=0}^{\ell} \int_{z=0}^{e} Y(\gamma_n, y) Z(\eta_p, z) \theta^{exp}(\ell, y, z, t) dy dz \tag{10}$$

$$\dot{\tilde{\theta}}^{exp}(\beta_m, \ell, \eta_p, t) = \int_{x=0}^{\ell} \int_{z=0}^{e} X(\beta_m, x) Z(\eta_p, z) \theta^{exp}(x, \ell, z, t) dx dz \tag{11}$$

$$\tilde{\bar{\theta}}^{exp}(\beta_m, \gamma_n, e, t) = \int_{x=0}^{\ell} \int_{y=0}^{\ell} X(\beta_m, x) Y(\gamma_n, y) \theta^{exp}(x, y, e, t) dx dy \tag{12}$$

$$\dot{\bar{\theta}}^{th}(\ell, \gamma_n, \eta_p, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{X(\beta_m, \ell)}{N(\beta_m)} \dot{\tilde{\bar{\theta}}}(\beta_m, \gamma_n, \eta_p, t) \tag{13}$$

$$\dot{\tilde{\theta}}^{th}(\beta_m, \ell, \eta_p, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{Y(\gamma_n, \ell)}{N(\gamma_n)} \dot{\tilde{\bar{\theta}}}(\beta_m, \gamma_n, \eta_p, t) \tag{14}$$

$$\tilde{\bar{\theta}}^{th}(\beta_m, \gamma_n, e, t) = \sum_{p=1}^{\infty} \frac{Z(\eta_p, e)}{N(\eta_p)} \dot{\tilde{\bar{\theta}}}(\beta_m, \gamma_n, \eta_p, t) \tag{15}$$

avec m, n et p = 1,… ∞. Les valeurs propres, fonctions propres, normes et fonctions transcendantes nécessaires aux relations (10)-(15) sont précisées dans [14]. Le nombre

maximum des valeurs propres dans les trois directions m_{max} , n_{max} et p_{max} est fixée à 20 pour le modèle direct. m_{max} , n_{max} et p_{max}

3.2. Études de sensibilité et méthode inverse

Une étude de sensibilité est établie afin de voir l'intérêt d'utiliser une fonctionnelle à multiples observables selon les trois directions principales de propagation du flux. Pour les paramètres d'intérêt $\mathbf{P} = \left[k_x,\ k_y,\ k_z,\ \rho c_m^p\right]^T$, les trois sensibilités réduites suivantes sont tracées en Figures 5 :

$$\chi_i = P_i \frac{\partial \dot{\tilde{\theta}}^{th}\left(\ell, \gamma_n, \eta_p, t\right)}{\partial P_i} \tag{16}$$

$$\chi_i = P_i \frac{\partial \dot{\tilde{\theta}}^{th}\left(\beta_m, \ell, \eta_p, t\right)}{\partial P_i} \tag{17}$$

$$\chi_i = P_i \frac{\partial \tilde{\tilde{\theta}}^{th}(\beta_m, \gamma_n, e, t)}{\partial P_i} \tag{18}$$

La Figure 5 trace les différentes évolutions des relations (16) à (18) en fonction du temps. Les observations sont les suivantes :

- Face $x0y$ inférieure $[0,\ 0,\ e]$: k_x et k_y sont corrélées ; k_z et ρc_m^p sont décorrélées et peuvent être estimées.
- Plan $x0z$ $[0,\ \ell,\ e/2]$: k_y et k_z sont corrélées ; k_x et ρc_m^p sont décorrélées et peuvent être estimées.
- Plan $y0z$ $[\ell,\ 0,\ e/2]$: k_x et k_z sont corrélées ; k_y et ρc_m^p sont décorrélées et peuvent être estimées.

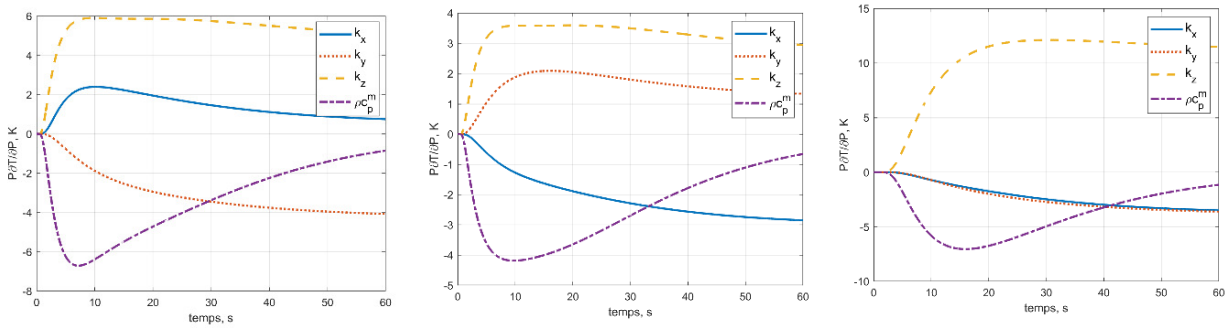


Figure 5 : Courbes de sensibilités aux paramètres d'intérêt au centre des trois faces en $x = \ell,\ y = \ell$ *et* $z = e$.

L'étude de sensibilité montre donc que tous les paramètres peuvent être estimées à l'aide d'une fonctionnelle multiple du type bayésien :

$$\begin{aligned}\pi(\mathbf{Y}|\mathbf{P}) \propto exp\Big\{ &-\frac{1}{2}\left[\dot{\tilde{\theta}}^{exp} - \dot{\tilde{\theta}}^{th}(\mathbf{P})\right]^T \dot{\tilde{\mathbf{\Omega}}}^{-1}\left[\dot{\tilde{\theta}}^{exp} - \dot{\tilde{\theta}}^{th}(\mathbf{P})\right] \ldots \\ &-\frac{1}{2}\left[\dot{\bar{\theta}}^{exp} - \dot{\bar{\theta}}^{th}(\mathbf{P})\right]^T \dot{\bar{\mathbf{\Omega}}}^{-1}\left[\dot{\bar{\theta}}^{exp} - \dot{\bar{\theta}}^{th}(\mathbf{P})\right] \ldots \\ &-\frac{1}{2}\left[\tilde{\bar{\theta}}^{exp} - \tilde{\bar{\theta}}^{th}(\mathbf{P})\right]^T \tilde{\bar{\mathbf{\Omega}}}^{-1}\left[\tilde{\bar{\theta}}^{exp} - \tilde{\bar{\theta}}^{th}(\mathbf{P})\right]\Big\}\end{aligned} \tag{19}$$

$$\pi(\mathbf{P}|\mathbf{Y}) \propto \pi(\mathbf{Y}|\mathbf{P})\ \pi(\mathbf{P}) \tag{20}$$

$$\boldsymbol{\pi}(\mathbf{P}) \propto \pi(k_x)\pi(k_y)\pi(k_z)\pi(\rho c_m^p) \tag{21}$$

$$\pi(k_x) \propto exp\left\{-\frac{1}{2}[k_x - k_x^*]^T \Omega_{k_x}^{-1}[k_x - \bar{k}_x]\right\} \tag{22}$$

$$k_x = \mathcal{N}(\bar{k}_x, \sigma_{k_x}) \tag{23}$$

où la relation (20) est la loi de Bayes avec $\pi(\mathbf{P}|\mathbf{Y})$ la probabilité *a posteriori*, $\pi(\mathbf{Y}|\mathbf{P})$ la fonction de vraisemblance, $\boldsymbol{\pi}(\mathbf{P})$ les *a priori* sur les paramètres d'intérêt à estimer de type gaussien (21)-(22) et $\boldsymbol{\Omega}$ la matrice de covariance sur les données expérimentales.

4. Résultats et discussion

4.1. Estimation sur simulation numérique

Une estimation de paramètre a été effectuée à partir de données générées numériquement par le logiciel d'éléments finis Comsol Multiphysics®. La géométrie et les conditions initiale et limites sont strictement celles présentées du système (1)-(9). Le maillage est imposé régulier et carré avec une résolution de 200 µm/pixel (Figure 10). Le rayon R est imposé à 20 cm et $T_0 - T_\infty$ à 40 °C. Les propriétés sont celles du balsa : $k_x = k_z$ = 0,050 W·m^{-1}·K^{-1}, k_y = 0,100 W·m^{-1}·K^{-1}, ρc_m^p = 140 000 J·K^{-1}·m^{-3}. La Figure 11 présente le champ de température à t = 60 s (1 Hz).

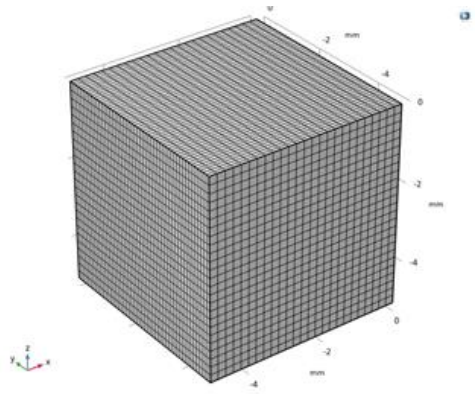


Figure 10 : maillage carré de résolution 200 µm.

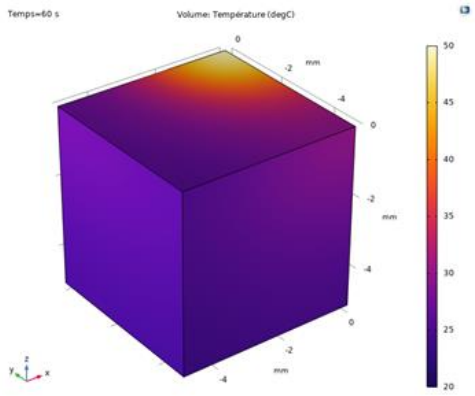


Figure 11 : champ de température à t = 60 s.

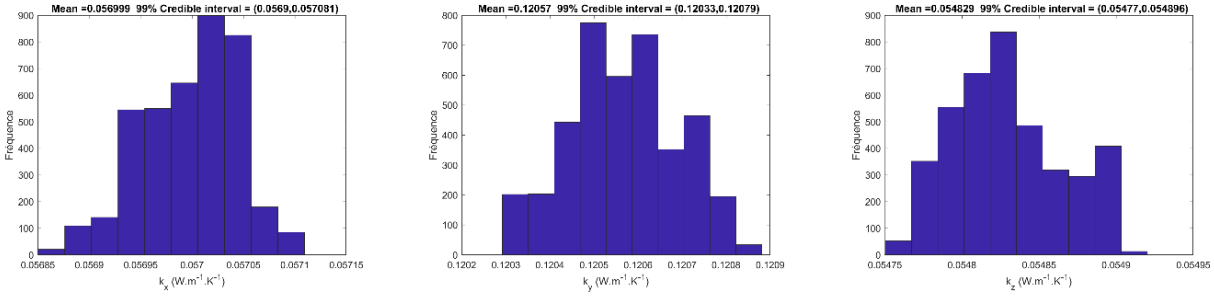


Figure 11 : Conductivités estimées à partir de données simulées par Comsol Multiphysics®.

La procédure bayésienne étant coûteuse en temps, plusieurs estimations ont été effectuées pour : m_{max} = 2, 4, 6 ; n_{max} = 2, 4, 6 ; p_{max} = 2, 6, 10 (tout n'est pas présenté). Pour un nombre d'états fixé à 20 000, la durée de l'estimation (9 heures pour la plus longue) baisse logiquement avec le nombre de valeurs propres, mais les résultats d'estimation sont disparates. Pour le temps le plus court (45 minutes), la meilleure combinaison est m_{max} = 6 ;

n_{max} = 6 ; p_{max} = 10 (Figure 11). Finalement, les valeurs des paramètres estimés sont k_x = (0,057 ± 0,001) W·m^{-1}·K^{-1} (14 %), k_y = (0,121 ± 0,001) W·m^{-1}·K^{-1} (21 %), k_y = (0,055 ± 0,001) W·m^{-1}·K^{-1} (10 %) et ρc_m^p = (154 790 ± 117) J·K^{-1}·m^{-3} (7 %).

4.2. Résultats expérimentaux

En parallèle, les développements expérimentaux ont permis de réaliser les premiers tests de faisabilité, comme le montre la Figure 12. Le nombre de pixels pour chaque côté est différent par rapport à la simulation (25 pixels), il est compris entre 28 et 32 pixels et la résolution passe à 310 µm/pixel. La caméra infrarouge enregistre l'évolution au cours du temps les champs d'isoluminance (DL). La Figure 13 représente les champs d'isoluminance pour les quatre faces à t = 60 s. Il est à noter que l'élévation de température maximale au centre de la face chauffée est de l'ordre de 35 °C, c'est-à-dire non loin de celle imposée par la simulation (40 °C).

Enfin, on remarque que les conductivités sont du type $k_x = k_z < k_y$, puisque le flux a tendance à plus se dissiper dans le plan $x0z$ que par rapport aux deux autres directions. L'orthotropie est donc clairement visualisable dans le cas du balsa.

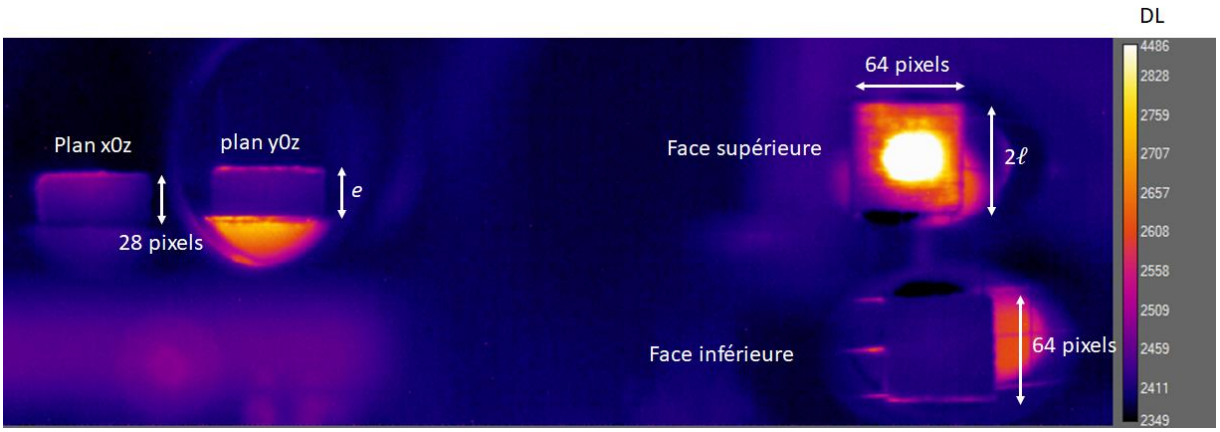


Figure 12 : image infrarouge des quatre faces à t = 60 s.

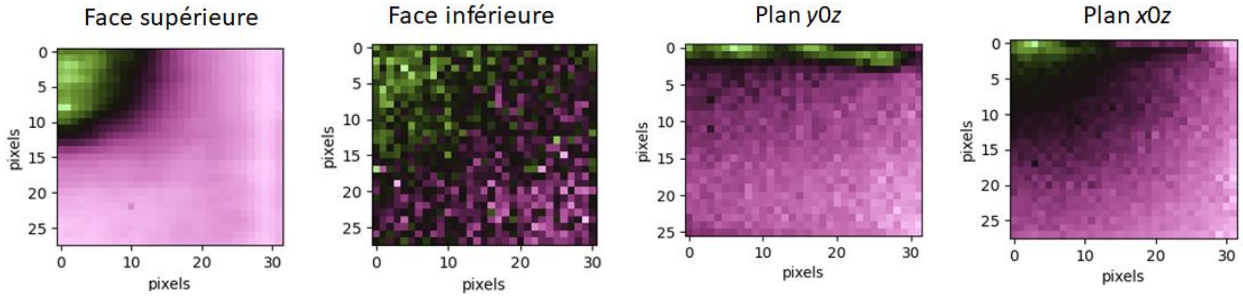


Figure 13 : Champs de température pour les quatre faces. Attention, les échelles d'une figure à l'autre ne sont pas respectées.

5. Conclusion

Cette étude poursuit les estimations des conductivités de matériaux orthotropes *via* une expérience qui visualise simultanément quatre faces d'un échantillon parallélépipédique. Dans cette nouvelle communication, une étude de sensibilité montre l'intérêt d'avoir une fonctionnelle à multiples observables (un par face) pour estimer convenablement les trois conductivités ainsi que la capacité thermique. Une estimation des conductivités thermiques a été réalisée à partir de données générées numériquement et a montré des résultats satisfaisants pour un modèle direct d'estimation qui limite le nombre de valeurs propres dans le but de gagner en temps de calcul. Néanmoins la faisabilité expérimentale a été présentée avec des résultats en

termes de température et d'observation de diffusion de la chaleur cohérents pour un matériau de type balsa. La méthode inverse étant basé sur l'inférence bayésienne, qui est très coûteuse en temps de calcul, il est envisagé de réduire le nombre de valeurs propres dans le modèle d'inversion, comme cela a montré être opportun dans le cas de crimes inverses où seulement deux termes étaient suffisants.

Références

[1] Lachi, M., et A. Degiovanni. « Determination des diffusivites thermiques des materiaux anisotropes par methode flash bidirectionnelle ». *Journal de Physique III*, vol. 1, nº 12, décembre 1991, p. 2027-46. *jp3.journaldephysique.org*.

[2] Philippi, I., Batsale, J. C., Maillet, D., & Degiovanni, A. (1995). Measurement of thermal diffusivities through processing of infrared images. *Review of scientific instruments*, *66*(1), 182-192.

[3] Griesinger, A., et al. « A photothermal method with step heating for measuring the thermal diffusivity of anisotropic solids ». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 40, nº 13, septembre 1997, p. 3049-58. *ScienceDirect*.

[4] Salazar, Agustin, et al. « Photothermal characterization of anisotropic materials with buried principal axes ». *Optical Engineering*, vol. 36, nº 2, février 1997, p. 391-99.

[5] Knupp, Diego C., et al. « Space-Variable Thermophysical Properties Identification in Nanocomposites via Integral Transforms, Bayesian Inference and Infrared Thermography ». *Inverse Problems in Science and Engineering*, vol. 20, nº 5, juillet 2012, p. 609-37..

[6] Souhar, Youssef, et al. « Thermal Characterization of Anisotropic Materials at High Temperature Through Integral Methods and Localized Pulsed Technique ». *International Journal of Thermophysics*, vol. 34, nº 2, février 2013, p. 322-40. *Springer Link*.

[7] Abreu, Luiz A. S., et al. « Detection of contact failures with the Markov chain Monte Carlo method by using integral transformed measurements ». *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 132, octobre 2018, p. 486-97. *ScienceDirect*.

[8] Tarasovs, Sergejs, et Andrey Aniskevich. « Identification of the anisotropic thermal conductivity by an inverse solution using the transient plane source method ». *Measurement*, vol. 206, janvier 2023, p. 112252. *ScienceDirect*.

[9] Parker, W. J., Jenkins, R. J., Butler, C. P., & Abbott, G. L. (1961). Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity, and thermal conductivity. *Journal of applied physics*, *32*(9), 1679-1684.

[10] Maillet, Denis, et al. « Analysis of the estimation error in a parsimonious temperature-temperature characterization technique ». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 62, juillet 2013, p. 230-41. *ScienceDirect*, https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.02.055.

[11] Houssein, Jad, et al. « A novel apparatus dedicated to the estimation of the thermal diffusivity of metals at high temperature ». *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 191, septembre 2023, p. 108359. *ScienceDirect*.

[12] Jannot, Yves, et al. « Apparent thermal conductivity measurement of anisotropic insulating materials at high temperature by the parallel hot-wire method ». *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 160, février 2021, p. 106672. *ScienceDirect*, https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2020.106672.

[13] Thomas Pierre, Helcio R. B. Orlande, Philippe Le Masson, Coline Bourgès, Edouard Geslain, Julien Berger, *Pour une estimation simultanée des conductivités de matériaux orthotropes par thermographie*, Actes du congrès de thermique SFT, Chambéry, 3 – 6 juin 2025.

[14] D. Maillet, S. André, J.-C. Batsale, A. Degiovanni, C. Moyne, *Thermal quadrupoles, Solving the heat equation through integral transforms*, John Wiley & Sons, Ltd., New-York, 2000.

Pyromètre trois couleurs pour la mesure de l'absorptivité des métaux liquides à la longueur d'onde de chauffage

Liquid metal absorptivity measurement at the heating wavelength through three-colour pyrometry

Maelenn LE MENER[1], Coline BOURGÈS[1], Elodie COURTOIS[1], Mickael COURTOIS[1], Thomas PIERRE[1*]

[1] Univ. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL, F-56100 Lorient, France.
* auteur correspondant : thomas.pierre@univ-ubs.fr

Résumé – Les simulations numériques de procédés industriels à haute température, tels que le soudage, nécessitent la prise en compte des propriétés physiques thermodépendantes du matériau et de paramètres d'entrée comme la fraction absorbée de la puissance laser, généralement utilisée dans ces procédés. Une solution consiste à traiter les signaux radiatifs émis par le matériau pendant son refroidissement, c'est-à-dire lorsque le laser est éteint, par pyrométrie multispectrale. Trois signaux mesurés à trois longueurs d'onde différentes suffisent : deux signaux pour la mesure de la température et, une fois celle-ci connue, un signal pour la mesure de l'absorptivité. La méthodologie, les résultats et les incertitudes sont présentés sur les matériaux suivants : le fer, le zirconium et le nickel.

Abstract – Numerical simulations of high-temperature industrial processes, such as welding, require consideration of the material's temperature-dependent physical properties and input parameters like the absorbed fraction of the laser power typically used in these processes. One solution is to process the radiative signals emitted by the material during its cooling, i.e., when the laser is switched off, using multispectral pyrometry. Three signals measured at three different wavelengths are sufficient: two signals for temperature measurement and, once the temperature is known, one signal for absorptivity measurement. The methodology, results, and uncertainties are presented for the following materials: iron, zirconium, and nickel.

Nomenclature

Lettres latines

C_1	constante, W·µm^4·m^{-2}
C_2	constante, µm·K
K	coefficient d'étalonnage
f	fonction de transfert
L	luminance spectrale, W·m^{-2}·µm^{-1}·sr^{-1}
S	signal, µA
T	température, K

Lettres grecques

$\alpha_\lambda^\perp$	absorptivité normale spectrale
$\varepsilon_\lambda^\perp$	émissivité normale spectrale
λ	longueur d'onde, µm

Indices et exposants

i	numéro de signal
m	fusion (melting)
o	corps noir
λ	spectral(e)
'	directionnel(le)
$\perp$	normal(e)

1. Introduction

Les simulations numériques développées pour simuler les procédés industriels à haute température, tels que le soudage, nécessitent la prise en compte des propriétés physiques thermodépendantes du matériau et de paramètres d'entrée comme la fraction absorbée de la

puissance laser, généralement utilisée dans ces procédés. La littérature mentionne de nombreux travaux donnant les valeurs d'émissivité, donc d'absorptivité via la loi de Kirchhoff pour une longueur d'onde et une direction données (par exemple [1]-[6]). Dans le cas de métaux liquides, si l'on suppose que les propriétés radiatives sont relativement constantes en fonction de la température, la dépendance à la longueur d'onde existe [7][8].

En plus de l'aspect pratique lié à la nécessité de connaître l'absorptivité spectrale à la longueur d'onde du laser de chauffe, cette étude contribue à augmenter les connaissances sur l'émissivité/absorptivité spectrale des métaux liquides dans le domaine infrarouge et plus précisément pour les longueurs d'onde spécifiques des lasers utilisés lors du soudage.

Expérimentalement, la puissance optique initialement émise par le laser peut être mesurée à l'aide d'un puissance-mètre. L'absorptivité, elle, varie selon la longueur d'onde du laser et les principales longueurs d'onde laser utilisées dans l'industrie sont 1 064 nm [9], 1 070 nm [10], 1 030 nm (lasers à diodes [11]) et 10 µm (laser CO_2 [12]). Cette étude porte sur un laser à fibre d'ytterbium à 1 070 nm [13]. La mesure directe de l'absorptivité à la longueur d'onde du laser est possible, mais pas lorsque le laser est allumé, car les signaux reçus par les instruments associés à l'expérience (pyromètre, spectroradiomètre, etc.) sont perturbés et saturés. Une solution consiste à traiter les signaux pendant le refroidissement, c'est-à-dire lorsque le laser est éteint. Cependant, la mesure de l'absorptivité suppose la connaissance de la température, conformément à la loi de Planck. Bien utilisée, la pyrométrie multispectrale est une méthode adéquate pour mesurer simultanément la température et l'émissivité. Dans ce cas, trois signaux mesurés à trois longueurs d'onde différentes suffisent : deux signaux pour la mesure de la température et, une fois celle-ci connue, un signal pour la mesure de l'absorptivité. Cette communication présente le développement théorique, lequel est ensuite testé expérimentalement sur les matériaux suivants : le fer, le zirconium et le nickel. Les résultats ainsi que les calculs d'incertitude sont également proposés.

L'article est construit comme suit : la section 2 présente le développement théorique ; le dispositif expérimental est expliqué en section 3 ; les résultats expérimentaux sont tracés et discutés en section 4 ainsi que les incertitudes de mesure.

2. Développement théorique

Soient trois longueurs d'onde réparties de la façon suivante : $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$. Les signaux issus des longueurs d'onde λ_1 et λ_3 sont utilisés pour déterminer la température, tandis que le signal de la longueur d'onde λ_2, qui est celle du laser de chauffage, est traité pour calculer l'absorptivité considérant la loi de Kirchhoff : $\alpha'_\lambda = \varepsilon'_\lambda$ [8].

Seule la direction normale est considérée ici ($' = \perp$). Le signal S_i mesuré par chaque voie *i* est :

$$S_i = f_i \varepsilon_i^{\perp} L^o(\lambda_i, T) \tag{1}$$

$$L^o(\lambda_i, T) = \frac{C_1}{\pi} \lambda_i^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T}\right) \tag{2}$$

où λ_i est la longueur d'onde représentative, f_i la fonction de transfert du pyromètre, $\varepsilon_i^{\perp}$ l'émissivité normale spectrale, et $L^o(\lambda_i, T)$ la luminance spectrale d'un corps noir supposant l'approximation de Wien ($\lambda T << 3\,000$ µm·K [7]) où $C_1 = 3{,}741 \times 10^8$ W·µm^4·m^{-2}, $C_2 = 14\,388$ µm·K [8] et T la température.

Des relations (1) et (2), il est possible d'exprimer le ratio des signaux linéarisé aux deux longueurs d'onde λ_1 et λ_3:

$$\ln\left(\frac{S_1}{S_3}\right) = \ln\left(\frac{\varepsilon_1^{\perp}}{\varepsilon_3^{\perp}}\right) + \ln\left[\frac{f_1}{f_3}\left(\frac{\lambda_3}{\lambda_1}\right)^5\right] + \frac{C_2}{T}\left(\frac{1}{\lambda_3} - \frac{1}{\lambda_1}\right) \tag{3}$$

$$\ln\left(\frac{S_1}{S_3}\right) = \ln\left(\frac{\varepsilon_1^{\perp}}{\varepsilon_3^{\perp}}\right) + K_2 + \frac{K_1}{T} \tag{4}$$

Dans la relation (4), les coefficients K_1 et K_2 doivent être estimés par étalonnage avec un corps noir :

$$\ln\left(\frac{S_1}{S_3}\right) = \frac{K_1}{T} + K_2 \tag{5}$$

Une fois K_1 et K_2 connus, le ratio d'émissivité $\varepsilon_1^{\perp}/\varepsilon_3^{\perp}$ dans la relation (4) est déterminé grâce à la relation (6) pour la température connue de fusion T_m du matériau testé. Ce ratio est assumé constant quelle que soit la température à l'état liquide [7].

$$\ln\left(\frac{\varepsilon_1^{\perp}}{\varepsilon_3^{\perp}}\right) = \ln\left(\frac{S_1}{S_3}\right) - K_2 - \frac{K_1}{T_m} \tag{6}$$

Finalement, la température de l'échantillon est obtenue grâce à la relation directe :

$$T = \frac{K_1}{\ln\left(\frac{S_1}{S_3}\frac{\varepsilon_3^{\perp}}{\varepsilon_1^{\perp}}\right) - K_2} \tag{7}$$

La même méthodologie est appliquée au signal S_2 où les constantes K_3 et K_4 sont déterminées par étalonnage avec un corps noir ($\varepsilon_2^{\perp} = 1$).

$$\ln(S_2) = \ln(\varepsilon_2^{\perp}) + \ln(f_2 C_1 \lambda_2^{-5}) - \frac{C_2}{\lambda_2 T} \tag{8}$$

$$\ln(S_2) = \ln(\varepsilon_2^{\perp}) + K_4 + \frac{K_3}{T} \tag{9}$$

Finalement, la relation (10) calcule l'absorptivité normale spectrale $\alpha_2^{\perp}$ à 1 070 nm en considération de la loi de Kirchhoff :

$$\alpha_2^{\perp} = \exp[\ln(S_2) - K_4 - K_3 T^{-1}] \tag{10}$$

3. Présentation de l'expérience

L'expérience est basée sur la lévitation aérodynamique de sphères liquides millimétriques chauffées par laser. Ce dispositif a été développé pour la caractérisation de propriétés physiques de métaux (masse volumique [14], tension de surface [15], capacité thermique [16], viscosité [17]) et une description complète est disponible dans les références citées ci-avant.

Soit le pyromètre trois couleurs schématisé Figure 1. Il est composé de deux lentilles convergentes qui focalisent sur une zone de l'échantillon de 1 mm de diamètre et qui collectent le flux radiatif. Ce flux traverse une fibre optique, une dernière lentille convergente, puis est orienté par deux miroirs dichroïques vers trois filtres passe-bande et trois détecteurs silicium (Thorlabs).

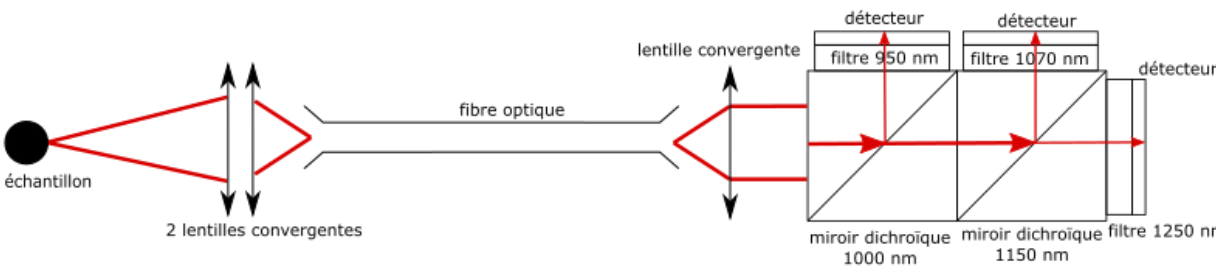


Figure 1 : Schéma du pyromètre trois couleurs.

Orientés à 45°, les miroirs dichroïques réfléchissent et transmettent des parts du flux radiatifs, respectivement, inférieures et supérieures aux longueurs d'onde de coupure de 1 000 nm et 1 150 nm. Les trois longueurs d'onde sélectionnées sont : λ_1 = 950 nm ($\tau_{max} > 90$ %; $FWHM = 10$ nm), λ_2 = 1 070 nm ($\tau_{max} > 90$ %; $FWHM = 10\ nm$) et λ_3 = 1 250 nm ($\tau_{max} > 90$ %; $FWHM = 10\ nm$).

Les trois métaux purs testés ont des diamètres compris entre 2,5 mm et 2,8 mm : nickel (99,99 %, T_m = 1 728 K), fer (99,95 %, T_m = 1 811 K), zirconium (99,20 %, T_m = 2 128 K). Pour la partie étalonnage mentionnée en Section 2, un corps noir maison en graphite de type cavité est placé en lieu et place du lévitateur. Il est chauffé par laser et contrôlé par un pyromètre commercial deux couleurs (Lumasense ISR6) de longueurs d'onde 0,90 µm et 1,05 µm. Ce corps noir a été dimensionné pour avoir une émissivité apparente en sortie proche de l'unité.

$$\varepsilon_{app} = \frac{2\sqrt{\varepsilon}}{1+\sqrt{\varepsilon}} \tag{11}$$

$$\varepsilon_{app} = 1 - \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}\right)\left(\frac{1}{1+\frac{\ell^2}{r^2}}\right) \tag{12}$$

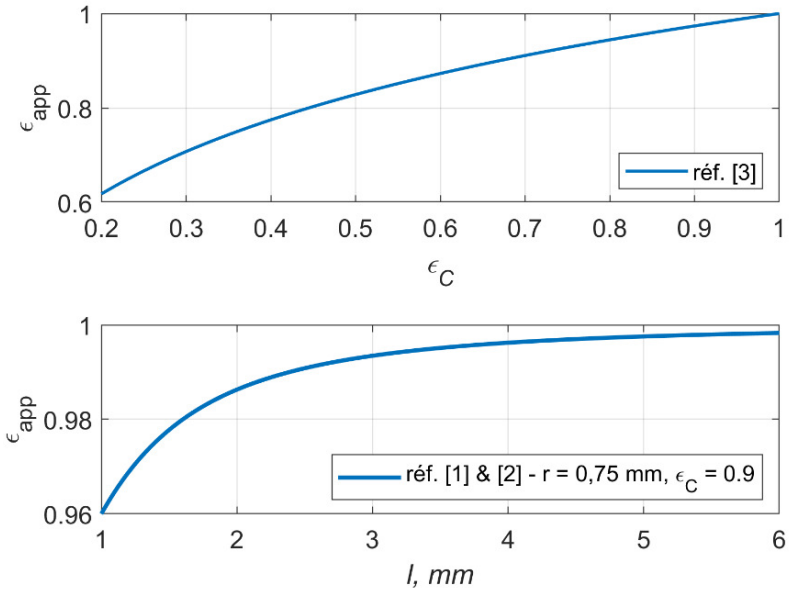


Figure 2 : Émissivités apparentes calculées à l'aide des relations (11) et (12).

La littérature cite plusieurs études sur le sujet : une basée sur la connaissance de l'émissivité du matériau (carbone bien souvent) et un ratio profondeur sur rayon de la cavité ℓ/r (12) [18]-[19] ; et une basée uniquement sur l'émissivité du matériau mais dans le cas d'un cylindre de longueur infinie de rayon r (11) [20]. Pour des raisons d'encombrement, les dimensions du corps noir sont les suivantes : hauteur = 8 mm, ℓ = 4 mm, $d = 2r$ = 1,5 mm, pour une émissivité apparente selon la relation (12) de 0,997 si ε_C = 0,9.

Basée sur ces dimensions, une simulation Comsol® a été effectuée afin de vérifier l'homogénéité en température durant la phase de refroidissement dans la cavité. Il s'agit d'un modèle thermique 2D axisymétrique qui modélise le corps noir en graphite avec des conditions limites convecto-radiatives. Le chauffage laser est modélisé par un dépôt de chaleur surfacique sur la paroi de la cavité. La Figure 3 présente la température de la paroi de la cavité lors du refroidissement du corps noir. Quand le laser est coupé, la température s'homogénéise rapidement. Au bout de 8 s de refroidissement, la température moyenne est de 2 000 K et l'écart entre la température maximale et minimale est de 54 K, soit 2,7 % de la température moyenne.

Cet écart est considéré comme suffisamment faible pour supposer la température homogène sur la paroi de la cavité.

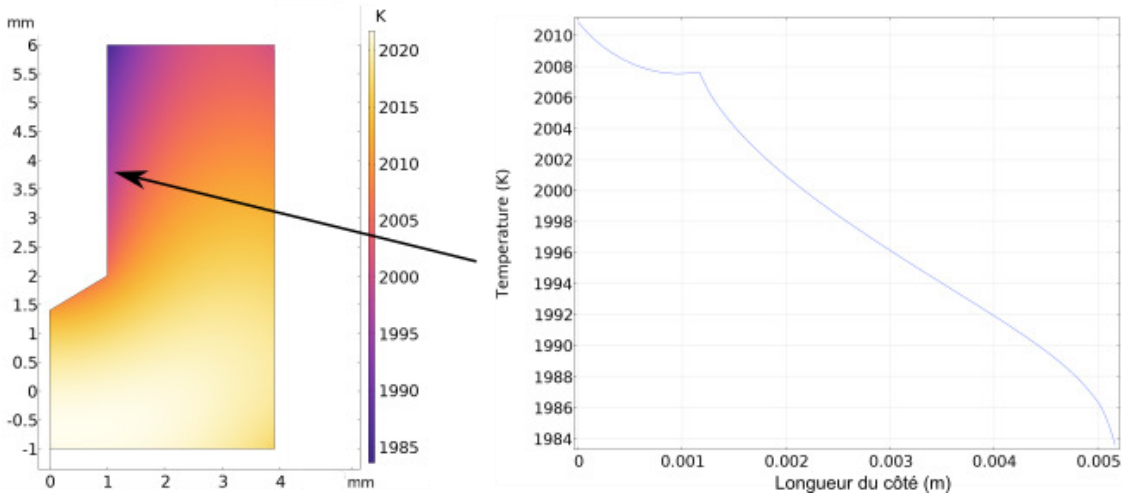


Figure 3. a) Champs de température et b) température le long de la paroi issus du modèle du corps noir pendant le refroidissement.

4. Résultats et discussion

La Figure 4 présente l'évolution des trois signaux S_1, S_2 et S_3 en fonction du temps durant l'étalonnage avec le corps noir. Ces données brutes sont des courants électriques qui saturent à partir de 0,55 µA. Le bruit (2 fois l'écart-type) pour chaque signal est : $\sigma_{S_1} = 2{,}4 \times 10^{-5}$ µA, $\sigma_{S_2} = 2{,}3 \times 10^{-5}$ µA et $\sigma_{S_3} = 12{,}9 \times 10^{-5}$ µA.

La Figure 5 trace l'évolution du rapport des signaux en fonction de $1/T$ (5) pour l'estimation des coefficients K_1 et K_2 par ajustement de la loi (5) par moindres-carrés sur les données expérimentales. La température est connue grâce au pyromètre commercial. Les valeurs des coefficients estimées sont K_1 = (-3 610 ± 1) K et K_2 = (3.4341 ± 0.0004). L'incertitude associée est définie à l'aides des matrices de covariance des paramètres estimées.

La Figure 6 trace la relation (9) ajustée sur l'évolution expérimentale de $ln(S_2)$ en fonction de $1/T$ considérant $ln(\varepsilon_2^{\perp}) = 0$ pour l'estimation des coefficients K_3 et K_4 par moindres carrés. Les valeurs estimées sont : K_3 = (-13 619 ± 2) K et K_4 = (-9,8621 ± 0,0008).

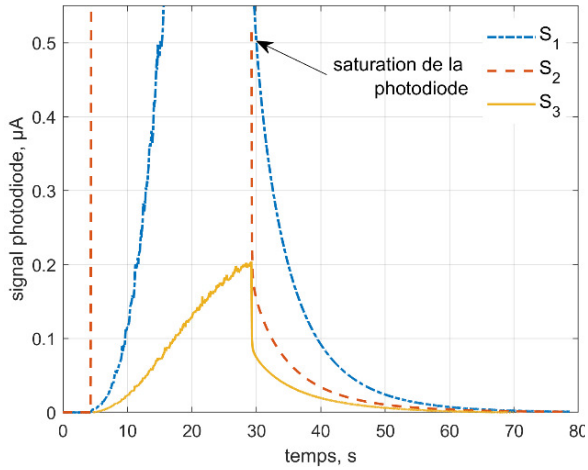


Figure 4 : Signaux bruts S_1, S_2 et S_3 en fonction du temps durant l'étalonnage.

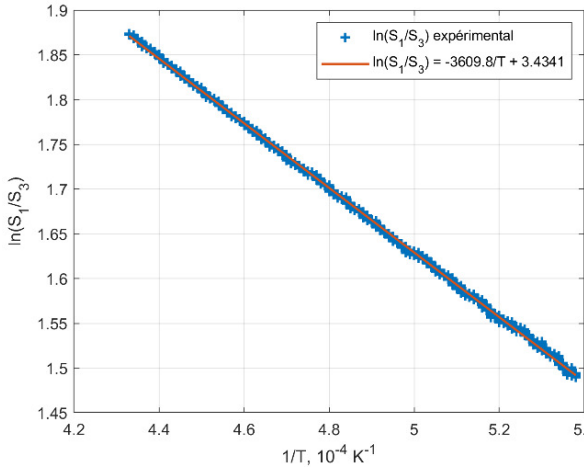


Figure 5 : Tracé pour l'estimation des coefficients K_1 et K_2 par moindres carrés.

Les calculs de K_1 et de K_3 à partir des relations (4), (5), (8) et (9) donnent -3 635 K and -13 446 K, respectivement, ce qui est proche des valeurs estimées par moindres carrés mais exclues

de l'intervalle de confiance obtenue par la matrice de covariance des paramètres estimées. Les sources d'incertitude possibles sont les suivantes : le fait que la gamme spectrale de mesure ne soit pas idéalement monochromatique ; le rapport d'émissivité durant la phase d'étalonnage avec le corps noir ne soit pas unitaire ; la température mesurée par le pyromètre commercial présente un biais.

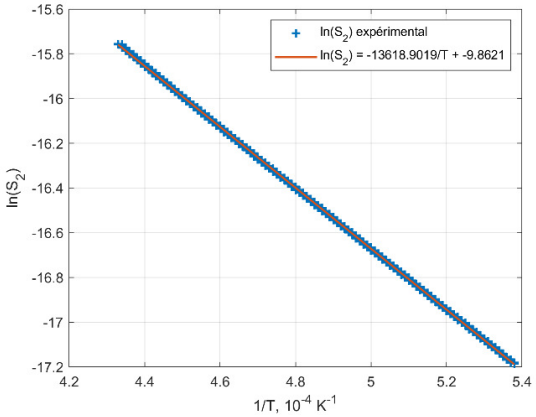


Figure 6 : Tracé pour l'estimation des coefficients K_3 et K_4 par moindres carrés.

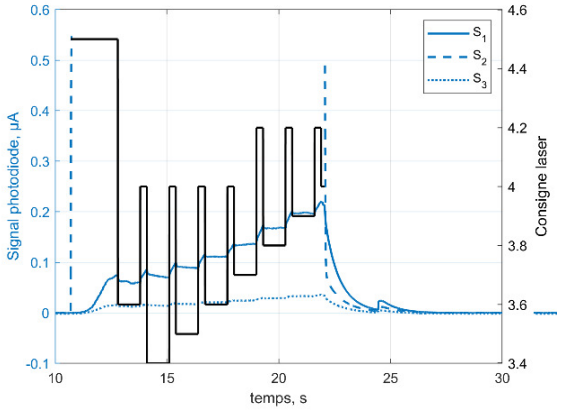


Figure 7 : Données brutes pour un test sur un échantillon de fer.

À titre d'exemple, la Figure 7 trace l'évolution des trois signaux mesurés par le pyromètre trois couleurs, ainsi que la consigne laser (échelle 0-10 V) en fonction du temps. Le plateau de solidification démarre à environ 24,5 s. Les valeurs des trois signaux à cet instant sont : S_1 = 0,02413 µA, S_2 = 0,01216 µA et S_3 = 0,00514 µA. À l'aide de la relation (6), le calcul de $ln(\varepsilon_1^{\perp}/\varepsilon_3^{\perp})$ donne (0.106 ± 0.025), c'est-à-dire $\varepsilon_1^{\perp}/\varepsilon_3^{\perp} = 1.11$, ce qui est cohérent avec le fait que l'émissivité décroît quand la longueur d'onde augmente [8].

L'équation (11) concerne l'évaluation des incertitudes sur plusieurs grandeurs calculées ou estimées, en considérant une fonction $f(x, y, z)$: $ln(\varepsilon_1^{\perp}/\varepsilon_3^{\perp})$, T, and $\alpha_2^{\perp}$ à partir des équations (6), (7) et (10), respectivement.

$$\sigma_f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\sigma_x\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\sigma_y\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z}\sigma_z\right)^2} \tag{11}$$

Les Figures 8 à 10 tracent les absorptivités normales spectrales pour le fer, le nickel et le zirconium en fonction de la température. Les incertitudes calculées par la relation (11) sont présentées sous forme de barres horizontales et verticales.

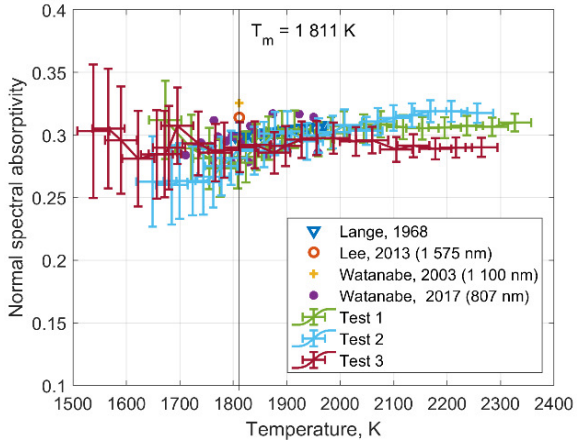


Figure 8 : Absorptivité normale spectrale du fer liquide en fonction de la température et comparaison avec la littérature.

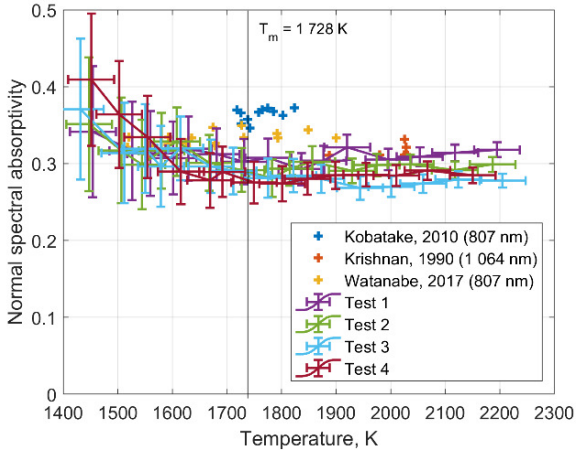


Figure 9 : Absorptivité normale spectrale du nickel liquide en fonction de la température et comparaison avec la littérature.

Les résultats des travaux sont présentés sous forme de traits continus avec des barres d'incertitude verticales et horizontales, et comparés aux données de la littérature. Les barres d'incertitude horizontales concernent la température ; elles sont évaluées à 30 K (valeur maximale) pour le fer, à 42 K pour le nickel et à 13 K pour le zirconium. On observe généralement que l'absorptivité est relativement constante en fonction de la température en phase liquide, ce qui confirme les résultats de la littérature [7]. L'absorptivité obtenue pour le fer à 1 070 nm se situe entre 1 500 K et 2 400 K, soit même pendant la phase de surfusion, et est très proche des autres mesures publiées, qui se situent dans l'intervalle des barres d'incertitude verticales pour les autres longueurs d'onde. Les résultats concernant l'absorptivité du nickel se situent entre 1 400 K et 2 300 K. L'évolution tend à diminuer puis à se stabiliser après la température de liquéfaction. Les valeurs obtenues à 1 070 nm sont inférieures à celles mesurées à des longueurs d'onde plus courtes, ce qui concorde avec le fait que l'émissivité (ou l'absorptivité) augmente lorsque la longueur d'onde diminue. Enfin, les valeurs d'absorptivité du zirconium sont relativement stables entre 1 800 K et 2 600 K. Ces résultats restent cohérents avec les données de la littérature, et confirment que l'émissivité augmente lorsque la longueur d'onde diminue.

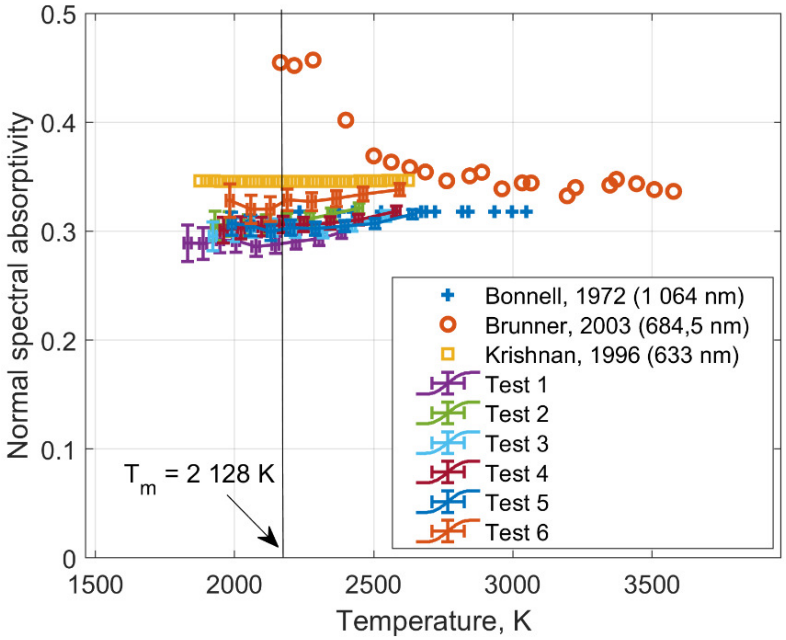


Figure 10 : Absorptivité normale spectrale du zirconium liquide en fonction de la température et comparaison avec la littérature.

Conclusion

Lorsqu'un échantillon métallique est chauffé par un laser, il est utile de connaître la fraction absorbée du flux incident, et donc l'absorptivité spectrale directionnelle, même à l'état liquide. Cet article décrit en détail le développement d'une méthodologie, à l'aide d'un pyromètre trois couleurs, permettant de déterminer l'absorptivité normale spectrale. Cette méthodologie repose sur l'étalonnage du pyromètre afin d'estimer un rapport d'émissivité et ainsi calculer la température. Une fois la température connue, l'absorptivité/l'émissivité peut être déduite. Des essais ont été réalisés sur trois échantillons métalliques : fer, nickel et zirconium. Des observations générales ont été faites et confirmées : premièrement, l'émissivité/l'absorptivité est stable en température lorsque les échantillons sont à l'état liquide ; deuxièmement, l'émissivité/l'absorptivité, même à l'état liquide, augmente lorsque la longueur d'onde diminue. Enfin, les mesures présentées sont en bon accord avec la littérature et pour une large gamme de températures.

Références

[1] K. W. Lange and H. Schenck, Messung des spektralen Emissionsgrades von Metallen und Metallegierungen, *Archiv für das Eisenhüttenwesen* 39-8 (1968) 611-615.

[2] D. W. Bonnell, J. A. Treverton, A. J. Valerga, and J. L. Margrave, in Temperature: Its Measurement and Control in Science and Industry, Vol. 4, Part 1, H. H. Plumb, ed. (ISA, Pittsburgh, 1972), p. 483.

[3] S. Krishnan, G. P. Hansen, R. H. Hauge, and J. L. Margrave, Emissivities and optical constants of electromagnetically levitated liquid metals as functions of temperature and wavelength, *Materials Chemistry at High Temperatures: Characterization*. Totowa, NJ: Humana Press, (1990) 143-164.

[4] A. Cezairliyan, A. P. Miiller, F. Righini, and A. Rosso, Radiance temperature and normal spectral emissivity of metals at their melting point as possible reference values, *Temperature: Its Measurement and Control in Science and Industry* 6 (1992), 377-382.

[5] E. Kaschnitz, and A. Cezairliyan, Radiance temperatures at 1500 nm of niobium and molybdenum at their melting points by a pulse-heating technique, *International journal of thermophysics,* 17-5 (1996), 1069-1078.

[6] A. Seifter, F. Sachsenhofer, S. Krishnan, and G. Pottlacher, Microsecond laser polarimetry for emissivity measurements on liquid metals at high temperatures—application to niobium, *International journal of thermophysics,* 22-5 (2001), 1537-1547.

[7] J. R. Howell, M. Pinar Mengüç, R. Siegel, *Thermal Radiative heat transfer*, CRC Press, Sixth Edition, Boca Raton, 131-135 (2016).

[8] Michael F. Modest, *Radiative heat transfer*, Academic Press, New-York (2013).

[9] M. Courtois, M. Carin, P. Le Masson, S. Gaied, and M. Balabane, A new approach to compute multi-reflections of laser beam in a keyhole for heat transfer and fluid flow modelling in laser welding, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 46-50 (2013), 505305.

[10] C. Spurk, F. Dietrich, J. Brüggenjürgen, M. Hummel, A. Häusler, A. Olowinsky, and J. Moosmann, Analysis of laser beam welding with superimposed 445 and 1070 nm wavelength lasers on copper by in situ synchrotron diagnostics, *Journal of Laser Applications,* 36-4 (2024), 042002.

[11] R. Meillour, M. Courtois, C. Nahed, M. Carin, F. Simon, and I. Doyen, Primary investigation of oxidation influence on the cutting front profile during high-thickness laser cutting, *Journal of Laser Applications,* 37-2 (2025), 022021.

[12] J. Daligault, M. Dal, C. Gorny, F. Coste, and R. Fabbro, Combination of Eulerian and ray-tracing approaches for copper laser welding simulation, *Journal of Laser Applications,* 34-4 (2022), 042042.

[13] A. G. Olabi, F. O. Alsinani, A. A. Alabdulkarim, A. Ruggiero, L. Tricarico, and K. Y. Benyounis, Optimizing the CO2 laser welding process for dissimilar materials, *Optics and Lasers in Engineering,* 51-7 (2013), 832-839.

[14] D. Le Maux, V. Klapczynski, M. Courtois, T. Pierre, and P. Le Masson, Surface Tension of Liquid Fe, Nb and 304L SS and Effect of Drop Mass in Aerodynamic Levitation*, Journal of Materials Science*, 57-25 (2022), 12094-106.

[15] D. Le Maux, M. Courtois, T. Pierre, B. Lamien, and P. Le Masson, Density measurement of liquid 22MnB5 by aerodynamic levitation*, Review of Scientific Instruments*, 90-7 (2019), 074904.

[16] M. Le Mener, C. Bourges, E. Courtois, T. Pierre, and M. Courtois, A New Approach to Determining the Specific Heat of Liquid Metals at High Temperatures by Aerodynamic Levitation, *International Journal of Thermophysics*, 47-1 (2026), 8.

[17] T. Pierre, M. Courtois, D. Le Maux, M. Carin, and P. Le Masson, Gravity impact on viscosity measurements by aerodynamic levitation, *High temperatures – High pressure*, 53-3 (2024), 1-22.

[18] J. Hartmann, «High-Temperature Measurement Techniques for the Application in Photometry, Radiometry and Thermometry». Physics Reports, vol. 469, no5, janvier 2009, p.205-69.

[19] G. Bauer et K. Bischoff. «Evaluation of the Emissivity of a Cavity Source by Reflection Measurements». Applied Optics, vol. 10, no 12, décembre 1971, p. 2639-43.

[20] T. Pierre, « Mesure de la température à l'échelle microscopique par voie optique dans la gamme ultraviolet-visible », thèse, Université de Lorraine, 2007.

Thème 12

Thermique de l'habitat et adaptation au changement climatique

Caractérisation et modélisation du comportement thermique de panneaux biosourcés dérivés de résidus bois guyanais 458
Développement d'un modèle de Monte Carlo symbolique appliqué aux transferts thermiques dans les bâtiments 466
Prédiction des paramètres de modèles RC de bâtiments par réseaux de neurones à partir de caractéristiques simples du bâtiment. 474

Caractérisation et modélisation du comportement thermique de panneaux biosourcés dérivés de résidus bois guyanais

Characterization and modeling of the thermal behavior of bio-based panels derived from Guyanese wood residues

Amal HARAKETI[1,2], Ryad BOUZOUIDJA[1,2*], Tingting VOGT WU[1,2], Pierre VIGNON[1,2], Jean-Luc COUREAU[1,2], Arnaud DAY[3,4], Julie BOSSU[5]

[1]Université de Bordeaux, CNRS, Bordeaux INP, I2M, UMR 5295, F-33400, Talence, France
[2] Arts et Metiers Institute of Technology, CNRS, Bordeaux INP, I2M, UMR 5295, F-33400, Talence, France
[3] Fibres Recherche Développement, Technopole de l'Aube en Champagne, Hôtel de Bureaux 2 – 2 rue Gustave Eiffel, CS 90601-10901 Troyes Cedex 9, France
[4] CNRS, UMR8576, UGSF- Unité de Glycobiologie Structurale et Fonctionnelle, Unité de Lille, 59000 Lille, France
[5] CNRS, UMR EcoFoG, Guyane Française, Kourou, France
[*](Corresponding author: ryad.bouzouidja@u-bordeaux.fr)

Résumé - Ce travail présente un procédé de fabrication de panneaux isolants à partir de fibres de bois guyanais. Il s'appuie sur la valorisation de connexes forestiers locaux aux propriétés intrinsèquement variables. Une voie sèche non-tissée est utilisée pour l'ouverture, le mélange et la formation de la nappe fibreuse. Les panneaux consolidés sont caractérisés thermiquement sous différents états hygriques. Une modélisation hygrothermique de paroi est menée sous conditions climatiques tropicales guyanaises. Elle permet d'estimer le déphasage thermique et l'amortissement des températures à travers l'enveloppe.

Abstract – This study presents a manufacturing process for insulation boards made from Guyanese wood fibers. The approach relies on the valorization of locally available forest residues. A dry nonwoven process is used for fiber opening, mixing, and mat formation. Thermal properties are assessed under varying moisture conditions. A hygrothermal wall model is developed under tropical Guyanese climate conditions. Thermal time lag and attenuation effects through the building envelope are quantified.

Nomenclature (11 points, 2 colonnes)

w	Teneur en eau, $\mathrm{kg/m^3}$	λ	Conductivité thermique, $\mathrm{W/(m \cdot K)}$
D	Coefficient de transport du liquide, $\mathrm{m^2/s}$	δ	Perméabilité à la vapeur d'eau, $\mathrm{kg/(m \cdot s \cdot Pa)}$
H	Enthalpie, $\mathrm{J/kg}$	ϕ	Déphasage thermique, h
T	Température, $^\circ\mathrm{C}$	*Indices et exposants*	
L	Chaleur latente de vaporisation, $\mathrm{J/kg}$	l	Liquide
f	Amortissement thermique, $-$	v	Vapeur
A	Amplitude de la température, $^\circ\mathrm{C}$	p	Pression de vapeur, Pa
t	Temps, s	int	Intérieur du comble
Symboles grecs		ext	extérieur de la toiture
φ	Humidité relative, $-$		

1. Introduction

Dans le contexte de la transition écologique du bâtiment, l'adaptation de l'isolation thermique aux conditions climatiques locales constitue un enjeu majeur. En Guyane française, le climat équatorial se caractérise par des températures élevées et une humidité persistante, générant un inconfort thermique durable, renforcé par l'alternance entre saisons des pluies et périodes sèches chaudes à faible amplitude journalière. Les constructions légères à faible inertie thermique sont particulièrement sensibles aux sollicitations thermo–hygrométriques. Leur capacité limitée de stockage de chaleur favorise le recours à la climatisation, solution énergivore peu compatible avec les objectifs de sobriété énergétique.

Dans ce contexte, les matériaux biosourcés issus de fibres végétales ou de résidus forestiers constituent une alternative pertinente aux isolants conventionnels importés [1]. Ils présentent des propriétés thermiques et hygrothermiques adaptées, ainsi qu'un potentiel de séquestration du carbone sur le cycle de vie du bâtiment [2].

Ce travail vise la valorisation de ressources locales guyanaises par le développement de panneaux isolants en fibres de bois tropicaux pour la toiture, élément fortement sollicité par les apports solaires [3]. L'enjeu scientifique porte sur l'influence de l'humidité sur leurs propriétés thermiques, étudiée par caractérisation expérimentale sous différents états hygrométriques [4] et par modélisation hygrothermique sous WUFI 2D afin d'évaluer l'amortissement et le déphasage thermique en climat équatorial.

2. Processus de fabrication des panneaux en fibres de bois guyanais

Cette section décrit la fabrication de panneaux isolants en fibres de bois guyanais par voie sèche continue, depuis la préparation de la ressource lignocellulosique jusqu'au stockage des panneaux consolidés (Figure 1). Le procédé repose sur la valorisation de connexes de scieries locales issues d'essences tropicales guyanaises (*Dicorynia guianensis*, *Eperua falcata*), caractérisées par une forte variabilité granulométrique et physico-chimique, nécessitant un conditionnement préalable. Les sciures sont tamisées à 2 mm et conditionnées à une teneur en eau inférieure à 12 %, condition essentielle à la reproductibilité de la formation de la nappe et du pressage thermique [5]. La fabrication de matériaux non tissés à base de bois tropicaux s'appuie sur une voie sèche aérodynamique de type non-tissé, assurant l'individualisation et l'homogénéisation des fibres [6]. Un liant thermoplastique bicomposant Polypropylene-Polyethylene (PP/PE) [7] est incorporé à hauteur de 7 % (m/m) afin d'assurer la cohésion du matériau [8]. Les fibres sont ensuite déposées par aspiration pour former une nappe poreuse d'une épaisseur de 2 cm (fibres mélangées au liant PP / PE), préformée puis consolidée par pressage à chaud à environ 150 °C. Le formage est réalisé à déplacement contrôlé, avec un taux de compression proche de 36 %, garantissant une épaisseur homogène. Les panneaux sont enfin refroidis, stabilisés et stockés avant caractérisation. La teneur élevée en extractibles des essences tropicales influence la cinétique de consolidation et confère aux panneaux une durabilité biologique accrue, adaptée au climat chaud et humide guyanais [9].

3. Évaluation des propriétés thermophysiques et hygroscopiques

3.1. Echantillonnage

Les panneaux étudiés sont constitués de fibres de bois tropicales de compositions variées afin d'évaluer leur performance thermique sous différentes conditions d'usage. Deux formats

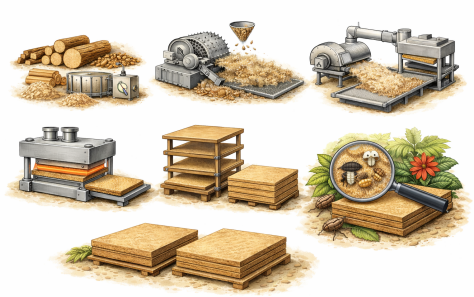


Figure 1 : *Schéma illustratif du processus de fabrication des panneaux en fibres de bois guyanais.*

ont été testés : des panneaux de 40×40 cm et des échantillons de 10×10 cm, pour une épaisseur (25,0 ± 1,0) mm. Les mesures ont été réalisées selon trois états hydriques : un état sec obtenu par séchage à (70,0 ± 5,0) °C selon la norme NF EN ISO 10456, un état ambiant correspondant aux conditions standards de laboratoire (Température de l'air (20 ± 2) °C, humidité relative de l'air (50,0 ± 5,0) %), et un état humide simulant une saturation en eau (Température de l'air (20,0 ± 2,0) °C, humidité relative de l'air (90,0 ± 5,0) %). Ces configurations permettent d'analyser l'influence de la teneur en eau sur les propriétés thermiques.

3.2. Dispositifs expérimentaux

Deux expériences ont été menées pour caractériser le panneau isolant (la méthode flumétrique (HFM) et la méthode de sorption/desorption (DVS)).

La méthode HFM est largement utilisée pour la mesure de la conductivité thermique des matériaux homogènes en régime permanent [10]. L'échantillon est placé entre une plaque chaude (30 °C) et une plaque froide (20 °C), régulées par des bains thermostatés. Le dispositif est isolé afin de garantir un transfert thermique unidirectionnel. Le flux thermique est mesuré à l'aide de deux capteurs Captec®, tandis que le gradient de température est suivi par des thermocouples de type T (± 0,5 °C). La conductivité thermique est ensuite déterminée à partir de l'équation 1 [11].

$$\lambda = q \cdot \frac{d}{\Delta T} \tag{1}$$

où q est la densité de flux de chaleur (W/m^2), ΔT ($\Delta T = T_1$ - T_2) est la différence de température dans l'échantillon (K), T_1 est la température de la plaque chaude, T_2 est la température de la plaque froide, d est l'épaisseur de l'échantillon (m) et λ se réfère à la conductivité thermique (W/(m · K)).

Matériau	Masse volumique (kg/m^3)	Capacité thermique volumique (J/(m^3 · K))	Conductivité thermique (W/(m · K))	Diffusivité thermique (m^2/s)	Effusivité thermique (J/m^2/K/s$^{1/2}$)
Panneau isolant bois	206	$3{,}88 \cdot 10^5$	0,057	$1{,}47 \cdot 10^{-7}$	148
Laine de verre	25	$4{,}2 \cdot 10^4$	0,040	$3{,}8 \cdot 10^{-7}$	41
Chêne	870	$1{,}39 \cdot 10^6$	0,29	$1{,}2 \cdot 10^{-7}$	635
Béton	2 300	$2{,}3 \cdot 10^6$	1,80	$7{,}8 \cdot 10^{-7}$	2 035

Table 1 : *Propriétés thermiques du panneau isolant en fibres de bois guyanais et de matériaux de référence.*

La Table 1 présente une synthèse des propriétés thermophysiques du panneau isolant BC (Cecropia bois). Ce matériau a été sélectionné en raison de la forte disponibilité de cette fibre

en Guyane. Il présente une faible conductivité thermique (0,057 W/(m · K)), comparable à celle de la laine de verre, associée à une masse volumique plus élevée (206 kg/m^3). Cette combinaison confère une capacité thermique volumique accrue et une diffusivité thermique réduite ($1{,}47 \cdot 10^{-7}$ m^2/s), favorables à l'amortissement et au déphasage thermique. Comparé au chêne et au béton, le panneau se positionne comme un compromis entre pouvoir isolant élevé et inertie thermique intermédiaire.

Le comportement hygroscopique du matériau a été déterminé à partir de la caractérisation des fibres cecropia réalisée par la méthode DVS. Ce choix repose sur la composition du panneau isolant, qui est essentiellement constituée de fibres de bois. Le PE présent dans le matériau joue un rôle de liant et présente une capacité d'absorption d'eau très faible. Son influence sur le comportement hygroscopique global du panneau est donc considérée comme négligeable par rapport à celle des fibres de bois. La courbe DVS (Figure 2) met en évidence une augmentation

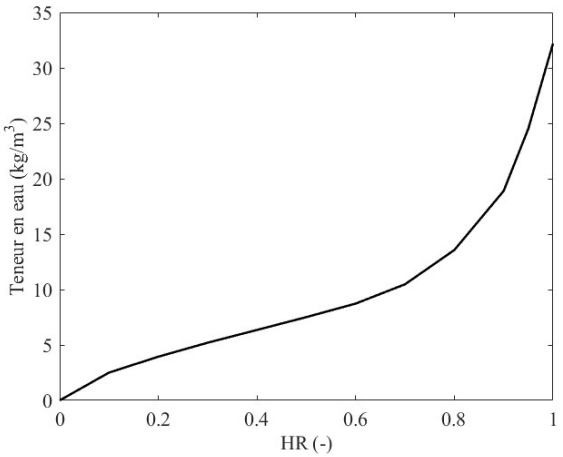


Figure 2 : *Fonction de stockage d'humidité (sorption) des fibres cecropia*

progressive de la teneur en eau, passant d'environ 0 kg/m^3 à HR = 0 % à 8 kg/m^3 pour HR ≈ 60 %, traduisant une adsorption dominante aux sites hygroscopiques. Au-delà de HR ≈ 80 %, la teneur en eau augmente fortement, de 12 kg/m^3 à plus de 30 kg/m^3 pour HR = 95–100 %, indiquant l'apparition de mécanismes de condensation capillaire. Cette évolution non linéaire confirme la forte sensibilité hygrothermique du panneau d'isolation en bois tropical sous conditions de forte humidité relative.

4. Modélisation du comportement de toiture

4.1. Site d'étude

Le site d'étude est située en Guyane Française (5°10'23.938" N; 52°39'23.088" W). La composition de toiture retenue est mentionnée dans la Table 2. La toiture étudiée a été modélisée selon une approche multicouche représentative de sa composition réelle, pour une orientation ouest, avec une pente de 45°.

4.2. Modélisation

Le logiciel WUFI 2D [12] a été utilisé pour analyser le comportement hygrothermique de la toiture intégrant des panneaux en fibres de bois BC. Basé sur le modèle de Künzel [13], il résout par volumes finis implicites, à l'aide d'un algorithme tridiagonal, deux équations

Couche	Tôle ondulée	Lame d'air	Pare-pluie	Frein vapeur	Panneau isolant	Couche d'air int.
Épaisseur (mm)	1.8	20	–	–	50	1000
Sd (m)	–	–	0.18	20	–	–
Émissivité (-)	0.9	–	–	–	–	–
Porosité	0.001	0.999	0.001	0.001	0.83	0.999

Table 2 : *Composition de la paroi de toiture étudiée.*

couplées décrivant le transport d'humidité (Equation 2) et le transfert de chaleur (Equation 3).

$$\frac{\partial w}{\partial \varphi} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \nabla \cdot (D_{l,\varphi} \nabla \varphi + \delta_p \nabla (\varphi p_{sat})) \tag{2}$$

$$\frac{\partial H}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + L_v \nabla \cdot (\delta_p (\varphi p_{sat})) \tag{3}$$

4.3. Paramètres d'entrée du modèle et conditions aux limites

La simulation WUFI requiert la définition des propriétés des matériaux, notamment la densité volumique, la porosité, la chaleur spécifique, la conductivité thermique et la résistance à la diffusion de vapeur. On a utilisé les données de la Table 2 et les premiers résultats de caractérisation des panneaux. Par ailleurs, un taux de renouvellement d'air de 1 vol/h a été pris en compte au niveau du comble. Les données climatiques (conditions limites extérieures), appliquées à la surface extérieure de la toiture, ont été fournies par la station météo installée proche des modules constructifs expérimentaux. On s'intéresse dans cette étude à une semaine ensoleillée, du 13 au 19 mars, présentée par les figures 3 et 4. Pour les conditions aux limites intérieures (Figure 5), une température constante de 25 ° · °C et une humidité relative de 50 % sont imposées à la surface du plafond. Des valeurs correspondent à des conditions de confort thermique recommandées par les normes EN ISO 7730 et EN 16798. Un coefficient d'échange thermique intérieur de 8 W/(m^2 · K) est également appliqué afin de représenter les échanges convectifs entre l'air intérieur et la paroi [14].

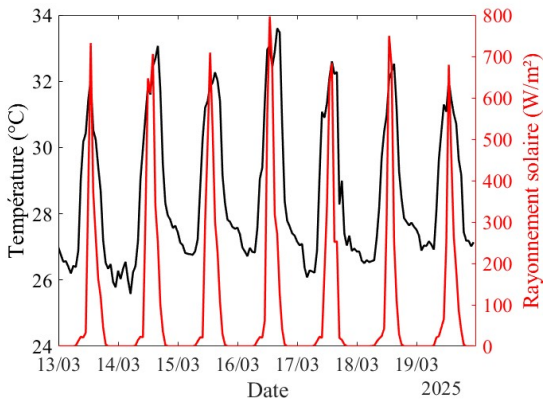


Figure 3 : *Evolution de la température extérieure et du rayonnement solaire du 13 au 19 mars .*

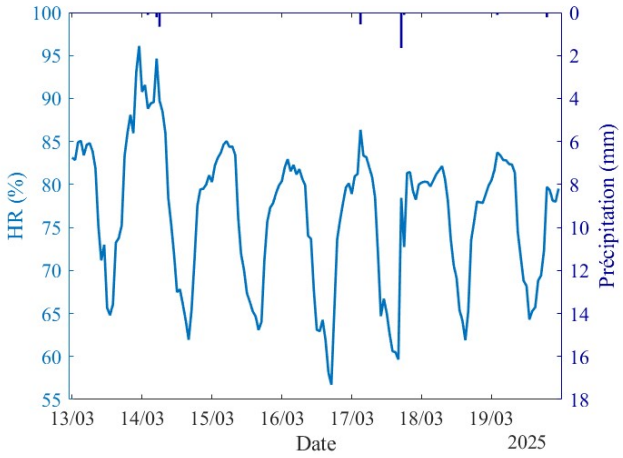


Figure 4 : *Evolution de l'humidité relative et des précipitations du 13 au 19 mars.*

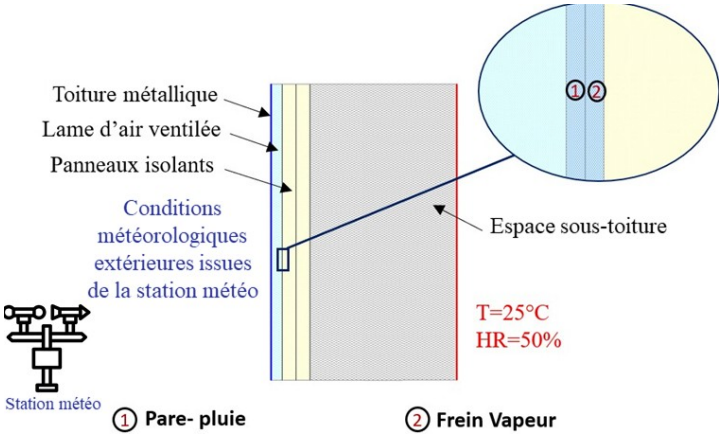


Figure 5 : *Les conditions aux limites appliquées à la toiture*

4.4. Discrétisation spatiale et temporelle

Une étude de convergence spatiale a été menée par raffinement progressif du maillage, la convergence étant atteinte lorsque la variation relative des températures et des flux thermiques restait inférieure à 1 %. Un maillage de 500 mailles a permis d'assurer la stabilité des résultats à coût numérique maîtrisé. La discrétisation temporelle repose sur un pas de temps horaire, associé à un schéma implicite, garantissant une représentation fidèle de la réponse dynamique de la toiture aux variations climatiques.

5. Évaluation de la performance des panneaux d'isolation

5.1. Indicateurs de performaces

Afin de décrire le comportement d'un paroi et son inertie, Lu et al. [15] propose d'utiliser les grandeurs suivantes : Le facteur d'amortissement thermique qui caractérise la capacité d'une paroi à atténuer l'amplitude d'une sollicitation thermique entre l'extérieur et l'intérieur. Elle est définit par le rapport entre les amplitudes de températures intérieures et extérieures (Equation 4).

$$f = \frac{A_{\text{int}}}{A_{\text{ext}}} \tag{4}$$

Le déphasage thermique qui correspond au temps séparant les instants des maxima des températures extérieure et intérieure (équation5). Une valeur importante de déphasage est traduit par une forte inertie thermique de la paroi, une meilleure apptitude à retarder la transmission des sollicitations thermiques vers l'intérieur du bâtiment et une amélioration du confort thermique.

$$\Phi = t_{\text{int,max}} - t_{\text{ext,max}} \tag{5}$$

La figure 6 présente l'évolution des températures extérieure et intérieure sur la semaine de 13 mars qui est une période ensoleillée avec des pics de rayonnement solaire compris entre 650 et 800 W/m^2. Cette semaine est caractérisée par une humidité relative variant entre 55 et 95 % et de faibles précipitations (Figure 4). L'amplitude thermique extérieure accrue renforce l'effet d'amortissement de la toiture, se traduisant par un facteur d'amortissement faible (0,02 à 0,05) et un déphasage compris entre 6 et 8 heures (Table 3). La toiture atténue efficacement les sollicitations thermiques en situation fortement ensoleillée, avec un déphasage important.

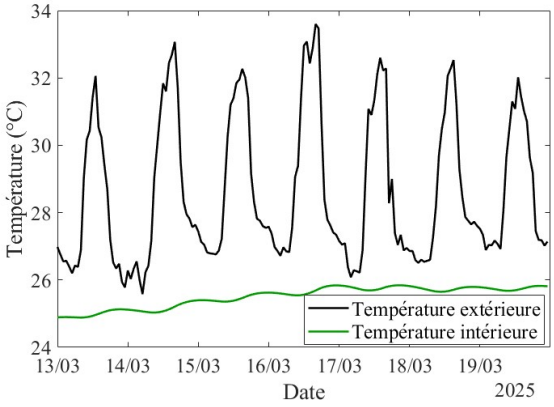


Figure 6 : *Evolution de la température extérieure de l'air extérieur et de la température à l'intérieur du comble pour la semaine du 13 Mars*

	13/03	14/03	15/03	16/03	17/03	18/03	19/03
Facteur d'amortissement	0.03	0.05	0.04	0.04	0.03	0.02	0.03
Déphasage (h)	8	7	8	7	7	6	7

Table 3 : *Facteur d'amortissement et déphasage thermique pour la semaine de 13 mars*

6. Conclusion

Ce travail s'inscrit dans une démarche de valorisation de ressources lignocellulosiques locales en Guyane, visant le développement de panneaux isolants biosourcés adaptés au climat tropical humide. Un procédé de fabrication par voie sèche non-tissée a permis la production de panneaux à partir de connexes de scieries locales. Les caractérisations thermophysiques mettent en évidence une faible conductivité thermique (0,057 W/(m · K)), associée à une masse volumique plus élevée conférant une inertie thermique intermédiaire. L'analyse hygroscopique par DVS révèle une forte sensibilité à l'humidité relative au-delà de 80 %. La modélisation hygrothermique sous WUFI 2D montre un amortissement significatif des flux thermiques et un déphasage pouvant atteindre 8 h lors des journées les plus ensoleillées, améliorant ainsi le confort thermique à l'intérieur de la cabane. L'analyse de sensibilité par Sobol souligne le rôle dominant des propriétés dépendantes de l'état hydrique et des échanges convectifs. Les perspectives concernent le calage expérimental du modèle, l'amélioration des lois matériaux et l'optimisation des configurations de toiture en climat équatorial.

References

[1] Alioua, T., *Étude, à l'échelle du mur, des transferts hygrothermiques dans les composites biosourcés*, Theses, Université Paris-Est ; Université Hadj Lakhdar (Batna, Algérie), Available at `https://theses.hal.science/tel-03545922` (2020).

[2] Liu, L., Li, H., Lazzaretto, A., Manente, G., Tong, C., Liu, Q. and Li, N., "The development history and prospects of biomass-based insulation materials for buildings", *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 69, pp. 912–932 (2017).

[3] Soubdhan, T., "Building solar protection under tropical climate: an experimental study of roof insulation; Protection solaire des batiments en climat tropical humide: etude experimentale de l'isolation en toiture", (2003).

[4] Abdou, A. and Budaiwi, I., "The variation of thermal conductivity of fibrous insulation materials under different levels of moisture content", *Construction and Building materials*, 43, pp. 533–544 (2013).

[5] Vignon, P., *Caractérisation et optimisation des propriétés d'isolants thermiques non tissés à base de fibres de bois*, Ph.D. thesis, Université de Bordeaux (2020).

[6] Russell, S. J., *Handbook of nonwovens*, Woodhead Publishing (2022).

[7] Baudrit, C., Hajjar, H., Fernandez, C., Moreau, J., Michaud, F., Candelier, K., Damay, J., Day, A., Duborper, A., Coureau, J.-L. et al., "Biological durability of Guyanese fibre insulation boards in tropical context–part 2: predicting fungal and termite resistance using explainable machine learning", *Wood Material Science & Engineering*, pp. 1–13 (2025).

[8] Chapman, R., "Chemical bonding. Russell, SJ Handbook of nonwovens", (2007).

[9] Anouhe, J.-B. S., Niamké, F. B., Faustin, M., Virieux, D., Pirat, J.-L., Adima, A. A., Kati-Coulibaly, S. and Amusant, N., "The role of extractives in the natural durability of the heartwood of Dicorynia guianensis Amsh: new insights in antioxydant and antifungal properties", *Annals of Forest Science*, 75(1), p. 15 (2018).

[10] Scarpa, M., Ruggeri, P., Peron, F., Celebrin, M. and De Bei, M., "New measurement procedure for U-value assessment via heat flow meter", *Energy Procedia*, 113, pp. 174–181 (2017).

[11] Dubois, S. and Lebeau, F., "Design, construction and validation of a guarded hot plate apparatus for thermal conductivity measurement of high thickness crop-based specimens", *Materials and structures*, 48(1), pp. 407–421 (2015).

[12] Zirkelbach, D., Schmidt, T., Künzel, H., Kehrer, M. and Bludau, C., "WUFI® 2D", *Fraunhofer Institute for Building Physics* (2007).

[13] Künzel, H. M. and Kiessl, K., "Calculation of heat and moisture transfer in exposed building components", *International Journal of heat and mass transfer*, 40(1), pp. 159–167 (1996).

[14] Biddulph, P., Gori, V., Elwell, C. A., Scott, C., Rye, C., Lowe, R. and Oreszczyn, T., "Inferring the thermal resistance and effective thermal mass of a wall using frequent temperature and heat flux measurements", *Energy and Buildings*, 78, pp. 10–16, doi:https://doi.org/10.1016/j.enbuild.2014.04.004, Available at `https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0378778814003041` (2014).

[15] Lu, Y., Hu, J. and Zhong, K., "Optimization of insulation layer location and distribution considering maximum time lag and damping factor", *Case Studies in Thermal Engineering*, 30, p. 101766, doi:https://doi.org/10.1016/j.csite.2022.101766 (2022).

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier le projet ANR-22-CE43-0019 PANTHER²-Guyane d'où provient le financement et la base de données. Les auteurs soushaitent aussi remercier Olivier LAGARDERE de l'Institut de Mécanique et d'Ingénierie I2M UMR CNRS 5295 pour son aide et son support dans la fabrication des panneaux d'isolation. La fabrication a pu être réalisée sur les équipements de la plateforme XYLOPATE du Cluster de Plateformes I2M.

Development of a symbolic Monte Carlo model applied to heat transfer in buildings

Muhammad Yousaf Malik[1*], Olivier Farges[1], Mouna El Hafi[2], Fadi Lahlou[3], Benjamin Riou[3]

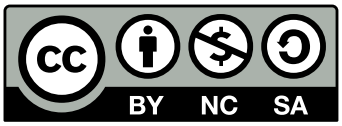
[1] Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France
[2] Université de Toulouse, Mines Albi, UMR 5302 – Centre RAPSODEE, Campus Jarlard, Albi, France
[3] Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB), Champs-sur-Marne, France
[*](Corresponding author: muhammad-yousaf.malik@univ-lorraine.fr)

Abstract - Buildings account for 30–40% of global energy consumption, making accurate thermal diagnostics essential for energy efficiency improvements. Infrared (IR) thermography is widely used for non-intrusive inspection of building envelopes; however, its quantitative interpretation remains limited due to transient effects and coupled heat transfer mechanisms. This work proposes a Symbolic Monte Carlo (SMC) framework for modeling heat transfer in buildings and generating synthetic IR images. The governing energy balance is reformulated in probabilistic terms, allowing temperature fields to be expressed as transfer functions of thermophysical parameters. The methodology is validated on 1D conduction-convection configuration with available analytical solutions, demonstrating accurate temperature reconstruction and reduced computational cost. The orthogonality between the data characterizing the geometry and the Monte Carlo calculation, keeping the algorithm unchanged make it possible to move easily from 1D to 3D by implementing the CAD of the configuration.

Nomenclature

T	Temperature, K	s	Statistical error, K
x	Spatial coordinate, m	G	Green's function, –
h	Convective heat transfer coefficient, $\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$	H	Transfer function, –
λ	Thermal Conductivity, $\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$	*Greek symbols*	
λ_{ref}	Reference thermal conductivity, $\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$	δ	Spatial discretization step, m
N	Number of Monte Carlo realizations, –	δ_b	Boundary spatial discretization step, m
w_i	Weight of the i-th realization, –	*Index and exponent*	
$T(x_{\mathrm{obs}})$	Temperature at observation point, K	i	Monte Carlo realization index
		obs	Observation point

This work is licensed under a Creative Commons "Attribution-NonCommercial-ShareAlike 4.0 International" license.



1. Introduction

Improving the thermal performance of buildings is a major challenge in the context of energy efficiency and climate mitigation, as the building sector accounts for a significant share of global energy consumption and greenhouse gas emissions [1, 2]. Reliable diagnostic methods are therefore required to identify heat losses and to estimate key thermophysical parameters. In existing buildings, defects in insulation, thermal bridges, and envelope discontinuities significantly reduce energy efficiency and occupant comfort, motivating the development of robust thermal diagnostic tools. Infrared (IR) thermography is widely used for non-intrusive inspection of building envelopes, as it provides spatially resolved surface temperature fields. While effective for the qualitative detection of thermal anomalies, the quantitative interpretation of thermographic data remains challenging due to transient effects, complex boundary conditions, and the coupling of heat transfer mechanisms [3]. Consequently, extracting material properties or boundary conditions from IR measurements generally requires numerical modeling. Deterministic approaches such as finite difference or finite element methods can deliver accurate solutions but often become computationally expensive when applied to inverse problems, uncertainty analysis, or complex geometries. Monte Carlo (MC)

methods offer an alternative probabilistic framework that naturally handles stochastic boundary conditions and parameter uncertainties while avoiding volumetric meshing [4, 5].

In practice, infrared thermography provides access to surface temperature fields or heat fluxes, while key quantities such as thermal conductivity or boundary conditions remain unknown. These parameters must therefore be estimated through inverse modeling approaches, which aim to reconstruct model inputs from measured observables. This inverse perspective motivates the development of efficient surrogate models capable of rapidly exploring the parameter space.

In this work, a Symbolic Monte Carlo (SMC) formulation [6] is employed to express temperature fields as transfer functions of thermal parameters, with a particular focus on thermal conductivity. The proposed approach enables the evaluation of temperature responses over a wide range of parameter values from a single Monte Carlo simulation, significantly reducing computational cost. The methodology is illustrated on a one-dimensional conduction-convection configuration, for which analytical solutions are available, allowing a direct assessment of accuracy and stability. This study provides a foundation for fast parametric thermal diagnostics and the generation of synthetic thermographic data within a Monte Carlo framework.

2. METHODOLOGY

2.1. Monte Carlo Formulation

Early works such as those by Dunn et al. [7], Hammersley and Handscomb [8], and Kalos et al. [9] provide a comprehensive foundation of the Monte Carlo (MC) method, covering its theoretical basis, algorithmic developments, and applications to complex physical problems.

For clarity, the methodology is first presented in its classical Monte Carlo form before introducing the symbolic extension. The objective is to progressively build the formulation while highlighting the role of thermal conductivity as an uncertain parameter.

The objective of this work is to estimate the temperature at a given observation point as a transfer function of the thermal conductivity using the Symbolic Monte Carlo (SMC) method. Since the thermal conductivity is treated as a parameter of the transfer function, it must not be fixed during the calculation. The approach is first illustrated on an academic 1D steady-state conduction-convection configuration, shown in Fig. 1.

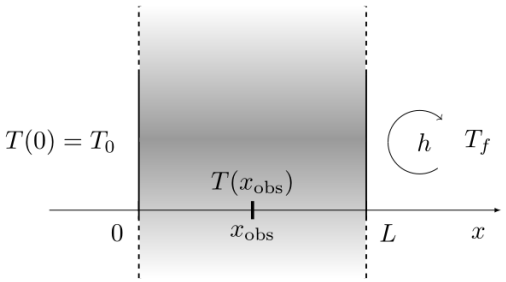


Figure 1 : 1*D steady-state conduction-convection configuration.*

In a first step, a classical Monte Carlo algorithm is developed to estimate the temperature at the observation point, with all physical parameters fixed, including the thermal conductivity. In a second step, this algorithm is reformulated following the Symbolic Monte Carlo formalism [10], in which the propagation paths are preserved, and parameter dependencies are stored symbolically. This reformulation enables the estimation of temperature as a continuous function of thermal conductivity from a single Monte Carlo simulation [4].

For the steady-state conduction problem, the temperature field satisfies the Laplace equation

given in eq. (1). The Dirichlet boundary condition with fixed temperature on the left side and the convection Robin boundary condition with the fluid temperature T_f on the right side are given in eq. (2).

$$\frac{d^2T}{dx^2} = 0, \qquad x \in [0, L] \tag{1}$$

$$\begin{cases} T(0) = T_0, \\ \lambda \dfrac{dT}{dx}\bigg|_{x=L} = -h\big(T(L) - T_f\big) \end{cases} \tag{2}$$

Initially, the Laplacian eq. (1) is discretized using a second-order centered finite difference scheme. By discretizing the conduction equation and the Robin boundary condition at $x = L$ using finite differences, the temperature at the right boundary can be written as a convex combination of the fluid temperature T_f and the temperature in the solid at $L - \delta_b$:

$$T(L) = \underbrace{\frac{\frac{\lambda}{\delta_b}}{h + \frac{\lambda}{\delta_b}}}_{P(\lambda)} T(L - \delta_b) + \underbrace{\frac{h}{h + \frac{\lambda}{\delta_b}}}_{1-P(\lambda)} T_f \tag{3}$$

Equation (3) naturally defines the transition probabilities of the Monte Carlo random walk at the boundary, corresponding respectively to re-injection into the solid and termination at the fluid temperature.

$$T(x_{\text{obs}}) = \begin{cases} \mathcal{H}(x_{\text{obs}} \in \mathcal{D}) \left[\frac{1}{2}T(x_{\text{obs}} + \delta) + \frac{1}{2}T(x_{\text{obs}} - \delta)\right] \\ + \\ \mathcal{H}(x_{\text{obs}} \in \partial\mathcal{D}) \begin{cases} \mathcal{H}(x_{\text{obs}} = 0)T_0 \\ + \\ \mathcal{H}(x_{\text{obs}} = L) \begin{cases} (1 - \mathrm{P}(\lambda))T_f \\ + \\ \mathrm{P}(\lambda)T(L - \delta_b) \end{cases} \end{cases} \end{cases} \tag{4}$$

From eq. (4), the estimated temperature $T(x_{obs})$ can be viewed as the expectation of a random variable W (Monte Carlo Weight) like **??**. The temperature estimate and the associated error s correspond to the eq. (6) and eq. (7)

In a synthetic manner, at each i^{th} realization, the random path starts at the point x_{obs} and continues until a known temperature at the boundary condition is reached. When a known temperature is reached (T_f or T_0), the value of that temperature is recorded in the weight w_i. At the end of an MC realization, an i^{th} realization w_i of the random variable W is given in eq. (5).

The detailed derivation of the Monte Carlo discretization, boundary treatment, transition probabilities, and the complete Symbolic Monte Carlo formulation is not reproduced here for brevity. The interested reader is referred to Chapter 3 of the PhD thesis of Léa Penazzi [10], where the methodology is presented exhaustively.

$$W = \begin{cases} w_i = T_0, & x = 0, \\ w_i = T_f, & x \in \mathcal{D}_f \end{cases} \tag{5}$$

$$T(x_{\text{obs}}) \simeq m = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} w_i \tag{6}$$

$$s = \frac{1}{\sqrt{N}} \left[\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} w_i^2 - \left(\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} w_i\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{7}$$

2.2. Symbolic Monte Carlo Formulation

Classical Monte Carlo methods require complete resampling when physical parameters (such as thermal conductivity, emissivity, or convective coefficients) are changed. SMC method addresses this limitation by storing propagation paths sampled at reference parameter values and by constructing symbolic expressions that describe how variations in these parameters affect the solution. This produces a transfer function, analogous to the propagators constructed for sources [6], that expresses the quantity of interest (e.g temperature) as an explicit function of parameters (e.g thermal conductivity, convection coefficient), enabling rapid evaluation across parameter space for applications in optimization, sensitivity analysis, and inverse problems. In the studied case, the SMC method aims to estimate the temperature $T(x_{obs}, \lambda)$ as a transfer function dependent on the thermal conductivity λ. Indeed, thermal conductivity λ appears in the probabilities $P(\lambda)$ and $1-P(\lambda)$ when the random walk reaches the right boundary of the domain eq. (3). To perform the Bernoulli test at the right boundary of the wall, the value of λ must therefore be known, hence fixed at the moment of the simulation. This coefficient influences the probabilities P_{ref} and $1 - P_{ref}$ at the domain's right wall. Equation (3) must be reformulated to introduce two arbitrary probabilities with the constant value of h, and the arbitrary probabilities are defined in eq. (8). The equation for the probe temperature is reformulated as presented in eq. (9).

$$\begin{cases} P_{\text{ref}} = \dfrac{\lambda_{\text{ref}}/\delta}{h + \lambda_{\text{ref}}/\delta} \\ 1 - P_{\text{ref}} = \dfrac{h}{h + \lambda_{\text{ref}}/\delta} \end{cases} \tag{8}$$

$$T(x_{obs}, \lambda_{ref}) = (1 - P_{ref}) \left(\frac{1 - P(\lambda)}{1 - P_{ref}} \times T_f \right) + P_{ref} \left(\frac{P(\lambda)}{P_{ref}} \times T(L - \delta) \right) \tag{9}$$

The temperature evolution during the re-injection process can be described by the expression in eq. (10). In this formulation, the parameter j represents the number of re-injection events that occur when the path reaches the right boundary ($x = L$). Each re-injection in the solid medium is governed by the probability P_{ref}. The variable n serves as an indicator function that defines the boundary condition on the left side of the domain. Specifically, $n = 1$ when the path reaches the left boundary ($x = 0$), corresponding to a fixed temperature condition (Dirichlet-type boundary). Conversely, $n = 0$ when the path reaches the right boundary ($x = L$), where the re-injection or exit condition is applied. This distinction allows the model to differentiate between thermal interactions occurring at each boundary; the left boundary acts as a constant temperature source, while the right boundary governs the probability-controlled re-injection process. Consequently, the temperature field derived from this model captures both the stochastic nature of particle movements and the physical constraints imposed by the boundary conditions.

$$T(x_{obs}, \lambda_{ref}) = \left(\frac{P(\lambda)}{P_{ref}} \right)^{j^i} T_0 + \left(\frac{P(\lambda)}{P_{ref}} \right)^{j^i} \left(\frac{1 - P(\lambda)}{1 - P_{ref}} T_f \right) \tag{10}$$

$$T(x_{obs}, \lambda_{ref}) = \left(\frac{P(\lambda)}{P_{ref}} \right)^{j^i} \left[n_i T_0 - n_i \frac{1 - P(\lambda)}{1 - P_{ref}} T_f + \frac{1 - P(\lambda)}{1 - P_{ref}} T_f \right] \tag{11}$$

In the case where the path ends at the left boundary after undergoing j^i re-injections at the left wall, the SMC weight corresponds to the following case, which is given in eq. (12).In the case where the path ends in the fluid after undergoing j^i re-injections at the right wall, the SMC weight corresponds to the eq. (13). When the conductive path is within the domain, the algorithm remains unchanged. On the right wall, the probabilities become $1 - P_{ref}$. Consequently, the SMC weight is different from the weight used in the standard Monte Carlo

temperature estimation algorithm.

$$w_i(\lambda) = \left(\frac{P(\lambda)}{P_{\text{ref}}}\right)^{j^i} T_0 \tag{12}$$

$$w_i(\lambda) = \left(\frac{P(\lambda)}{P_{\text{ref}}}\right)^{j^i} \left(\frac{1-P(\lambda)}{1-P_{\text{ref}}}\right) T_f \tag{13}$$

3. ANALYTICAL VALIDATION AND RESULTS

3.1. Analytical Solution

We consider here a simple academic test case designed solely to explain the Symbolic Monte Carlo methodology. For this 1D conduction–convection system, the steady-state temperature distribution can be derived analytically, providing an exact reference solution given by eq. (14).

$$T(x) = \frac{h(T_f - T_0)}{\lambda + hL} x + T_0 \tag{14}$$

This analytical expression will serve as a benchmark to validate the symbolic approach and demonstrate how the transfer function constructed from Monte Carlo paths recovers the exact parameter dependence.

3.2. Monte Carlo Validation

Monte Carlo simulations were performed using different numbers of realizations, $N = 10^4$ and 10^5, and compared with the analytical solution in Fig. 2. For both cases, the MC estimates show excellent agreement with the analytical temperature profile, with a confidence interval of 1%. The associated error bars are very small and become nearly imperceptible on the temperature scale, particularly for $N = 10^5$. For clarity, continuous lines have been preferred over dashed styles in the figures to improve the visibility of both the curves and the confidence intervals.

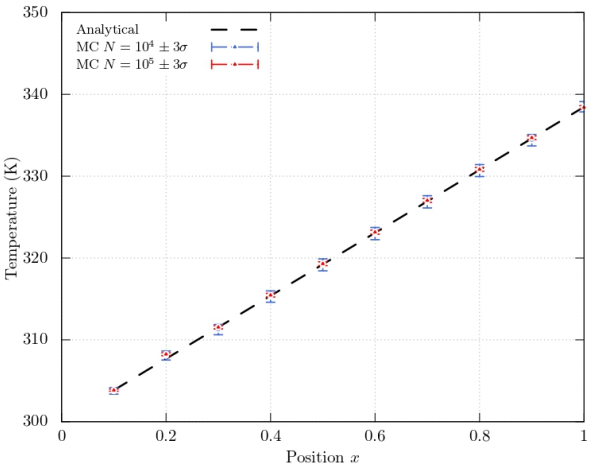


Figure 2 : *Analytical vs. MC solutions for different N realisations.*

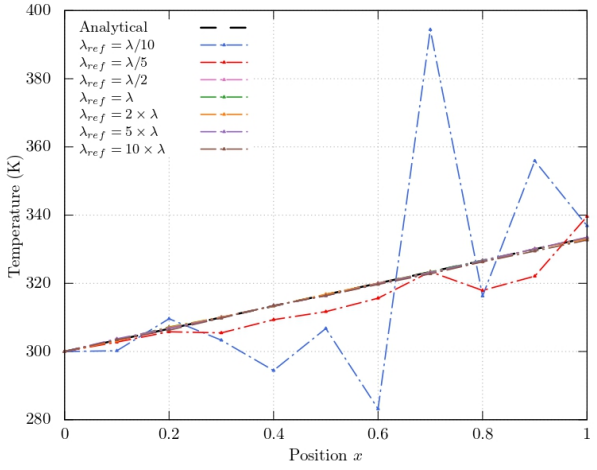


Figure 3 : *Analytical vs. SMC results for $\lambda = 5$ and various λ_{ref}.*

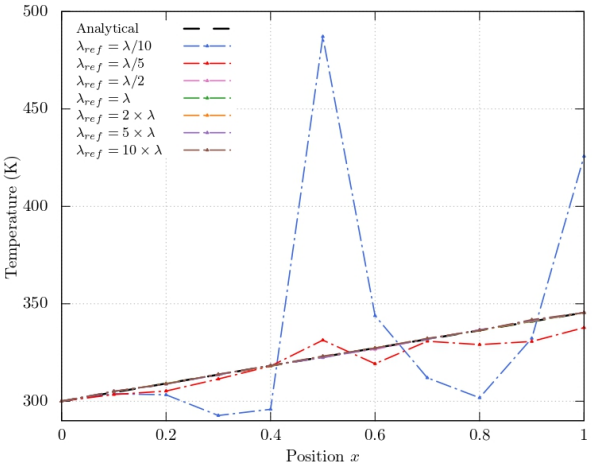


Figure 4 : *Analytical vs. SMC results for* $\lambda = 1$ *and various* λ_{ref}.

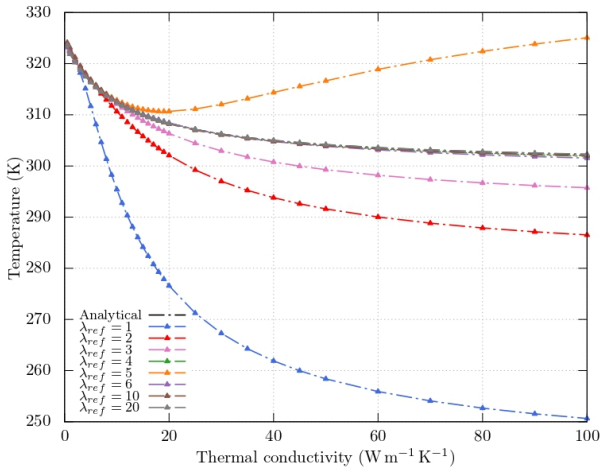


Figure 5 : *Temperature estimates* $T(x_{\text{obs}}, \lambda)$ *for* $\lambda \in [0, 100]$ *and different* λ_{ref}. $x_{\text{obs}} = L/2$, $T_f = 350$ *K*, $T_0 = 300$ *K*.

The standard deviation of the temperature estimates, also shown in Fig. 2, decreases with increasing N, further confirming the convergence properties of the Monte Carlo approach. For $N = 10^5$, the MC results are virtually indistinguishable from the analytical solution, demonstrating the robustness and reliability of the algorithm and the efficiency of the sampling procedure for the one-dimensional test case.

3.3. Symbolic Monte Carlo Validation

The temperature profiles obtained from the analytical solution and the Symbolic Monte Carlo (SMC) simulations are shown in Fig. 3 and Fig. 4 for $\lambda = 5$ and $\lambda = 1$, respectively. In both cases, the analytical solution exhibits the expected linear temperature distribution along the wall. These results highlight the importance of selecting an appropriate reference conductivity, which remains an open question for practical applications and may require adaptive or multi-reference strategies. The SMC results are in excellent agreement with the analytical solution when the reference conductivity λ_{ref} is of the same order of magnitude as the physical conductivity (e.g., 2λ, 5λ, 10λ).

When λ_{ref} is significantly smaller than λ (e.g., $\lambda/5$ or $\lambda/10$), noticeable deviations appear. This behavior is attributed to a mismatch between the stochastic transition probabilities defined at λ_{ref} and the actual thermal diffusion scale, which leads to biased symbolic weights and degraded temperature reconstruction.

Figure 5 summarizes the SMC transfer functions for multiple λ_{ref} values. For moderate to high reference conductivities ($\lambda_{\text{ref}} = 6, 10, 20$), the symbolic formulation accurately reproduces the smooth and monotonic dependence of temperature on λ, demonstrating that the reweighting procedure remains stable when the reference conductivity is chosen close to the actual physical value. As λ_{ref} decreases, discrepancies progressively increase, indicating a growing imbalance in the symbolic weights and a loss of statistical efficiency. This degradation comes from the increase of the ratio $P(\lambda)/P_{\text{ref}}$ in the weight calculation, which increases variance and makes the sampled paths less representative. An unexpected inversion observed at $\lambda_{\text{ref}} = 5$ highlights the sensitivity of the method to the choice of reference probabilities. Although the exact cause is not yet fully understood, this behavior suggests that an inappropriate reference value may introduce bias by giving too much weight to rare trajectories. These results confirm that the stability and accuracy of the SMC transfer function strongly depend on the selection of λ_{ref}, and that choosing a reference value close to the expected physical range is essential for robust parametric reconstruction.

The range of thermal conductivity values considered in this study $\lambda \in [0, 100]$ W m^{-1} K^{-1}

was intentionally selected to cover a broad spectrum extending beyond typical building materials. In practice, common construction materials exhibit conductivities ranging from approximately $0.02\ \mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$ for insulating materials to about 2 -$3\ \mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$ for concrete and other structural components. Higher values included in this study allow us to evaluate the robustness and stability of the Symbolic Monte Carlo formulation over an extended parameter space, ensuring its applicability beyond standard building configurations and facilitating methodological validation.

3.4. Star-lambda and Star-Engine libraries

The Symbolic Monte Carlo algorithm is implemented within the STAR-ENGINE framework, developed by Meso-Star. The Star-Lambda code leverages these libraries to solve both direct and Symbolic Monte Carlo algorithms. To ensure reproducibility of the results presented in this work, the code will be made available through Software Heritage.

4. Conclusion

This paper presented the development and application of a Symbolic Monte Carlo (SMC) method for heat transfer analysis in buildings, focusing on a 1D conduction–convection system. The proposed approach allows the estimation of transient temperature fields as functions of uncertain parameters, such as thermal conductivity, using a single Monte Carlo simulation. The symbolic formulation enables efficient computation of transfer functions, sensitivity analysis, and the generation of synthetic infrared images for building diagnostics. Validation against analytical solutions demonstrates the accuracy of the SMC approach for a range of reference conductivities, confirming its reliability for inverse thermal analysis.

Beyond forward modeling, the SMC method provides a fast surrogate model that enables inversion of thermophysical properties from experimental data. This capability will be leveraged in forthcoming work to estimate material properties from infrared thermography of building facades. A key advantage of the approach lies in its natural extension to three-dimensional geometries without methodological difficulties or computational cost inflation. This scalability stems from the Monte Carlo formalism combined with tools from computer graphics: geometric complexity is handled through stochastic path sampling rather than deterministic mesh refinement, making the method particularly well-suited for realistic building envelope configurations.

The integration of the method within the Stardis simulation platform supports these extensions to complex 3D geometries and practical evaluation of building thermal performance. To sum up, the results show that the SMC method can provide accurate, computationally efficient, and high-resolution temperature estimates, supporting improved diagnostics and energy performance assessment in buildings. Despite these promising results, several limitations remain.

The present study is restricted to a simplified one-dimensional steady-state configuration, and the extension to real infrared measurements will introduce additional challenges, including measurement noise, emissivity uncertainties, and complex boundary conditions. Furthermore, the accuracy of the Symbolic Monte Carlo approach depends on the appropriate selection of reference parameters, which may impact stability and variance. Future work will therefore focus on addressing these challenges and validating the methodology against experimental thermographic data in realistic building configurations.

Acknowledgements

The authors acknowledge the National French Agency to support this thesis in the frame of project MCMET "ANR-23-CE46-0002". The MESOSTAR team is acknowledged for assistance with the Star-Engine libraries.

References

[1] Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC). Summary for policymakers, climate: The physical science basis, contribution of working group i to the fifth assessment report of the intergovernmental panel on climate change. Technical report, Intergovernmental Panel on Climate Change, Geneva, Switzerland, 2013.

[2] International Energy Agency. Tracking buildings 2020. https://www.iea.org/reports/tracking-buildings-2020, 2020. Accessed: April 11, 2025.

[3] Miguel Martin, Adrian Chong, Filip Biljecki, and Clayton Miller. Infrared thermography in the built environment: A multi-scale review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 165:112540, 2022.

[4] Jean Marc Tregan, Jean Luc Amestoy, Mégane Bati, Jean-Jacques Bézian, Stéphane Blanco, Laurent Brunel, Cyril Caliot, Julien Charon, Jean-Francois Cornet, Christophe Coustet, Louis D'alençon, Jeremi Dauchet, Sébastien Dutour, Simon Eibner, Mouna El-Hafi, Vincent Eymet, Olivier Farges, and Forest. Coupling radiative, conductive and convective heat-transfers in a single Monte Carlo algorithm: A general theoretical framework for linear situations. *PLoS ONE*, 18(4), 2023.

[5] Loris Ibarrart, Stéphane Blanco, Cyril Caliot, Jérémi Dauchet, Simon Eibner, Mouna El Hafi, Olivier Farges, Vincent Forest, Richard Fournier, Jacques Gautrais, Raj Konduru, Léa Penazzi, Jean-Marc Trégan, Thomas Vourc'h, and Daniel Yaacoub. Advection, diffusion and linear transport in a single path-sampling Monte-Carlo algorithm: Getting insensitive to geometrical refinement. *PLoS ONE*, 20(9):e0330604, 2025.

[6] Léa Penazzi, Stéphane Blanco, Cyril Caliot, C. Coustet, Mouna El-Hafi, Richard Fournier, Jacques Gautrais, Anna Golijanek-Jedrzejczyk, and M. Sans. Path integrals formulations leading to propagator evaluation for coupled linear physics in large geometric models. *Computer Physics Communications*, 294:108911, 2023.

[7] William L. Dunn and J. Kenneth Shultis. Monte carlo methods for design and analysis of radiation detectors. *Radiation physics and chemistry (Oxford, England : 1993)*, 78(10):852–858, 2009.

[8] Mervin E. Muller. Review: J. m. hammersley, d. c. handscomb, monte carlo methods ; yu. a. shreider, methods of statistical testing/monte carlo method. *The Annals of mathematical statistics*, 37(2):532–538, 1966.

[9] R.G.L. Monte carlo methods, vol. 1, basics : edited by m. h. kalos and p. a. whitlock, wiley-interscience, new york, 1986, pp. ix + 186, price £29.00. *Journal of Molecular Structure*, 162(1):152–153, 1987.

[10] Léa Penazzi, Olivier Farges, Yves Jannot, Johann Meulemans, and Vincent Schick. Monte Carlo functional estimation of the radiative source term in a semi–transparent medium: A faster coupled conductive–radiative model resolution. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2024.

Prédiction des paramètres de modèles RC de bâtiments par réseaux de neurones à partir de caractéristiques simples du bâtiment.

Antoine DUMONT[1*], **Véronique FELDHEIM**[1], **Paul LYBAERT**[1]

[1] Service de Thermique et Combustion, Faculté Polytechnique de Mons, Université de Mons
Rue de l'Épargne, 56 - 7000 Mons
[*](auteur correspondant : antoine.dumont@umons.ac.be)

Résumé - Le secteur du bâtiment représente une part significative de la consommation énergétique et des émissions de gaz à effet de serre, principalement liées au chauffage. La modélisation thermique simplifiée des bâtiments permet d'évaluer rapidement ces besoins énergétiques. Ce travail explore l'utilisation de modèles "boîte grise" basés sur un schéma 4R3C en combinaison avec un réseau de neurones pour estimer les paramètres thermiques résistances-capacités (RC) à partir de caractéristiques géométriques simples des bâtiments. Une base de données de 640 configurations géométriques a été générée par simulation TRNSYS et utilisée pour identifier les paramètres RC. Un sous-ensemble de ces données a servi à l'apprentissage d'un réseau de neurones multi-couches. Le modèle entraîné est ensuite utilisé pour prédire les paramètres RC de configurations géométriques inédites, non vues lors de l'apprentissage, afin d'évaluer sa capacité de généralisation. Les résultats montrent que le réseau est capable de prédire les résistances et capacités pour ces configurations nouvelles. De plus, une comparaison avec les paramètres issus de l'identification classique met en évidence une amélioration globale des prédictions, le réseau réduisant les écarts par rapport aux valeurs théoriques pour la majorité des paramètres. Le modèle permet ainsi de générer des paramètres RC physiquement cohérents sans recourir à de nouvelles simulations détaillées. Cette approche permet la génération rapide de modèles thermiques simplifiés et l'estimation des besoins énergétiques à partir de caractéristiques simples du bâtiment.

Nomenclature

C	Capacité thermique, J/K	*Indices et exposants :*	
EQM	Erreur Quadratique Moyenne	$ground$	sol
FIT	Indice de qualité d'ajustement (%)	$heat$	chaud
i	Indice temporel	in	intérieur
N	Nombre de pas de temps	inf	infiltration
$\dot{Q}$	Flux de chaleur, W	n	nœud
$\mathcal{R}^2$	Coefficient de détermination	op	opaque
R	Résistance thermique, K/W	out	extérieur
$REQM$	Racine de l'EQM	$vent$	ventilation
RN	Réseau de neurones	win	fenêtres
T	Température, K		

1. Introduction

Le secteur du bâtiment représente environ 40 % de la consommation énergétique finale en Europe et près d'un tiers des émissions de gaz à effet de serre, principalement liées au chauffage [1, 2]. Cette situation est aggravée par l'ancienneté du parc immobilier et des niveaux d'isolation souvent insuffisants. Dans ce contexte, la modélisation énergétique des bâtiments joue un rôle central pour l'estimation rapide des besoins thermiques. Les modèles "boîte grise" basés sur des schémas résistances-capacités (RC) offrent

un compromis pertinent entre interprétabilité physique, précision et temps de calcul, se situant entre les approches “boîte blanche” et “boîte noire”. Ce travail s’inscrit dans le cadre du projet Integrated Local Energy System (ILES) [3] et vise à prédire les paramètres RC de bâtiments à partir de caractéristiques géométriques simples, en combinant simulation thermique et apprentissage automatique.

2. Méthodologie

La méthodologie de ce travail repose sur l’utilisation de modèles thermiques “boîte grise” basés sur des schémas RC. Contrairement au travail antérieur [4] ayant exploré et comparé différentes topologies RC, ce travail se concentre exclusivement sur le modèle 4R3C (Figure 1), dont la capacité à prédire simultanément la température intérieure et les besoins en chauffage a déjà été démontrée. L’approche adoptée s’articule autour de quatre étapes principales : la génération de données de référence à l’aide de simulations détaillées sous TRNSYS ; l’identification et l’estimation des paramètres thermiques du modèle ; la génération d’une base de données paramétrique ; et l’utilisation de cette base de données pour l’apprentissage d’un réseau de neurones et la prédiction de paramètres RC.

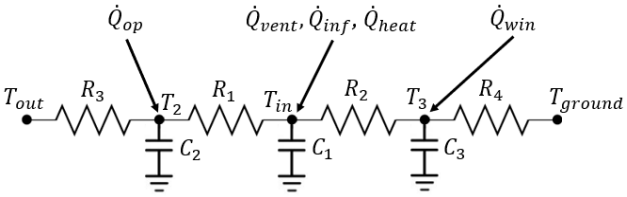


Figure 1 : Modélisation d’un bâtiment basée sur le schéma 4R3C [4].

2.1. Simulation du bâtiment avec TRNSYS

En l’absence de données expérimentales suffisantes, le logiciel TRNSYS, outil de référence pour la simulation thermique dynamique des bâtiments [5], est utilisé afin de générer les données nécessaires à l’identification et à la validation du modèle RC. Le bâtiment de référence est un bâtiment fictif mono-zone de type lourd (Figure 2), d’une surface au sol de 150 m^2 (rapport longueur/largeur = 1), d’une hauteur de 3 m et doté d’une toiture plate. La surface vitrée totale est de 22,5 m^2 (15 % de la surface au sol), répartie sur les façades avant et latérales et modélisée par un double vitrage à châssis bois, avec une orientation globale de 225°.



Figure 2 : Bâtiment administratif mono-zone fictif [4].

Les simulations utilisent les données météorologiques de la station d’Uccle (température extérieure et rayonnement solaire), la température du sol étant supposée constante à 10 °C. Afin de solliciter de façon adéquate l’ensemble des paramètres du modèle RC, l’année est découpée en quatre périodes alternant entre régime libre et régime avec contrôle de la température intérieure. Lors des régimes de contrôle, la température de consigne est fixée à 15 °C en période d’inoccupation et à 22 °C en période d’occupation. Les apports internes et le refroidissement ne sont pas considérés. Les infiltrations sont fixées à 0,24 h^{-1}, tandis que la ventilation mécanique dépend de l’occupation. Les simulations fournissent, à un pas de temps horaire, la température intérieure, les flux de chauffage, les apports solaires ainsi que les flux de ventilation et d’infiltration, utilisés comme données de référence pour l’identification du modèle RC.

2.2. Identification de système et estimation des paramètres

L'identification des paramètres constitue une étape clé permettant de relier la structure théorique du modèle RC au comportement thermique réel du bâtiment. Dans ce cadre, les résistances et capacités thermiques sont estimées à partir des données générées par TRNSYS en utilisant la technique d'identification de système. De manière générale, l'identification de systèmes vise à construire des modèles dynamiques à partir de données d'entrée et de sortie. Cette approche consiste donc à ajuster les paramètres thermiques de façon à minimiser l'écart entre la température intérieure simulée par le modèle RC et celle issue de la simulation de référence. Dans ce travail, l'identification est réalisée à l'aide de la *System Identification Toolbox* de Matlab [6]. L'identification repose sur la minimisation de l'erreur quadratique moyenne (EQM), définie comme :

$$\text{EQM} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(T_{\text{in, RC}}(i) - T_{\text{in, TRNSYS}}(i)\right)^2 \tag{1}$$

L'algorithme d'optimisation utilise une stratégie "automatique" qui sélectionne à chaque itération la direction de descente la plus efficace parmi plusieurs méthodes numériques, notamment Gauss-Newton, Levenberg-Marquardt, Gauss-Newton adaptatif et des approches basées sur le gradient. L'optimisation est arrêtée lorsque l'amélioration relative de la fonction de coût devient inférieure à 10^{-6} ou lorsque le nombre maximal d'itérations (500) est atteint. Afin de garantir des valeurs physiquement cohérentes, des contraintes de non-négativité sont imposées sur les paramètres. La qualité de l'identification est évaluée à l'aide d'un indicateur de type *FIT*, exprimé en pourcentage, permettant de quantifier la capacité du modèle à reproduire la dynamique thermique du bâtiment. Une fois les paramètres identifiés, ceux-ci sont comparés aux valeurs théoriques attendues issues des données du bâtiment.

$$\text{FIT} = 100 \times \left(1 - \frac{\|T_{\text{in,TRNSYS}} - T_{\text{in,RC}}\|}{\|T_{\text{in,TRNSYS}} - \text{mean}(T_{\text{in,TRNSYS}})\|}\right) \tag{2}$$

2.3. Génération d'une base de données paramétrique

Afin de permettre l'exploitation des modèles RC à grande échelle sans recourir systématiquement à une étape d'identification des paramètres, une base de données paramétrique est constituée à partir de simulations TRNSYS et d'identifications successives des modèles RC. L'objectif est d'établir des relations explicites entre des caractéristiques géométriques simples des bâtiments et les paramètres thermiques équivalents des modèles RC.

Pour ce faire, un ensemble de paramètres clés décrivant la géométrie et l'implantation du bâtiment est sélectionné. Les paramètres étudiés et leurs plages de variation sont les suivants :

- **Surface au sol :** 50, 75, 100, 125, 150 et 200 m^2 ;
- **Ratio surface vitrée / surface au sol :** 5, 10, 15, 20 et 30 % ;
- **Rapport largeur/profondeur :** 1, 2 et 4 ;
- **Orientation :** 0°, 45°, 90°, 135°, 180°, 225°, 270° et 315°.

Parmi l'ensemble des combinaisons possibles, 640 configurations sont sélectionnées de manière aléatoire. Chaque configuration correspond à un bâtiment mono-zone de type lourd présentant des caractéristiques identiques d'enveloppe et de vitrage et simulé sous TRNSYS selon la méthodologie décrite précédemment. Pour chacune d'elles, les données obtenues par simulation sont utilisées pour identifier les paramètres thermiques du modèle 4R3C par une procédure d'identification de système. Les paramètres RC identifiés sont ensuite associés aux caractéristiques géométriques correspondantes du bâtiment. L'ensemble de ces couples entrée–sortie constitue une base de données paramétrique servant pour l'apprentissage pour le réseau de neurones.

2.4. Apprentissage d'un réseau de neurones et prédiction de paramètres RC

Avant l'apprentissage, l'ensemble des variables d'entrée et de sortie est normalisé afin d'améliorer la convergence du processus d'optimisation et d'assurer une pondération équitable des grandeurs manipulées. L'apprentissage est réalisé de manière supervisée à l'aide d'un réseau de neurones multi-couches de type perceptron (MLP) [7, 8].

Le réseau comprend une couche d'entrée (caractéristiques géométriques du bâtiment), une ou plusieurs couches cachées et une couche de sortie fournissant directement les paramètres thermiques R et C. Les poids et biais sont ajustés de manière à minimiser l'écart entre les paramètres identifiés et ceux prédits par le modèle.

L'architecture du réseau (nombre de couches et de neurones) ainsi que les hyperparamètres associés (algorithme d'optimisation et régularisation) sont déterminés par validation croisée via une recherche sur grille [9, 10]. L'espace de recherche inclut plusieurs architectures (une à trois couches cachées), différents niveaux de régularisation ($\alpha \in \{10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}\}$) et deux solveurs (Adam et L-BFGS). Le critère d'optimisation retenu est le coefficient de détermination $\mathcal{R}^2$.

L'architecture optimale retenue comporte deux couches cachées de 20 et 10 neurones, avec un solveur Adam et un terme de régularisation α = 0,001. Ce choix correspond à un compromis entre capacité de modélisation et limitation du surapprentissage, assurant de bonnes performances de généralisation. Une fois entraîné, le réseau est utilisé comme méta-modèle pour prédire les paramètres RC de nouvelles configurations de bâtiments, sans recourir à des simulations détaillées ni à une procédure d'identification.

3. Résultats

Cette section présente les résultats obtenus pour le modèle 4R3C. Les résultats sont organisés en quatre parties : la simulation de référence réalisée sous TRNSYS, servant de base à l'identification ; l'identification du modèle 4R3C sur le bâtiment de référence ; l'analyse des résultats issus de la génération de la base de données paramétrique ; et l'évaluation des performances du modèle d'apprentissage automatique, utilisé pour prédire directement les paramètres RC à partir de caractéristiques géométriques simples.

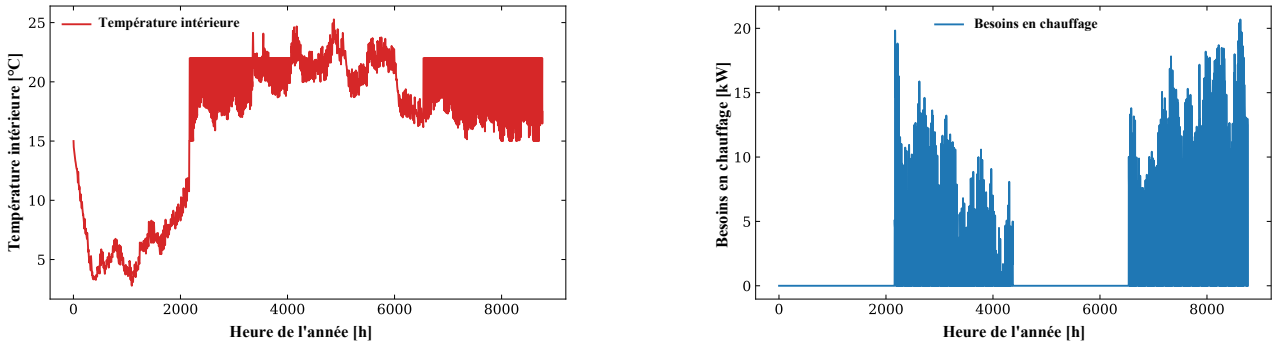
3.1. Simulation de référence sous TRNSYS

La simulation TRNSYS constitue la référence utilisée pour l'identification et la validation du modèle RC. Le bâtiment fictif mono-zone est simulé sur une année complète à l'aide des données météorologiques d'Uccle. Afin de solliciter l'ensemble des paramètres thermiques, l'année est découpée en quatre périodes alternant régimes de température intérieure libre (premier et troisième trimestres) et phases avec contrôle de celle-ci (deuxième et quatrième trimestres). Sur l'ensemble de l'année, la température intérieure atteint un maximum de 25,3 °C en régime libre, tandis que la puissance de chauffage maximale s'élève à 20,7 kW lors des périodes les plus contraignantes. Le besoin annuel de chauffage est estimé à 16,3 MWh. Ces résultats sont illustrés à la Figure 3.

3.2. Identification et validation du modèle 4R3C

L'identification du modèle 4R3C a été réalisée à partir des données TRNSYS interpolées à un pas de temps de 15 minutes. Seule la température intérieure est utilisée comme variable de sortie, tandis que les autres données (chauffage, ventilation, infiltrations et apports solaires) sont considérées comme entrées du modèle. Le modèle identifié reproduit de manière satisfaisante la dynamique thermique du bâtiment. L'indice de fitting sur la température intérieure atteint 79 %, suffisant pour suivre l'évolution temporelle de la température intérieure, tant en régime libre qu'en régime contrôlé.

Une analyse des valeurs identifiées (Tableau 1) montre que les paramètres ont été correctement estimés par rapport aux valeurs théoriques. Les écarts peuvent s'expliquer par le fait que l'identification repose uniquement sur la température intérieure T_{in}, sans accès aux températures des nœuds intermédiaires (T_2,



(a) Évolution de la température intérieure.

(b) Évolution de la demande de chauffage.

Figure 3 : Résultalts de la simulation TRNSYS pour le bâtiment fictif.

T_3). Les résistances thermiques restent globalement proches des ordres de grandeur théoriques, avec des écarts inférieurs à 40 %.

Tableau 1 : Comparaison des valeurs estimés du modèle 4R3C et théoriques pour le bâtiment fictif mono-zone simulé.

Paramètre	Valeur théorique	Valeur identifiée	Écart (%)
$R_1 + R_3$ [K/W]	0,0096	0,0105	-8,7
$R_2 + R_4$ [K/W]	0,0277	0,0444	-37,7
C_1 [MJ/K]	1,9	2,7	-30,8
C_2 [MJ/K]	6,3	22,9	-72,4
C_3 [MJ/K]	54,2	98,4	-45

La validation porte également sur les besoins en chauffage. Malgré sa structure simplifiée, le modèle 4R3C reproduit correctement les profils horaires et le besoin annuel (voir Figure 4), avec une erreur relative, en valeur absolue, de 0,9 % sur la puissance de chauffage maximale et une erreur relative, en valeur absolue, de 0,2 % sur l'énergie annuelle de chauffage (voir Tableau 2). La figure 4 confirme que la dynamique générale est correctement capturée.

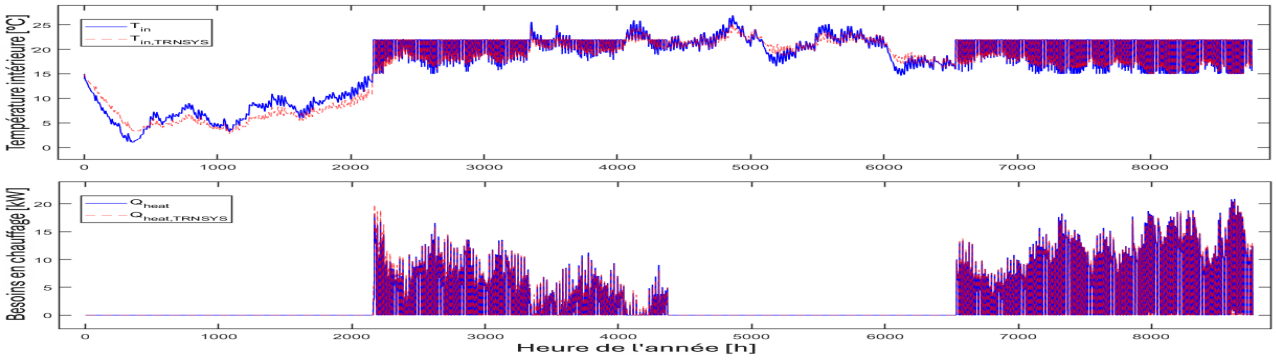


Figure 4 : Validation du modèle 4R3C : comparaison entre la référence TRNSYS et le modèle RC identifié pour la température intérieure et la demande de chauffage.

3.3. Résultats de la base de données paramétrique

La base de données paramétrique est construite à partir des 640 configurations de bâtiments simulées et identifiées. Celles-ci correspondent toutes à des bâtiments présentant une composition d'enveloppe

Tableau 2 : Indicateurs de performance pour le modèle 4R3C dans le cas du bâtiment fictif.

Variable	Valeur
REQM T_{in} [°C]	1,3
Erreur relative sur $\dot{Q}_{heat,max}$ [%]	0,9
Erreur relative sur $\dot{Q}_{heat,total}$ [%]	0,2
FIT T_{in} [%]	79,7
FIT $\dot{Q}_{heat}$ [%]	88,4

identique, seules les caractéristiques géométriques (surface au sol, compacité, ratio de surface vitrée et orientation) variant entre les cas. Le modèle 4R3C montre globalement de bonnes performances d'ajustement, avec environ 75 % des configurations (499 cas) présentant un coefficient de fitting supérieur à 75 % sur la température intérieure (Tableau 3).

Tableau 3 : Distribution du nombre de configurations selon les intervalles de fitting sur T_{in} pour le modèle 4R3C.

$< 0\%$	$0-100\%$	$> 50\%$	$> 75\%$	$> 90\%$
36	604	576	499	261

L'analyse des écarts relatifs entre les paramètres identifiés et les valeurs théoriques (Tableau 4) montre que les résistances thermiques sont globalement bien estimées et physiquement cohérentes. Les capacités présentent une variabilité plus marquée, en particulier celles associées à l'enveloppe, en raison de leur sensibilité aux variations géométriques et des limites d'une identification basée sur la seule température intérieure. Ces observations mettent en évidence la nécessité de filtrer les configurations les plus fiables afin de garantir la qualité des données utilisées pour les étapes ultérieures de modélisation.

Tableau 4 : Distribution du nombre de configurations selon les écarts relatifs Δ entre paramètres identifiés et valeurs théoriques (modèle 4R3C).

	Δ [%]				
Paramètre	[-100 :-50[	[-50 :0[	[0 :50]	]50 :100]	]100 :∞[
R_1+R_3	5	627	8	0	0
R_2+R_4	107	288	239	6	0
C_1	110	528	2	0	0
C_2	344	209	27	18	**42**
C_3	150	249	241	0	0

3.4. Apprentissage du réseau de neurones et prédiction des paramètres RC

Un réseau de neurones multi-couches est entraîné afin d'établir une relation directe entre les paramètres géométriques du bâtiment (surface au sol, rapport largeur/profondeur, ratio vitré et orientation) et les paramètres thermiques du modèle RC. Afin de garantir la qualité des données utilisées pour l'apprentissage, seules les configurations satisfaisant simultanément un coefficient de fitting supérieur à 90 % et des écarts relatifs sur les paramètres RC inférieurs à ± 50 % sont retenues. Ce filtrage conduit à un sous-ensemble de 139 configurations (21,7 % des 640 configurations simulées et identifiées) utilisé pour l'entraînement du réseau de neurones, en écartant les cas présentant une identification du modèle RC jugée non suffisamment fiable.

Afin d'évaluer la capacité de généralisation du modèle une fois entraîné, un ensemble élargi de 720 configurations est considéré, obtenu en faisant varier les paramètres géométriques (orientation, surface au sol, ratio de surface vitrée et rapport longueur/largeur). Parmi celles-ci, 139 correspondent à des cas

d'apprentissage. Les 581 autres configurations dédiées à l'évaluation du réseau comprennent 501 cas issus de la base initiale identifiée avec TRNSYS, mais non utilisés lors de l'entraînement, ainsi que 80 configurations entièrement inédites.

Les performances obtenues sur la base d'apprentissage montrent une excellente concordance entre les paramètres thermiques prédits et les valeurs de référence (excepté pour C_2 indiquant une difficulté à modéliser ce paramètre dans la phase d'apprentissage), confirmant la capacité du réseau à reproduire fidèlement les configurations connues. Cette qualité d'apprentissage est illustrée au Tableau 5a via les coefficients de détermination $\mathcal{R}^2$. Le réseau entraîné est ensuite appliqué aux configurations inédites afin d'évaluer sa robustesse. Les résultats synthétisés au Tableau 5b présentent, pour les 640 configurations simulées et identifiées, le nombre de cas où le réseau de neurones et la méthode d'identification offrent la meilleure estimation des paramètres, en se basant sur l'écart relatif avec la valeur théorique attendue.

Tableau 5 : Synthèse des performances du réseau de neurones (RN) : qualité d'apprentissage via $\mathcal{R}^2$ et capacité de généralisation en comparant avec l'identification classique (ID) sur les 640 configurations.

(a) Qualité d'ajustement ($\mathcal{R}^2$).

Paramètre	$\mathcal{R}^2$
R_1+R_3	0,96
R_2+R_4	0,95
C_1	0,98
C_2	0,5
C_3	0,97

(b) Capacité de généralisation (comparée à ID).

Paramètre	RN	ID
R_1+R_3	357	283
R_2+R_4	410	230
C_1	283	357
C_2	588	52
C_3	441	199

Pour l'ensemble des configurations prédites (720 cas), les résultats (voir Tableau 6) montrent que le réseau de neurones prédit des paramètres RC globalement cohérents et physiquement plausibles, malgré l'absence d'information préalable sur ces configurations. Comme le montre le tableau 6, la majorité des paramètres prédits présente des écarts relatifs en valeur absolue inférieurs à 50 % par rapport aux valeurs de référence. Seuls quelques cas atteignent des écarts plus importants, généralement associés à des paramètres plus sensibles aux variations géométriques.

L'apprentissage automatique permet globalement de réduire les écarts par rapport à une identification classique des paramètres RC, conduisant à des estimations plus stables et physiquement cohérentes sur l'ensemble des configurations testées. Cette tendance, confirmée par la comparaison entre les performances sur données d'apprentissage et sur données de généralisation (tableau 5), met en évidence la capacité du modèle à maintenir de bonnes performances hors échantillon. Ces résultats montrent ainsi que le réseau de neurones ne se limite pas à une interpolation des données d'apprentissage, mais qu'il a appris des relations structurelles robustes entre la géométrie du bâtiment et les paramètres thermiques du modèle RC, ce qui constitue un atout majeur pour l'identification rapide de modèles thermiques dans des contextes réels où les paramètres du système sont généralement inconnus a priori.

Tableau 6 : Distribution des écarts relatifs (Δ) pour le modèle 4R3C. Comparaison entre les paramètres prédits par le réseau de neurones et les valeurs théoriques.

	Δ [%]			
Paramètre	[-100 :-50[	[-50 :0[	[0 :50]	]50 :100]
R_1+R_3	0	505	215	0
R_2+R_4	0	81	597	42
C_1	13	703	4	0
C_2	0	665	55	0
C_3	0	172	543	5

4. Conclusion et perspectives

Ce travail visait à développer une méthodologie permettant de prédire les paramètres RC de bâtiments à partir de caractéristiques géométriques simples, dans le but de générer rapidement des modèles thermiques "boîte grise" fiables. Une base de données paramétrique a été constituée à partir de simulations TRNSYS et d'identifications d'un modèle RC. Après filtrage, un réseau de neurones multi-couches a été entraîné pour établir la relation entre géométrie et paramètres thermiques. Les résultats montrent que le réseau est capable de prédire les résistances et capacités, y compris pour des configurations géométriques inédites, tout en réduisant globalement les écarts observés lors de l'identification classique. Il convient toutefois de souligner que l'identification de système et le réseau de neurones sont complémentaires. L'identification du modèle 4R3C constitue une étape indispensable pour générer une base de données de référence pour le réseau de neurones. Ce réseau est ensuite entraîné avec cette base de données afin d'apprendre la relation entre géométrie et paramètres thermiques. Il vise donc à reproduire le processus d'identification des paramètres. Il agit ainsi comme un méta-modèle de l'identification, permettant de prédire directement les paramètres RC pour de nouvelles configurations sans recourir à la double simulation TRNSYS-identification MATLAB, ce qui conduit à un gain de temps significatif.

Les travaux futurs viseront à élargir la base de données en intégrant des variations dans la composition de l'enveloppe des bâtiments. Cela permettra d'entraîner le réseau sur un spectre plus large de configurations et d'améliorer encore sa capacité de généralisation. À terme, cette approche permettra, à partir de caractéristiques géométriques et constructives simples, de déterminer les paramètres RC associés et d'estimer les besoins en chauffage ainsi que la température intérieure pour des bâtiments résidentiels et tertiaires. Elle pourra également être étendue à des modèles multi-zones et à des analyses à l'échelle urbaine.

Références

[1] Eurostat, Energy consumption in households (2022).
URL https://ec.europa.eu/eurostat/statistics-explained/index.php?title=Energy_consumption_in_households#Context

[2] E. Commission, Energy Performance of Buildings Directive (2024).
URL https://energy.ec.europa.eu/topics/energy-efficiency/energy-efficient-buildings/energy-performance-buildings-directive_en

[3] L. F. et le FTJ en Wallonie, Programmation 2021-2027.
URL https://europe.wallonie.be/home/programmation-2021-2027/projets-approuves.html

[4] A. Dumont, V. Feldheim, P. Lybaert, Développement de modèles basés sur des schémas RC comme outil de cartographie pour les besoins en chaud à l'échelle du bâtiment, 03 June 2025. arXiv:https://hdl.handle.net/20.500.12907/53504, doi:10.25855/SFT2025-111.

[5] M. Magni, F. Ochs, S. de Vries, A. Maccarini, F. Sigg, Detailed cross comparison of building energy simulation tools results using a reference office building as a case study, Energy and Buildings 250 (2021) 111260.

[6] Matlab, System Identification Toolbox.
URL https://nl.mathworks.com/products/sysid.html

[7] DataCamp, Perceptrons multicouches dans l'apprentissage automatique, https://www.datacamp.com/fr/tutorial/multilayer-perceptrons-in-machine-learning, consulté en janvier 2026.

[8] A. Piacoa, Réseaux de neurones : le perceptron multi-couches, https://apiacoa.org/publications/teaching/nn/MLP.pdf, poly de cours, consulté en janvier 2026.

[9] Chiny, Recherche par grille avec validation croisée (gridsearchcv), https://www.chiny.me/recherche-par-grille-avec-validation-croisee-gridsearchcv-25-22.php, article en français, consulté en janvier 2026.

[10] F. Pedregosa, G. Varoquaux, A. Gramfort, et al., Gridsearchcv — documentation scikit-learn, https://scikit-learn.org/stable/modules/generated/sklearn.model_selection.GridSearchCV.html, documentation du module sklearn.model_selection, consulté en janvier 2026.

Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier le FEDER et le FTJ en Wallonie pour le financement des travaux de recherche.

Thème 13

Transferts de chaleur par conduction, convection et rayonnement

Analyse expérimentale de la dynamique générée par un fort gradient de température volumique 484
Calcul précis et rapide du rayonnement thermique dans les gaz de combustion CO –H O pour les procédés industriels décarbonés . . . 492
Développement auto-cohérent rapide des structures turbulentes dans les couches limites de convection naturelle à haute température . . . 500
Étude de l'impact du vent sur la performance thermique et la capacité de collecte de rosée de condensateurs . . . 508
Étude du risque d'endommagement des réseaux et équipements enfouis lors de feux de végétations . . . 516
Mesure de la capacité thermique massique des métaux liquides par lévitation aérodynamique . 524
Méthode fiable d'estimation de la conductivité thermique de différents nano-fluides . . . 532
Mise en place d'un dispositif de thermographie rapide pour la caractérisation thermique d'électrodes en coupure sous vide . . . 540
Premiers spectres d'émissivité du tungstène après exposition dans le tokamak WEST . . . 548
Reconstruction précise du flux thermique lors de l'impact d'une goutte par thermographie IR sur substrat chauffé en saphir. . . . 556
Un couplage spectroscopie-transfert radiatif en four industriel : une approche sans approximation physique ni réduction de la donnée . . . 564

Analyse expérimentale de la dynamique générée par un fort gradient de température volumique dans un nanofluide

Experimental analysis of fluid dynamics driven by a large temperature gradient in a nanofluid

Léa CHERRY[1]∗**, Julien MANHES**[2]**, Mathieu LETZELTER**[2]**, Gilles FLAMANT**[2]**, Anita HAEUSSLER**[2]**, Françoise BATAILLE**[1]

[1]PROMES-CNRS (UPR 8521), Université de Perpignan Via Domitia
Rambla de la thermodynamique, 66100 Perpignan (France)
[2] PROMES-CNRS (UPR 8521), 7 rue du Four solaire, 66120 Font-Romeu, France
∗(auteur correspondant : lea.cherry@promes.cnrs.fr)

Résumé - Les fluides caloporteurs des centrales solaires à concentration sont soumis à des forts gradients de température lors de leur passage dans les récepteurs solaires, mais les interactions entre fluide et gradient de température sont encore mal comprises. Nous présentons dans cet article un dispositif expérimental simple permettant d'étudier de manière fondamentale la dynamique d'un nanofluide semi-transparent générée par un fort gradient de température volumique. Ce gradient est créé par flash solaire. Nous mettons en évidence deux régimes de transferts thermiques selon l'énergie du flash solaire.

Abstract - The heat transfer fluids in concentrated solar power plants are subjected to high temperature gradients as they pass through the solar receivers, but the interactions between the fluid and the temperature gradient are still poorly understood. In this article, we present a simple experimental setup that allows for fundamental study of the dynamics of a semi-transparent nanofluid generated by a large volumetric temperature gradient. This gradient is created by a solar flash. We highlight two heat transfer regimes depending on the intensity of the solar flash.

1. Introduction

Les centrales solaires à concentration utilisent des miroirs afin de concentrer le rayonnement solaire direct sur un récepteur solaire. A l'intérieur de ce récepteur solaire s'écoule un fluide caloporteur, qui est chauffé et acheminé vers des systèmes de stockage thermique. L'énergie ainsi emmagasinée peut être valorisée directement sous forme de chaleur ou convertie en électricité. Les températures atteintes par le fluide caloporteur dépendent du type d'installation, et surtout de la nature du fluide : eau, huile thermique, sels fondus, air, lits fluidisés... Par ailleurs, les absorbeurs solaires peuvent être surfaciques (parois opaques) ou volumiques (milieux poreux ou nanofluides).

Pour tous les dispositifs solaires concentrés, il est essentiel de comprendre et de maîtriser finement le comportement du fluide caloporteur lors de son écoulement au sein du récepteur solaire, afin de maximiser les transferts thermiques entre le récepteur et le fluide et d'optimiser l'efficacité globale de la centrale solaire, tout en évitant les points chauds qui peuvent menacer l'intégrité structurelle du récepteur solaire. Cependant, les hautes températures et forts gradients thermiques rencontrés à l'intérieur des récepteurs solaire tendent à perturber les écoulements des fluides caloporteurs, selon des mécanismes d'interactions encore peu connus et peu étudiés.

Le transport de fluide et les instabilités induits par un gradient de température volumique ont été étudiés dans des contextes variés, et plusieurs mécanismes physiques d'interaction entre dynamique du fluide et transferts thermiques ont été mis en évidence dans des configurations très diverses. Ainsi, il a été montré qu'un gradient de température pouvait générer un gradient de tension superficielle à la surface d'un fluide, ce qui entraîne du mouvement par cisaillement [1], [2] ; les phénomènes de convection naturelle ont été largement étudiés, et ont mis en évidence l'apparition d'instabilités générées par un différentiel de masse volumique au moyen de la poussée d'Archimède [3], [4] ; la formation puis l'éclatement de bulles, parfois dues à un surplus d'énergie thermique, génèrent également des structures instables dans un fluide préalablement au repos [5].

Notre objectif est donc de créer un dispositif expérimental simple qui permette d'émuler certaines des caractéristiques d'un récepteur solaire, pour mettre en évidence la génération de différents régimes dynamiques par application d'un gradient de température volumique. Pour cela, nous utilisons un nanofluide de graphène prometteur pour des applications comme fluide caloporteur dans les récepteurs solaires [6] ou dans d'autres configurations [7]. Nous irradions le nanofluide de graphène au repos par des flashs solaires très courts générés par une parabole solaire. En observant l'évolution du champ de température au sein du fluide grâce à une caméra thermique, nous cherchons à déterminer les phénomènes physiques prépondérants à l'origine des interactions entre gradients thermiques générés par l'absorption volumique du rayonnement et la dynamique du fluide.

Nous présentons donc dans cet article le dispositif expérimental développé, ainsi que la caractérisation des différents éléments qui le composent ; nous proposons ensuite une description et une analyse des résultats qui contribuent à répondre à la problématique énoncée ci-dessus.

2. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure 1. Un nanofluide de graphène est positionné dans un récipient métallique de 20 centimètres de diamètre, sur une hauteur de 1 cm au foyer d'une parabole de 1,5 m de diamètre. Nous irradions ensuite le nanofluide au moyen d'un flash solaire qui dure entre 0,6 et 1,5 secondes. Le diamètre de la tâche focale est d'environ 10 mm. Un boîtier électronique permet de contrôler les volets mobiles situés entre le miroir plan primaire qui suit le soleil et la parabole qui concentre le rayonnement réfléchi. Il permet de piloter précisément (à 30 ms près) les temps d'ouverture, de palier et de fermeture de l'obturateur. Ce boîtier de contrôle permet également de régler la puissance du flash, en imposant l'ouverture maximale des obturateurs, comprise entre 0 et 100 %.

La surface du nanofluide est observée à l'aide de deux caméras, l'une infrarouge et l'autre visible. La caméra infrarouge nous permet de mesurer les champs de température au sein du nanofluide, et de suivre leur évolution pendant une dizaine de secondes après le flash. D'un autre côté, la caméra visible permet d'observer la surface du fluide et ses déformations mécaniques, comme des ondes ou bulles. Les différents éléments de ce dispositif expérimental ont été caractérisés précisément, comme exposé dans les parties suivantes.

Nous avons identifié plusieurs paramètres de contrôle : la température du fluide au repos, l'épaisseur optique du nanofluide, les temps d'ouverture, de fermeture et de palier des volets de l'obturateur, ainsi que le pourcentage d'ouverture des volets, le DNI (Direct Normal Irradiance) incident, qui conditionne la puissance et la distribution du flux solaire, la température de l'air ambiant. Nous avons ensuite déterminé des séries d'essais expérimentaux à effectuer afin de déterminer l'influence de chacun de ces paramètres. Chaque série devait ne faire varier qu'un

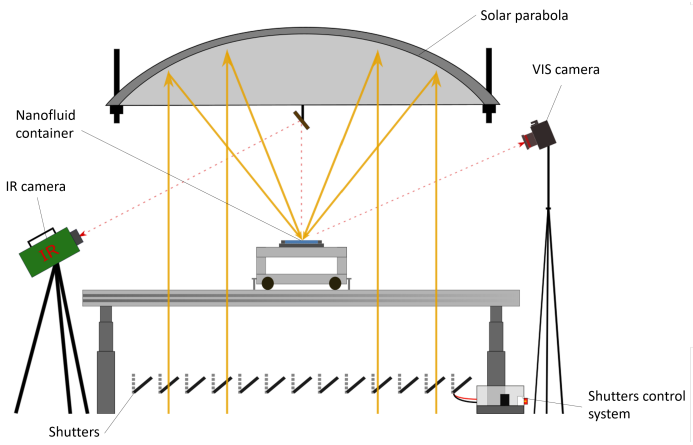


Figure 1 : *Schéma du dispositif expérimental*

seul paramètre pour une dizaine de valeurs, et chaque série était effectuée deux à trois fois afin de garantir la répétabilité des résultats. Après plusieurs tests avec diverses configurations, il a été décidé de faire des flashs solaires espacés d'environ une minute trente secondes, où le fluide est homogénéisé après chaque flash. En effet, pour des flashs de forte intensité, le nanofluide peut localement atteindre la température d'ébullition dans la zone irradiée, ce qui peut affecter les résultats du flash suivant. A noter qu'à chaque homogénéisation, la température du fluide loin de la zone d'irradiation est mesurée et monitorée. L'élévation de température au cours d'une série de douze flashs est comprise entre 0,2 et 0,4 degrés Celsius, soit 2 à 5 % de différence. Cette élévation de température au cours d'une série est considérée comme négligeable.

Nous présentons dans cet article les résultats extraits de séries expérimentales effectuées en faisant varier l'énergie du flash solaire. L'énergie du flash solaire est contrôlée en faisant varier deux paramètres, la puissance et la durée du flash. La puissance du flash dépend du pourcentage d'ouverture de l'obturateur. Nous l'avons fait varier de 10 à 100 % par intervalles de 5 % en maintenant les temps d'ouverture, de fermeture et de palier constants. Nous avons étudié l'influence de la durée du flash entre 0 à 1200 ms par intervalle de 100 ms pour une ouverture fixe de l'obturateur de 70 %, et un temps d'ouverture et de fermeture de 300 ms chacun. Nous avons également réalisé des tests en faisant varier les temps d'ouverture et de fermeture de l'obturateur, c'est à dire la vitesse de chauffage et de refroidissement. Ces essais ont montré qu'il est préférable de minimiser ces durées afin d'obtenir des résultats reproductibles. Des séries expérimentales portant plus spécifiquement sur l'épaisseur optique — c'est-à-dire la concentration du fluide et son épaisseur — sont actuellement en cours de réalisation et d'analyse, et feront l'objet de communications ultérieures.

2.1. Parabole solaire

La parabole a été caractérisée au moyen d'une étude fluxmétrique et calorimétrique, permettant de déterminer la distribution de l'éclairement au foyer (figure 2), puis la puissance reçue par le nanofluide pour différentes ouvertures des obturateurs (figure 3). Cette puissance est obtenue par intégration surfacique de la densité de puissance au point focal mesurée pour différents pourcentages d'ouverture des obturateurs.

La figure 2 montre que la tâche focale est circulaire, d'environ un centimètre de diamètre en prenant comme référence l'isoplèthe de densité de puissance 1900 kW/m^2. De plus, l'éclairement n'est pas uniforme dans toute la tâche focale : la densité de puissance suit une distribution gaus-

sienne, avec un pic de densité de puissance très local qui atteint environ 10 000 kW/m² au centre de la tâche focale.

Ce graphique permet de mettre en évidence clairement les différences entre l'utilisation d'une parabole et l'utilisation d'un laser dans des dispositifs expérimentaux visant à provoquer une élévation de température locale. En effet, la tâche focale est très large, le rayonnement est polychromatique et non uniforme dans la tâche focale. Ces différences limitent les possibilités de comparaison avec la littérature, et ce d'autant plus quand les lasers utilisés sont de faible puissance [1].

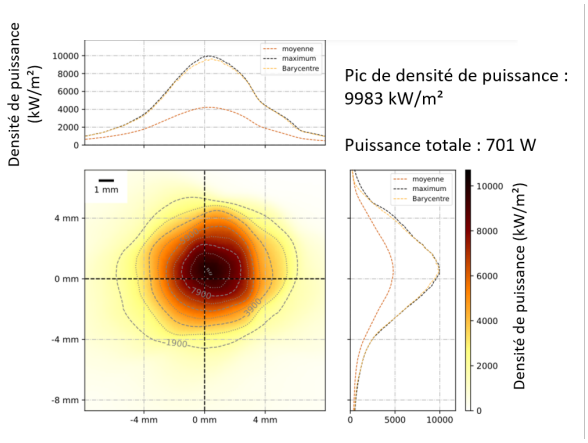


Figure 2 : *Caractérisation de la parabole au point focal*

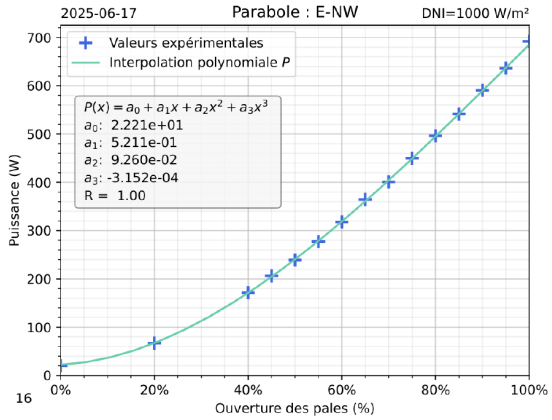


Figure 3 : *Puissance du flash thermique en fonction de l'ouverture des obturateurs*

2.2. Nanofluide de graphène

Le nanofluide utilisé est de l'eau de graphène, produit par la société CarbonWater. Ce fluide est identique à celui utilisé par [6], et nos essais font donc suite à une caractérisation expérimentale de ce nanofluide en tant que fluide caloporteur d'un récepteur solaire à absorption volumique. Ce nanofluide est décrit comme un fluide semi-transparent gris sombre. Il possède une viscosité allant de 0,05 à 0,2 Pa.s (à 20°C et 1 g/L) avec un comportement rhéologique non-newtonien de rhéofluidifiant. De plus, les nanoparticules ont des tailles comprises entre 0,1 et 6 μm. Ces données ont été fournies par le fabriquant. La température d'ébullition du nanofluide est de 95°C, prise égale à celle de l'eau à une altitude de 1600 m.

Nous nous sommes intéressés aux propriétés optiques du nanofluide, car elles conditionnent l'absorption du rayonnement solaire concentré et l'élévation de température qui en résulte, à l'origine de la dynamique observée dans le fluide. Nous utilisons ici un fluide dilué, à une concentration de 0,75 g/L. Nous avons caractérisé l'absorptivité du nanofluide à l'aide d'un spectrophotomètre à sphère intégrante (figure 4), ce qui nous a permis de calculer le coefficient d'absorption de nanofluide, égal à 140 m^{-1}. Ce coefficient d'absorption est bien plus élevé que celui de l'eau (40 m^{-1}), ce qui met en évidence les qualités optiques du nanofluide et sa forte capacité d'absorption volumique.

Nous avons également testé la stabilité de la suspension de graphène dans l'eau. En effet, les flashs solaires importants en particulier peuvent causer de l'ébullition, ce qui aurait pu déstabiliser la suspension de graphène et diminuer les propriétés d'absorbance du nanofluide. Nous pouvons cependant constater sur la figure 4 qu'au contraire, l'absorptivité du nanofluide augmente légèrement après les séries expérimentales. L'ébullition du nanofluide mène donc à une évaporation qui concentre légèrement le fluide, sans le déstabiliser.

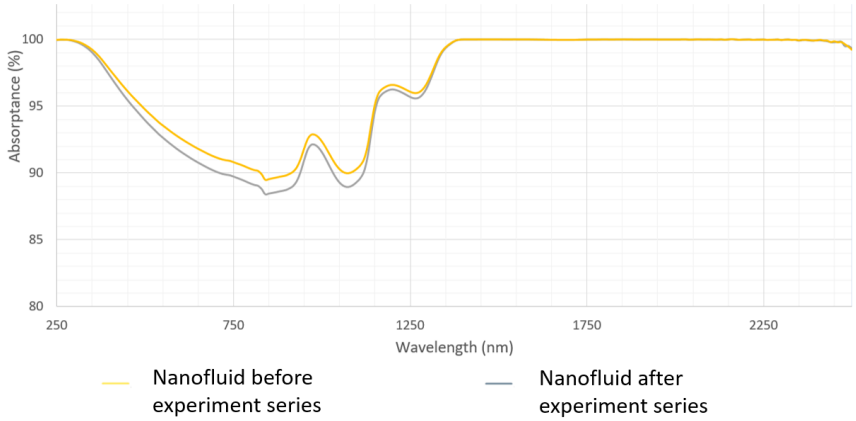


Figure 4 : *Graphe d'absorptivité du nanofluide pour une épaisseur de fluide de 10mm*

2.3. Analyse des résultats

La caméra infrarouge permet l'enregistrement de données pour des durées arbitrairement longues. Les données brutes sont produites sous la forme de fichiers au format *nvf*, spécifiques à la caméra. Un code de post-traitement a ensuite été développé sous Python afin de convertir ces données en images exploitables au format *jpeg*. Chaque image est acquise à trois temps d'exposition distincts (1850, 620 et 240 μs). Chaque temps d'exposition permet de capturer une gamme de température, et la combinaison des trois temps d'exposition permet donc d'obtenir des images sans saturation qui donnent un niveau de précision équivalent tout le long de la gamme de température traitée, de 15 à 95°C. Un travail conséquent a été fourni afin de reconstituer une seule image non saturée en température à l'aide de ces trois images. Nous avons ainsi obtenu des images très peu saturées, ce qui permet à la fois d'analyser qualitativement les champs de température et de mesurer quantitativement des quantités comme la vitesse de propagation du front de température.

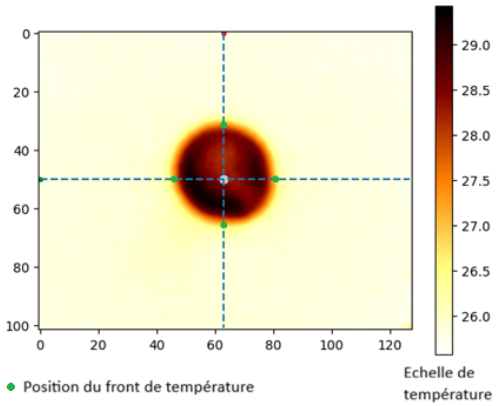


Figure 5 : *Tracking de la position du front de température dans quatre directions*

L'exploitation quantitative des images obtenues nécessite le suivi du front de température. Il a été décidé de définir le front de température comme le lieu du fluide où la température est 5 % supérieure à la température loin du foyer. La vitesse de propagation du front de température est alors obtenue en traquant la position du front de température X_n à un temps t_n, puis la vitesse au temps n est égale à $\frac{X_{n+1}-X_n}{t_{n+1}-t_n}$. L'évolution de la vitesse est ensuite suivie pendant

les dix secondes enregistrées. Elle est souvent relativement stable durant les quelques secondes suivant le flash, ce qui nous permet de faire une moyenne glissante sur quelques secondes pour réduire le bruit associé au calcul de la vitesse. La vitesse est également calculée suivant quatre directions de l'image comme illustré en figure 5, ce qui permet de faire une moyenne des quatre directions dans le cas où les transferts de chaleur sont isotropes, et de comparer les vitesses dans les différentes directions dans le cas contraire.

3. Résultats

Nous observons deux régimes distincts : un régime stable et un régime instable. Le régime est stable pour de faibles énergies, et il est caractérisé par un mode de transfert thermique isotrope au sein du nanofluide après le flash solaire, ainsi que l'absence de phénomènes visibles en surface du nanofluide. Le régime instable apparaît pour des énergies plus importantes, et il se caractérise par l'apparition de panaches thermiques horizontaux à la surface du nanofluide ainsi que l'apparition de bulles au foyer au moment de l'irradiation solaire et d'ondes à la surface du fluide. Le nombre et la direction des panaches sont variables et aléatoires : nous en avons observé entre un et six pour les flashs solaires les plus importants. Nous avons également mis en évidence l'existence d'un régime de transition entre ces deux régimes, caractérisé par l'absence de panaches mais l'apparition d'au moins une bulle au foyer lors du flash solaire. L'apparition de bulles au foyer précède donc l'apparition de panaches, donc le régime instable ne peut apparaître que si il y a formation de bulles dans la zone éclairée.

L'enjeu de notre travail a ensuite été d'analyser plus finement les champs de température pour chaque régime. Pour cela nous avons calculé la vitesse de propagation du front de chaleur dans le cas du régime stable, et nous avons classifié les apparitions de divers panaches pour le régime instable.

3.1. Régime stable

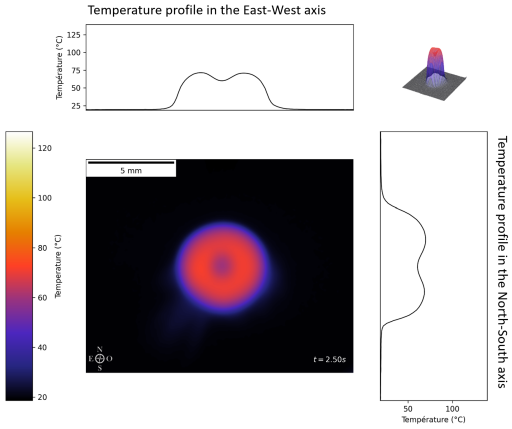


Figure 6 : *Température de surface du nanofluide 2,5 s après un flash solaire de 250 J*

Le régime stable est observé pour des énergies faibles, ce qui conduit à l'absence de bulles et un transfert isotrope de la chaleur au sein du nanofluide. Il n'y a pas de bulle observée, ce qui implique que la température d'ébullition de 95°C n'est pas atteinte. Le gradient de température entre le fluide loin du flash solaire et le foyer du flash augmente donc avec l'énergie du flash solaire, allant de 20°C pour les flashs les plus faibles à 80°C lorsque la température d'ébullition est atteinte. Nous avons pu mesurer la vitesse de propagation du front de température pour

chacun des deux scénarios testés : augmentation de l'énergie du flash par la puissance (figure 7) et par la durée (figure 8). Dans tous les cas, la vitesse mesurée est de l'ordre du mm/s.

Nous pouvons observer que dans la figure 7, la vitesse de propagation du front de température augmente linéairement avec l'énergie du flash, tandis que dans le second cas (figure 8), la vitesse de propagation du front de température est sensiblement constante lorsque l'énergie du flash augmente. Ces différences de résultats montrent que la puissance du flash solaire est le moteur du processus thermique.

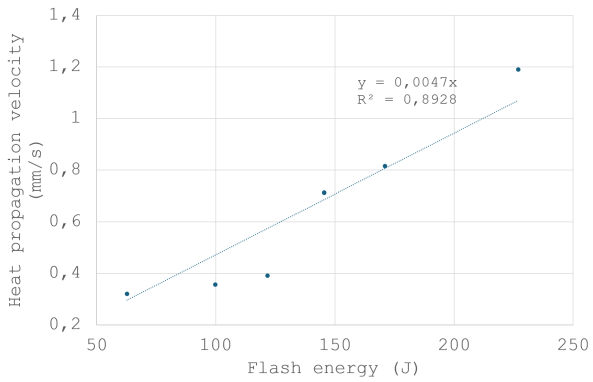


Figure 7 : *Vitesse de propagation du front de température en fonction de l'énergie du flash solaire en régime stable, à durée de flash constant et puissance variable*

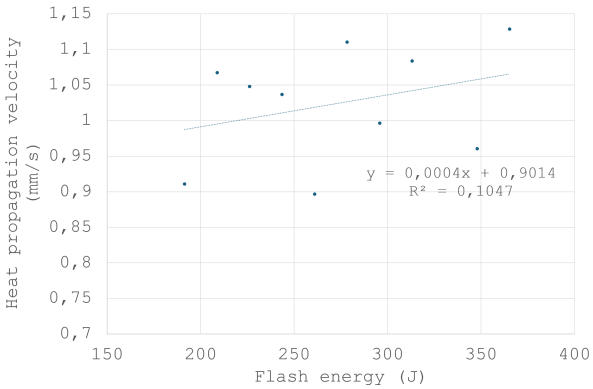


Figure 8 : *Vitesse de propagation du front de température en fonction de l'énergie du flash solaire en régime stable, à durée de flash variable et puissance solaire constante*

Des analyses plus détaillées seront nécessaires afin de développer un modèle physique permettant de rendre compte de ces observations, et de déterminer quels sont les phénomènes physiques prépondérants dans la mise en mouvement du fluide.

3.2. Régime instable

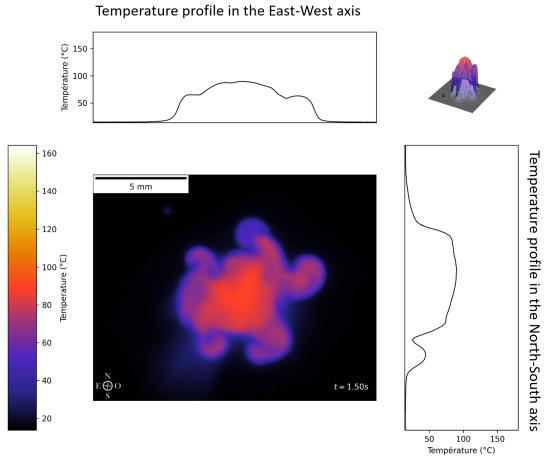


Figure 9 : *Température de surface du nanofluide 1,5 s après un flash solaire de 750 J*

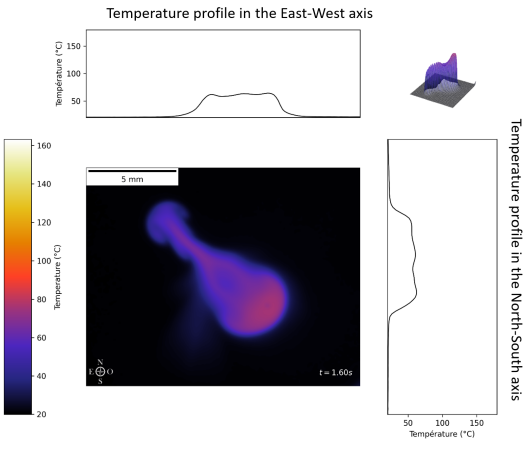


Figure 10 : *Température de surface du nanofluide 1,6 s après un flash solaire de 400 J*

Le régime instable est observé pour des énergies élevées, pour des flashs intenses ou longs. On observe l'apparition de bulles au niveau du point focal de la parabole lors du flash, d'autant plus nombreuses que le flash est intense. Nous observons également des vagues concentriques

à la surface du fluide suite à l'apparition de bulles au point focal de la parabole. L'observation à la caméra thermique permet de mettre en évidence la présence de panaches thermiques horizontaux à la surface du fluide, dont le nombre augmente avec l'énergie du flash (voir figures 9 et 10).

Nous remarquons également que la vitesse de propagation du front thermique au niveau des panaches est deux à trois fois plus grande que dans le régime stable. Il est cependant plus difficile de suivre le front thermique dans le cas des panaches, de part leur nombre et directions aléatoires.

Le phénomène observé est très inhabituel, puisque les panaches généralement rencontrés dans la littérature sont verticaux, par exemple dans le cadre d'une instabilité de Rayleigh-Benard provoquée par la poussée d'Archimède [4]. Le développement de ces panaches horizontaux pourrait être lié à la présence de bulles au moment du flash solaire, car les panaches thermiques n'apparaissent que lorsque des bulles sont observées. Ils pourraient être dus à l'éclatement de ces bulles lorsque l'énergie de flash solaire est suffisamment importante, comme étudié numériquement dans [5].

4. Conclusion

En conclusion, nous avons présenté dans cet article un dispositif expérimental simple qui permet d'étudier de façon fondamentale la génération d'instabilités dans un fluide au repos par un fort gradient de température. Nous avons soumis un nanofluide de graphène à des flashs de puissance et durée variable, puis nous avons étudié l'évolution des champs de température au sein du nanofluide à l'issue des flashs solaires. Nous avons pu mettre en évidence deux régimes de transferts thermiques : un régime stable et un régime instable, pour lesquels nous avons analysé les vitesses de déplacement du front de température.

Les données collectées et analysées vont servir de base à de futurs travaux, qui permettront d'attribuer les phénomènes observés à des mécanismes physiques et ainsi mieux comprendre par quels mécanismes un gradient de température peut générer de la dynamique et des instabilités dans le fluide.

Références

[1] N.-A. Goy et al, Thermal Marangoni trapping driven by laser absorption in evaporating droplets for particle deposition, *Soft Matter* 18 (2022) 7949-7958.

[2] J. P. Longtin, K. H. Jikata, K. Ogawa, Laser-induced surface-tension- driven flows in liquids, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 42 (1999) 85-93.

[3] Y. Fan et al, Natural convection over vertical and horizontal heated flat surfaces : A review of recent progress focusing on underpinnings and implications for heat transfer and environmental applications, *Phys. of Fluids*, 33 (2021) 101301

[4] O. Shishkina, Mean flow structure in horizontal convection, *J. Fluid Mech.*, 812 (2017), 525-540.

[5] V. Sanjay, D. Lohse, M. Jalaal, Bursting bubble in a viscoplastic medium, *J. Fluid. Mech.*, 922 (2021) A2

[6] M. Sainz-Manas et al, On-sun performance and stability of graphene nanofluids in concentrating direct absorption solar collectors, *Sustain. Energy Technol. Assess.*, 83 (2025) 104605.

[7] A. Vierron, C. Abid, Experimental investigation of Rayleigh-Bénard convection patterns in low-concentration nanofluids, *Phys. Rev. Fluids* (2025).

Remerciements

Ce travail a été soutenu par le programme français « Investissements d'Avenir » géré par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) sous le contrat ANR-10-LABX-22-01 (labex SOLSTICE).

Calcul précis et rapide du rayonnement thermique dans les gaz de combustion CO_2–H_2O pour les procédés industriels décarbonés

Accurate and Efficient Thermal Radiation Modeling in CO_2–H_2O Combustion Gases for Decarbonized Industrial Processes

Bowen WANG[1*], Fabien PASCALE[1], Sylvain CONTASSOT-VIVIER[2], Fatmir ASLLANAJ[1]

[1]Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France
[2]Université de Lorraine, LORIA, UMR 7503, Vandoeuvre-lès-Nancy, F-54500, France
*(auteur correspondant : bowen.wang@univ-lorraine.fr)

Résumé - Face à l'objectif de neutralité carbone à l'horizon 2050, la substitution partielle des combustibles fossiles par des mélanges gaz naturel–hydrogène constitue une voie prometteuse pour décarboner les procédés thermiques à haute température. Cette transition modifie toutefois la composition des gaz de combustion (CO_2–H_2O) et impacte fortement le mode de transfert radiatif, mécanisme dominant dans ce type d'application. Ce travail propose un nouveau modèle WSGG à larges bandes, à la fois rapide et précis, adapté aux mélanges de gaz issus de combustibles décarbonés, en intégrant une dépendance au rapport de fraction molaire R (H_2O/CO_2).

Abstract - In view of the 2050 carbon neutrality objective, the partial replacement of fossil fuels with natural gas–hydrogen mixtures has emerged as a promising strategy for reducing carbon emissions in high-temperature thermal processes. Such a transition leads to substantial changes in the composition of combustion gases (CO_2–H_2O), thereby significantly influencing radiative heat transfer, which governs heat exchange in such applications. The present work develops a fast and accurate wide-band WSGG radiative model tailored for gas mixtures resulting from decarbonized fuels, by incorporating a dependence on the molar fraction ratio R (H_2O/CO_2).

Nomenclature

a_k	poids d'émission associé au k-ième gaz gris
$b_{k,i}$	coefficient du polynôme d'indice i associé à $\kappa_{p,k}$ pour le k-ième gaz gris
$c_{k,i}$	coefficient du polynôme d'indice i associé à a_k pour le k-ième gaz gris
$d_{k,i,j}$	coefficient du polynôme des indices i et j associés à $\kappa_{p,k}^{\text{unifié}}$ pour le k-ième gaz gris
I_b	luminance totale du corps noir, $\mathrm{W\,m^{-2}}$
$I_{b,\eta}$	luminance spectrale du corps noir, $\mathrm{W\,m^{-2}\,cm}$
N	nombre de gaz gris utilisé dans le modèle
N_k	nombre d'éléments dans la bande k
Q_r	flux radiatif, $\mathrm{W\,m^{-2}}$
R	rapport de fraction molaire de H_2O sur CO_2
S_r	terme source radiatif, $\mathrm{W\,m^{-3}}$
T	température du milieu, K
T_{ref}	température de référence, égale à 10^4 K
x	abscisse curviligne, m
Y	fraction molaire du gaz
Symboles grecs	
η	nombre d'onde, $\mathrm{cm^{-1}}$
$\kappa_{p,k}$	coefficient d'absorption de pression du k-ième gaz gris, $\mathrm{m^{-1}\,atm^{-1}}$
$\varepsilon_{S_r}^{\max}$	erreur normalisée maximale de S_r
$\varepsilon_{Q_r}^{\max}$	erreur normalisée maximale de Q_r
$\varepsilon^{\max}$	erreur normalisée maximale globale

1. Introduction

Les procédés thermiques industriels à haute température jouent un rôle central dans la consommation énergétique et les émissions de CO_2. Dans ce contexte, la réduction de l'empreinte carbone de ces procédés constitue un enjeu majeur, en raison de leur forte dépendance à des sources d'énergie carbonées et de leur contribution significative aux émissions globales. Le développement de solutions de décarbonation compatibles avec les contraintes industrielles existantes apparaît ainsi comme une priorité pour assurer la transition énergétique des procédés thermiques. Parmi les stratégies envisagées, l'introduction progressive de l'hydrogène dans les combustibles utilisés en milieu industriel constitue une approche prometteuse, permettant de réduire les émissions de CO_2 tout en maintenant des conditions de fonctionnement proches de celles des systèmes conventionnels. Cette évolution des combustibles conduit toutefois à des modifications de la composition des gaz de combustion. Les gaz brûlés issus de combustibles partiellement ou fortement décarbonés sont principalement constitués de mélanges de CO_2 et de H_2O, avec des rapports de fractions molaires variables entre CO_2 et H_2O.

Ces gaz sont produits à des températures très élevées, typiques des fours, chaudières et chambres de combustion industrielles, où le transfert radiatif constitue le mode dominant d'échange thermique. Dans ces conditions, une modélisation précise du rayonnement thermique des mélanges CO_2–H_2O est nécessaire pour prédire correctement les flux thermiques, les températures des parois et les performances globales des systèmes. Cependant, le calcul du rayonnement thermique dans les gaz de combustion est complexe en raison du caractère fortement spectral de l'absorption du CO_2 et de H_2O, ainsi que de leur dépendance aux conditions de pression, de température et de composition du mélange. Cette complexité impose un compromis délicat entre précision et coût de calcul du modèle radiatif, en particulier pour les simulations 3D de combustion turbulente.

Compte tenu de l'importance industrielle et de la complexité du phénomène de transfert radiatif, ce travail propose un nouveau modèle permettant de calculer de manière à la fois rapide et précise les échanges radiatifs dans des mélanges CO_2–H_2O non isothermes et non homogènes.

2. Modèles de transfert radiaitf

2.1. Modèle WSGG (Weighted-Sum-of-Gray-Gases)

Afin de réduire significativement le coût de calcul tout en conservant une précision acceptable du transfert radiatif, le modèle WSGG est l'un des plus utilisés dans les simulations de combustion industrielle [1]. Le principe de ce modèle consiste à représenter un gaz réel participant au rayonnement par une somme pondérée de gaz gris, chacun caractérisé par un coefficient d'absorption de pression constant et une fenêtre de transparence. Les poids d'émission associés à chaque gaz gris traduisent leur contribution relative à l'émission totale.

La version standard du modèle WSGG utilise généralement 4 gaz gris [2]. Les poids d'émission a_k sont exprimés le plus souvent sous forme de polynômes en T de degré 4 (300 K $\leq T \leq$ 2 500 K), tandis que les coefficients d'absorption de pression $\kappa_{p,k}$ sont des constantes. Le terme a_0 est associé à la fenêtre de transparence avec $\kappa_{p,0} = 0$.

2.2. Nouveau modèle WSGG à bandes larges

Le modèle WSGG a l'avantage d'être très rapide et simple d'utilisation. Bien qu'il génère des erreurs importantes sur le calcul du terme source radiatif S_r et du flux radiatif Q_r, dans

certaines situations allant au-delà de 30% (modèle avec 4 gaz gris) et même 100% d'erreurs (modèle avec 1 gaz gris), WSGG reste un des modèles les plus utilisés dans la littérature et par les industriels. Le présent travail se propose de revisiter le modèle WSGG afin de proposer une nouvelle formulation visant à améliorer grandement sa précision. Le principe de la méthode repose sur une nouvelle stratégie de détermination des coefficients a_k et $\kappa_{p,k}$.

Dans ce nouveau modèle, le spectre total est décomposé en N bandes spectrales (notées bande k, k variant de 1 à N), chacune étant représentée par un gaz gris. La bande k désigne alors l'intervalle spectral associé au k-ième gaz gris. Nous définissons pour la première fois le poids d'émission a_k par la relation suivante :

$$a_k(T) = \frac{\int_{\text{bande } k} I_{b,\eta}(T)\, d\eta}{\int_0^{+\infty} I_{b,\eta}(T)\, d\eta} = \frac{1}{I_b(T)} \int_{\text{bande } k} I_{b,\eta}(T) d\eta, \tag{1}$$

où I_b est la luminance totale du corps noir et $I_{b,\eta}$ est la luminance spectrale du corps noir, calculée par la fonction de Planck. Le poids d'émission a_k reflète ainsi la fraction d'émission du corps noir de la bande k dans l'émission totale. Un avantage de la formulation (1) est qu'elle fournit aux coefficients a_k un sens physique, sans nécessiter de définir pour le modèle une fenêtre de transparence puisque $\sum_{k=1}^{N} a_k(T) = 1$ pour tout T.

Le coefficient $\kappa_{p,k}$ est, quant à lui, exprimé sous la forme d'un polynôme en température normalisée de degré n :

$$\kappa_{p,k}(T) = \sum_{i=0}^{n} b_{k,i} \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^i. \tag{2}$$

Nous avons introduit une température normalisée (T_{ref} = 10^4 K) dans l'expression de $\kappa_{p,k}$, afin d'éviter les problèmes numériques liés aux puissances élevées de T dans un développement polynomial. En effet, une large plage de températures (300 K à 3 000 K) peut conduire à des termes T^i très grands, nécessitant des coefficients $b_{k,i}$ très petits, ce qui crée des écarts d'ordre de grandeur importants entre les coefficients.

3. Méthode numérique

Nos simulations ont été effectuées dans une configuration unidimensionnelle avec des parois noires, en considérant un mélange de CO_2 et de H_2O représentatif des principales espèces radiatives des gaz de combustion issus de combustibles décarbonés, notamment dans le cas de mélanges gaz naturel–hydrogène [3]. Les coefficients spectraux d'absorption de la méthode LBL (Line-By-Line) [4] ont été calculées à partir de la base de données HITEMP 2010, sur un domaine spectral allant de 0 à 25 000 cm^{-1}. Un pas spectral uniforme $\Delta\eta$ = 0,067 cm^{-1} a été retenu, conduisant à un total de 373 142 éléments sur l'ensemble du spectre.

Le nombre de gaz gris du nouveau modèle WSGG a été fixé à N = 6. Le spectre total a ainsi été subdivisé en 6 bandes spectrales. Bien que le modèle soit développé dans une géométrie 1D, celui-ci est directement applicable à des configurations bidimensionnelles ou tridimensionnelles, car les coefficients a_k et $\kappa_{p,k}$ varient avec la température.

La version actuelle du modèle développé s'applique à une plage de températures comprise entre 300 K et 3 000 K, à pression atmosphérique et avec des rapports de fraction molaire R variant de 0,125 à 5, permettant ainsi de représenter une large variété de situations industrielles. Ces valeurs de R correspondent bien aux gaz de combustion issus de combustibles hydrocarbonés conventionnels, ainsi que de combustibles partiellement ou fortement décarbonées, par

exemple des mélanges gaz naturel-hydrogène. À titre d'exemple, une valeur de R = 0,5 est typiquement associée à la combustion de carburants tels que l'acétylène ou le benzène, R = 1 à celle des oléfines et de nombreux carburants pétroliers, tandis que R = 2 correspond à la combustion du méthane ou du méthanol. Des valeurs plus élevées de R sont représentatives des gaz de combustion issus de mélanges hydrogène–hydrocarbures, caractérisés par une augmentation de H_2O.

3.1. Différentes approches étudiées

La détermination des coefficients $\kappa_{p,k}$ donnés par la relation (2) nécessite de fixer le degré n du polynôme. Trois différentes approches résumées dans le tableau 1 ont été proposées et étudiées dans ce travail.

Approche	Degré du polynôme pour $\kappa_{p,k}$	Découpage spectral	Nombre de paramètres
1	0 ($\kappa_{p,k}$ constant)	initial	6
2	2	initial	18
3 (modèle final)	2	initial affiné	23

Tableau 1 : Différentes approches testées

L'algorithme d'optimisation permettant de construire le modèle est le suivant. Pour chaque valeur de R, une première optimisation des coefficients $\kappa_{p,k}$ est réalisée à l'aide de l'Approche 1, dans laquelle les coefficients sont supposés constants. Les résultats issus de l'Approche 1 servent de données d'entrée pour l'Approche 2, qui introduit une dépendance polynomiale de degré 2 en température normalisée. Enfin, l'Approche 3 (modèle final) consiste à lancer une nouvelle recherche simultanée du découpage spectral et des coefficients $\kappa_{p,k}$ obtenus par l'Approche 2. L'objectif est de faire évoluer l'ensemble des paramètres du modèle dans leur voisinage afin d'essayer d'améliorer la précision du modèle sans s'éloigner des valeurs déjà identifiées.

3.2. Découpage spectral initial

Le découpage spectral doit être bien choisi car il a une grande influence sur la précision du modèle. En effet, la manière dont le spectre total est subdivisé en bandes conditionne la capacité du modèle à reproduire précisément le comportement radiatif des mélanges CO_2–H_2O. De plus, le découpage spectral retenu influence directement le calcul des a_k d'après la relation (1).

Nous avons proposé un découpage spectral (nommé découpage spectral initial dans le tableau 1) en représentant la fonction de Planck normalisée ($I_{b,\eta}(T)/I_b(T)$) en fonction du nombre d'onde et pour 5 températures différentes. Ces températures ont été choisies dans la plage de température d'étude comprise entre 300 K et 3 000 K et de manière un peu arbitraire afin de réduire le plus possible l'erreur du modèle avec l'Approche 1 (approche la plus simple).

Les abscisses correspondant aux maxima de ces émissions (noté η_{max}) peuvent constituer des points naturels de séparation des bandes spectrales. Le nombre d'éléments dans chaque bande spectrale correspondant au découpage spectral initial est donné à la dernière ligne du tableau 2. Notons qu'il n'est pas nécessaire de préciser la sixième bande puisque celle-ci est obtenue en faisant la différence entre le nombre total d'éléments, soit 373 142 et la somme des éléments des 5 premières bandes. Le découpage spectral initial obtenu n'est pas nécessairement optimal, et l'Approche 3 permet de l'affiner grâce à une optimisation simultanée du découpage spectral

Bande k	1	2	3	4	5
Température (K)	786	888.5	1127.5	1879	2340
Nombre d'onde max η_{max} **(cm**$^{-1}$**)**	1541	1742	2211	3685	4589.5
Découpage initial	23 000	3 000	7 000	22 000	13 500

Tableau 2 : Découpage spectral initial

initial et des coefficients $\kappa_{p,k}$, conduisant ainsi à une amélioration de la précision du modèle.

3.3. Fonction objectif et Algorithme génétique

Les paramètres du modèle suivant les approches (coefficients $b_{k,i}$ et découpage spectral initial) ont été déterminés à l'aide d'un algorithme génétique basée sur une évolution différentielle (DE), une méthode d'optimisation inspirée des mécanismes de l'évolution naturelle [6]. Cet algorithme permet de chercher les valeurs optimales des paramètres en minimisant la fonction objectif (4) définie plus loin comme la somme des erreurs relatives maximales associées aux grandeurs S_r et Q_r, calculées entre le modèle proposé et les résultats de référence obtenus par la méthode LBL. Cette minimisation a été effectuée sur une centaine de cas tests présentés dans [5]. Chaque cas test est défini suivant un profil de température, une distribution de concentration en CO_2 et, une épaisseur du milieu.

En considérant un domaine spatial adimensionné entre [0,1], nous évaluons la précision d'un modèle WSGG à l'aide des erreurs relatives (en %) sur S_r :

$$\varepsilon_{S_r}(x) = \frac{|S_{r,\text{modèle}}(x) - S_{r,\text{LBL}}(x)|}{\max\limits_{x\in[0,1]} |S_{r,\text{LBL}}(x)|} \times 100\% \quad \text{et} \quad \varepsilon_{S_r}^{\max} = \max_{x\in[0,1]} \varepsilon_{S_r}(x). \tag{3}$$

L'erreur relative (en %) sur Q_r se calcule de façon similaire. La fonction objectif est alors définie comme suit :

$$\varepsilon^{\max} = \varepsilon_{S_r}^{\max} + \varepsilon_{Q_r}^{\max}. \tag{4}$$

L'erreur finale du modèle correspond à l'erreur maximale sur l'ensemble des cas tests.

4. Résultats

La performance du modèle a été évaluée au travers des erreurs (3) et (4) indiquées dans le tableau 3. Le modèle a été développé pour différentes valeurs de R, couvrant des compositions de gaz de combustion conventionnels et décarbonés. Le tableau 3 permet d'apprécier la capacité du modèle à maintenir un niveau de précision stable sur une large plage de conditions, qui est essentiel pour son intégration dans des outils de simulation et de conception industrielle.

Le tableau 3 montre que le modèle (basé sur l'Approche 3) permet d'obtenir un niveau de précision globalement stable pour l'ensemble des valeurs de R considérées. Les erreurs $\varepsilon_{S_r}^{\max}$ sont inférieures à 9%, tandis que celles basées sur $\varepsilon_{Q_r}^{\max}$ sont inférieures à 6%, malgré des variations significatives de la composition des gaz. Cette stabilité des erreurs souligne la capacité du modèle à s'adapter à des mélanges CO_2–H_2O couvrant aussi bien des combustibles conventionnels et des combustibles enrichis en hydrogène. Notons que le modèle de la littérature comme Shan *et al.* (2018) [7], qui est valable pour des températures entre 300 K à 2 500 K et

R	$\varepsilon_{S_r}^{\max}$	$\varepsilon_{Q_r}^{\max}$	**Bande 1**	**Bande 2**	**Bande 3**	**Bande 4**	**Bande 5**
0,125	8,80%	5,29%	21940	2570	2830	22030	5470
0,25	7,25%	5,45%	22750	2860	4020	23410	10600
0,50	7,44%	4,80%	21300	2710	4650	23940	10280
0,75	6,87%	4,51%	18500	2220	2910	18880	7490
1	6,90%	4,55%	21580	2930	5930	23110	12040
2	6,16%	4,97%	20750	3390	6330	20640	9630
3	6,38%	5,40%	18470	1800	4070	17450	11840
4	6,35%	5,71%	17710	2830	4710	18460	13630
5	6,93%	5,59%	17510	1790	6170	18350	14700

Tableau 3 : Erreurs maximales sur S_r et Q_r et découpage spectral final en fonction de R

des valeurs de R entre 0,125 et 4, peut conduire à des erreurs élevées sur S_r (par exemple $\varepsilon_{S_r}^{\max}$ = 27,06% pour R = 0,125).

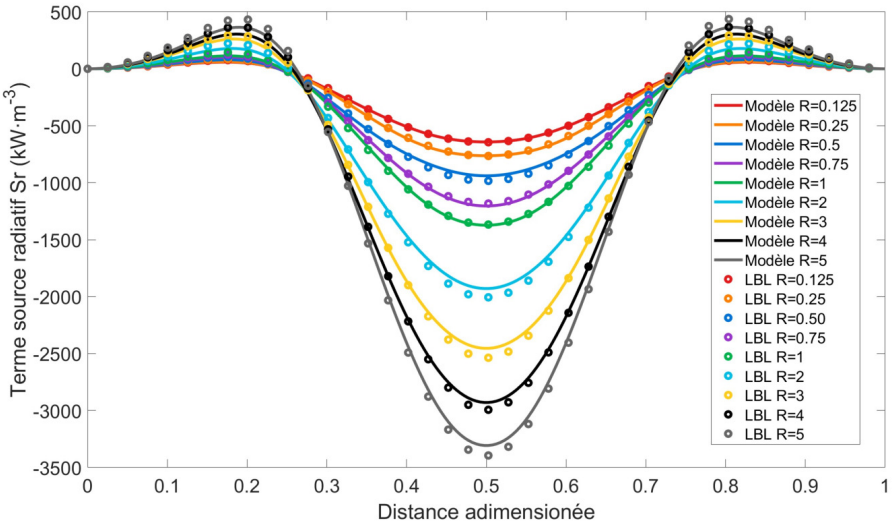
Il peut être noté que le découpage spectral initial affiné varie avec R. Les bornes des bandes spectrales s'ajustent progressivement afin de refléter les modifications de la contribution d'émission du CO_2 et de H_2O au rayonnement thermique.

Comme plusieurs valeurs de R ont été considérées, nous avons alors proposé une formulation unifiée de $\kappa_{p,k}$ valable pour l'ensemble des valeurs de R. Il a été nécessaire de réécrire l'expression de $\kappa_{p,k}$ afin de tenir compte de la dépendance en R, soit :

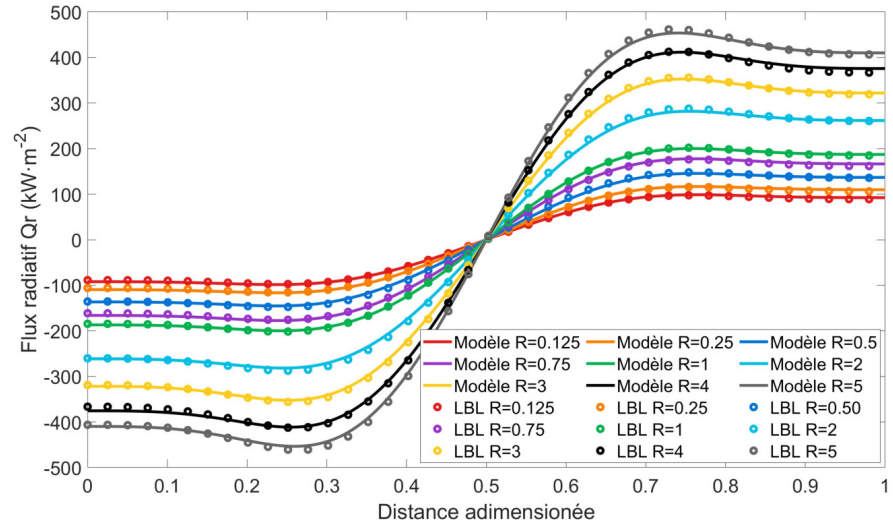
$$\kappa_{p,k}^{\text{unifié}} = \sum_{i=0}^{2} \left(\sum_{j=0}^{8} d_{k,i,j}\, R^j \right) \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^i . \tag{5}$$

$\kappa_{p,k}^{\text{unifié}}$ s'écrit comme un polynôme de degré 2 en T et de degré 8 en R. Pour l'ensemble des 6 bandes, cela conduit à 162 coefficients. Les valeurs de $d_{k,i,j}$ sont reportées dans les tableaux 4 et 5 de l'Annexe. Dans ces tableaux, les coefficients ont été reportés avec dix décimales afin de garantir la précision du modèle à 0,1% près. Par exemple, une réduction à huit décimales peut conduire à des différences de 0,5%.

La figure 1 présente les profils de S_r et Q_r pour différentes valeurs de R, obtenus pour un cas test spécifique : $T(\hat{x}) = 300 + 2\,700\,\sin(\pi\hat{x})$, $Y_{CO_2}(\hat{x}) = 0{,}2\,\sin^2(\pi\hat{x})$ ($\hat{x}$ est adimensionnée et varie entre 0 et 1), et à pression atmosphérique. Ce cas correspond à un profil de température symétrique, non uniforme variant entre 300 et 3 000 K, avec un maximum au centre du domaine, et à un profil symétrique de fraction molaire de CO_2, également maximal au centre. Les figures 1a et 1b montrent un très bon accord entre les profils calculés par le modèle proposé et ceux obtenus avec la méthode LBL. Des écarts plus marqués apparaissent localement, notamment à proximité des zones d'inflexion des courbes de S_r et Q_r. Les niveaux d'amplitude de S_r et Q_r augmentent nettement avec R, ce qui s'accompagne d'une intensification des échanges radiatifs. En particulier, les valeurs de S_r au centre du domaine sont plus marquées, tandis que les deux maxima situés près des bords s'accentuent, sans modification notable de la forme globale des profils. De même, le profil de Q_r augmente de façon monotone entre deux plateaux, avec un passage par zéro localisé au milieu du domaine, alors que les valeurs de plateau aux extrémités augmentent en valeur absolue. Cette tendance traduit une contribution radiative plus importante du mélange lorsque R augmente.



(a) S_r



(b) Q_r

Figure 1 : Comparaison des profils de S_r et Q_r entre le nouveau modèle et la méthode LBL pour un cas test représentatif et pour différentes valeur de R

5. Conclusion et perspectives

Nous avons proposé un nouveau modèle de rayonnement thermique à la fois précis et rapide pour des rapports R compris entre 0,125 et 5, des températures comprises entre 300 K et 3 000 K et à pression atmosphérique. Le modèle s'applique ainsi aux gaz de combustion issus de combustibles hydrocarbonés conventionnels et de combustibles enrichis en hydrogène. Les erreurs globales du modèle sont bien contrôlées et sont inférieures à 9% et à 6% pour S_r et Q_r.

Les résultats obtenus indiquent que le modèle développé ne nécessite pas de recalibration spécifique pour chaque composition de gaz. Cette propriété est beaucoup intéressante pour les applications industrielles, où les conditions de fonctionnement et la composition des gaz de combustion peuvent varier de manière significative, notamment dans le cadre de procédés utilisant des combustibles partiellement ou fortement décarbonés. En perspective, nous envisageons d'étendre le modèle à des pressions élevées, afin d'élargir davantage son domaine de validité.

6. Annexe

k	i	$d_{k,i,0}$	$d_{k,i,1}$	$d_{k,i,2}$	$d_{k,i,3}$	$d_{k,i,4}$
1	1	-1,1222469113	28,7585333908	-161,7288478718	393,3949285463	-468,7408744249
	2	17,6543402576	-300,8199205161	1476,6098666445	-3119,1608463375	3373,0620443137
	3	-248,4672823540	3604,8091973939	-15009,9045383723	28914,6282695872	-29529,0096276006
2	1	224,6246582438	8036,0422716219	-26607,5453817914	37325,5761806583	-28471,2570694562
	2	5288,7229626302	-93545,5493545488	294762,6086539814	-462473,4688995872	422912,2546441953
	3	-18470,1122064674	206490,7988003951	-627470,1583886185	1036765,1958493522	-1028021,2818820367
3	1	-29,7711047139	409,3480042335	-1672,4303265772	3360,2742273912	-3592,1714510315
	2	622,0170640324	-2453,8970769649	-2046,6134489330	23887,0848001304	-39953,1833306159
	3	-2034,8887042453	35671,4308175649	-199287,8112086401	486210,3600719271	-581193,5193882711
4	1	0,1557083592	-3,3421398537	23,6310220806	-62,9622280084	77,8973463683
	2	0,7538610020	37,1719112240	-383,9965425921	1137,9070981960	-1470,3411576432
	3	2,2991846470	-129,0755443146	1075,1936143818	-2864,0928769915	3488,1740340737
5	1	-0,9580898579	79,6273029594	-536,0650777794	1399,4983572684	-1715,2538384027
	2	135,7813680626	-1206,5371690598	4025,8907642740	-5798,1747773699	4094,4562210392
	3	-354,0613286053	3166,7467661015	-11173,9900611933	17142,1207691032	-13142,4813418967
6	1	1,2503990670	-15,3381916077	81,7468189740	-184,2218481955	205,7998395259
	2	-10,6478788683	146,2253560392	-800,4106709460	1843,7355082988	-2092,2621571226
	3	21,0710263667	-305,7741799070	1699,4034344256	-3952,8809014266	4512,9472195896

Tableau 4 : Coefficients $d_{k,i,j}$ (j variant de 0 à 4)

k	i	$d_{k,i,5}$	$d_{k,i,6}$	$d_{k,i,7}$	$d_{k,i,8}$
1	1	289,4077772593	-93,9684813814	15,1612019005	-0,9546804585
	2	-1960,6829382502	613,2734862161	-96,6200192576	5,9891535078
	3	16566,8009064261	-5066,2895716163	786,3793845397	-48,2500472425
2	1	12609,2828152298	-3214,7238259500	434,8864318441	-24,0523249988
	2	-225494,8562012565	67427,6519972242	-10361,5281782859	632,8080347142
	3	586998,7362750231	-184248,2640700038	29264,7166430602	-1828,3778174201
3	1	2084,8960897254	-652,1994004706	102,7472007880	-6,3665359189
	2	28449,9050357856	-9939,3597364093	1672,9034471353	-108,1632817913
	3	359642,2755874128	-116937,7326576712	18883,5703848050	-1189,7178486227
4	1	-48,9437040691	16,0382945409	-2,6015116920	0,1643623914
	2	943,2361153510	-312,5518707597	51,0297431496	-3,2372481109
	3	-2162,2220103198	701,6835782252	-113,0485556069	7,1084372570
5	1	1072,1387340077	-350,1813561437	56,6749737375	-3,5749851489
	2	-1507,5958689306	287,5002525738	-25,5562358808	0,7337665254
	3	5427,4323978531	-1224,6159219694	141,7650955009	-6,5699910448
6	1	-121,4450954238	38,2449257173	-6,0432870339	0,3750540957
	2	1247,7339479069	-395,6983495659	62,8250558477	-3,9119439605
	3	-2701,3789595484	858,7188789087	-136,5493564396	8,5114534277

Tableau 5 : Coefficients $d_{k,i,j}$ (j variant de 5 à 8)

Références

[1] S. Mazumder, S. P. Roy, Modeling thermal radiation in combustion environments : progress and challenges, Energies 16 (10) (2023) 4250.

[2] L. J. Dorigon, G. Duciak, R. Brittes, F. Cassol, M. Galarça, F. H. R. França, WSGG correlations based on HITEMP2010 for computation of thermal radiation in non-isothermal, non-homogeneous H_2O/CO_2 mixtures, Int. J. Heat Mass Transf. 64 (2013) 863–873.

[3] L. Mu, S. Wang, J. Lu, et al. Effect of hydrogen-enriched natural gas on flue gas waste heat recovery potential and condensing heat exchanger performance, Energy 286 (2024) 129591

[4] M. F. Modest, The treatment of nongray properties in radiative heat transfer : from past to present, J. Heat Transf. 135(6) (2013) 4023596.

[5] F. Asllanaj, S. Contassot-Vivier, F. Pascale, R. J. C. da Fonseca, G. C. Fraga, F. H. R. França, Unified gas radiation model over the entire temperature range based on WSGG, Int. J. Heat Mass Transf. 241 (2025) 126713.

[6] F. Asllanaj, S. Contassot-Vivier, G. C. Fraga, F. H. R. França, R. J. C. da Fonseca, New gas radiation model of high accuracy based on the principle of weighted sum of gray gases, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 315 (2024) 108887.

[7] S. Shan, B. Qian, Z. Zhou, Z. Wang, K. Cen, New pressurized WSGG model and the effect of pressure on the radiation heat transfer of H_2O/CO_2 gas mixtures, Int. J. Heat Mass Transf. 121 (2018) 999–1010.

Développement auto-cohérent rapide des structures turbulentes dans les couches limites de convection naturelle à haute température.

Thierry de LAROCHELAMBERT[1*]

[1] Université Marie et Louis Pasteur, CNRS, Institut FEMTO-ST, UMR6174 25000 Besançon, France
[*](auteur correspondant : thierry.larochelambert@femto-st.fr)

Résumé - L'analyse spectrale et corrélative par méthode thermo-anémométrique des bases de mesures expérimentales obtenues dans une couche limite d'air libre le long d'une paroi verticale fortement chauffée permet d'obtenir une image précise du développement très rapide – de l'ordre de la seconde – d'une structure turbulente cohérente et ordonnée, confirmée par les simulations DNS publiées. L'*analyse dimensionnelle* des équations turbulentes fournit les échelles et micro-échelles caractéristiques de la couche limite pendant toute la transition.

Abstract – Spectral-correlative analyses applying the SWICTA thermo-anemometric method to an experimental database obtained in a free air boundary layer along a highly heated vertical plate provide an accurate picture of the fast development – on the order of one second – of a coherent and orderly turbulent structure, as confirmed by published DNS simulations. Dimensional analysis of the turbulent equations yields the characteristic scales and microscales of the boundary multilayer during the transition.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, $m^2\ s^{-1}$
d	distance entre microthermocouples, m
g	accélération de la pesanteur, $m\ s^{-2}$
G_κ	production turbulente motrice, $kg\ m^{-1}\ s^{-3}$
H	hauteur de plaque, m
I_T	intensité turbulente thermique
I_U	intensité turbulente dynamique
k	conductivité thermique, $W\ m^{-1}\ K^{-1}$
Nu_x	nombre local de Nusselt hx/k
Pr	nombre de Prandtl ν/a
q	densité du flux de chaleur, $W\ m^{-2}$
Ra_x	nombre de Rayleigh $g\beta_0(T_w\text{-}T_0)x^3/\nu_f a$
T	température, K
u, v	vitesses longitudinale, transversale, $m\ s^{-1}$
U_b	vitesse de référence $[g\beta(T_w\text{-}T_0)x]^{1/2}$
x	distance verticale du bord d'attaque, m
y	distance normale à la paroi, m

Symboles grecs

β	coefficient de dilatation, K^{-1}
ε	taux de dissipation visqueuse, $kg\ m^{-1}\ s^{-3}$
ζ	distance réduite à la paroi
η	micro-échelle de Kolmogorov, m
κ	énergie cinétique turbulente, $m^2\ s^{-2}$
$\lambda_{T,t}$	micro-échelle thermique temporelle, s
θ, ϑ	échelles de fluctuation de température, K
ν	viscosité cinématique, $m^2\ s^{-1}$
τ	échelle temporelle de micro-tourbillon, s
υ	échelle de fluctuation de vitesse, $m\ s^{-1}$
ω	pulsation, $rad\ s^{-1}$

Indices et exposants

f	relatif au film fluide
w	relatif à la paroi (face externe de plaque)
0	relatif au milieu ambiant, ou imposé

1. Introduction

Les processus physiques à l'œuvre dans les transitions turbulentes des écoulements fluides sont particulièrement complexes et difficiles à appréhender expérimentalement mais nécessaires à la validation des codes de simulation numérique, particulièrement en convection naturelle à haute température fortement dépendante des conditions aux limites.

Les récents travaux de modélisation des fonctions de paroi, des quantités turbulentes pour la fermeture des équations de transport turbulentes, et des structures multicouches de couche

limite de convection naturelle en transition vers la turbulence développée soulignent l'importance de la validation des modèles par des bases de données expérimentales fines sur les couches limites de ce type dans des conditions non-Boussinesq (flux thermique pariétal élevé, forte dilatation thermique) [1], et de la connaissance des échelles temporelles de turbulence [2].

Après une brève description des conditions d'obtention des données expérimentales sur des couches limites d'air de convection naturelle libre sur une plaque verticale fortement chauffée (section 2), cet article mène une analyse dimensionnelle des équations conduisant aux échelles et micro-échelles dynamiques et thermiques caractéristiques de la couche limite de transition turbulente (section 3) pour interpréter la corrélation universelle du flux de chaleur et le développement très rapide de structures turbulentes remarquables cohérentes organisées en sous-couche interne multiple (visqueuse, motrice, inertielle) et sous-couche externe (section 4).

2. Base de données expérimentales

Les mesures expérimentales ont été enregistrées par programme automatisé pilotant un système de micro-déplacements X-Y de sonde thermo-anémométrique, fixé à un portique supportant un ensemble {plaque d'acier noir verticale 50×50 cm^2, épaisseur 4 mm, émissivité 0,7-0,97 ; chauffage électrique (uniformité > 96 %) régulé en puissance par trains d'ondes jusqu'à 8000 W/m^2 (précision 0,8 %, ondulation 0,09 %), plaqué directement sur la face arrière fortement isolée} placé à 1,5 m du sol et 3 m du plafond d'une très grande salle (Fig. 1). La sonde thermo-anémométrique à deux micro-thermocouples K (diamètre 25 µm, longueur 15 mm) parallèles, soudés à une distance verticale d l'un de l'autre au bout d'une canne de 1,2 m blindée en quartz, mesure les températures $\{T_b, T_h\}$ dans toute la couche limite d'air de bas en haut de la plaque, de la paroi jusqu'à 20 cm d'elle ($\Delta x = \Delta y$ = 12,5 µm, ΔT = 0,5°C, S/B 10^{-4}) [3].

La plage spectrale de la turbulence thermique mesurée au préalable s'étendant presque jusqu'à 200 Hz, la fréquence d'échantillonnage f_e est fixée à 400 Hz. La vitesse d'air théorique atteinte étant très inférieure à U_{max} = 1 m/s, une distance d = 2,5 mm entre micro-thermocouples permet à la fois de pouvoir la capter par mesure des temps de transit des fluctuations thermiques entre les deux capteurs, tout en conservant l'intégralité de la signature thermique des turbulences. La largeur WW de la fenêtre de mesure et de calcul des fonctions d'auto- et intercorrélation est fixée à 512 points et glissée par pas WS = 1 le long des 8192 points de chaque double échantillon $\{T_b, T_h\}$, ce qui permet de mesurer les intermittences de fréquences inférieures à 0,1 Hz (f_{min} = 400/8192 = 0,049 Hz) et les vitesses inférieures à 0,5 % de U_{max} (U_{min} = 3,9 mm/s). L'algorithme utilisé est la méthode très rapide SWICTA (FFT-based Sliding WIndow Cross-correlation Thermo-Anemometry) présentée dans [3], qui permet la mesure simultanée et ponctuelle de la température, de la vitesse, des intensités turbulentes de température et de vitesse, des flux de chaleur turbulents $\overline{u'T'}$ et des micro-échelles temporelles $\lambda_{T,t}$ de turbulence thermique en tout point des écoulements anisothermes, faiblement à très fortement instationnaires.

La base de données comprend 324 doubles échantillons $\{T_b, T_h\}$ par densité de flux thermique imposé (1000, 2000, 4000, 8000 W/m^2) encadrant toute la plage de transition turbulente.

3. Analyse d'échelles de la couche limite de convection naturelle

3.1. Équations de la couche limite convective en transition turbulente

En tenant compte du caractère bidimensionnel de l'écoulement permanent (même si les tourbillons turbulents se développent de manière tridimensionnelle), les équations de transport moyennées de la quantité de mouvement verticale et de l'enthalpie sont écrites en négligeant

les termes de compression et de dissipation visqueuse dans l'approximation de Boussinesq, et en décomposant les variables *u, v* et *T* en parties moyennées $\bar{u},\bar{v},\bar{T}$ et fluctuantes *u'*, *v'*, *T'* :

$$(a)\ \bar{u}\frac{\partial\bar{u}}{\partial x}+\bar{v}\frac{\partial\bar{u}}{\partial y}\approx\frac{\partial}{\partial y}(-\overline{u'v'})+g\beta(\bar{T}-T_0)+\nu\frac{\partial^2\bar{u}}{\partial y^2}\ \text{ et }\ (b)\ \bar{u}\frac{\partial\bar{T}}{\partial x}+\bar{v}\frac{\partial\bar{T}}{\partial y}=\frac{\partial(-\overline{v'T'})}{\partial y}+a\frac{\partial^2\bar{T}}{\partial y^2}\ ; \quad (1)$$

l'équation de transport de *l'énergie cinétique turbulente* $\kappa=\frac{1}{2}\overline{u'_i u'_i}$ (notation d'Einstein) :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\bar{u}_j\kappa)\approx\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\mu+\frac{\mu_t}{Pr_\kappa}\right)\frac{\partial\kappa}{\partial x_j}\right)+P_\kappa+G_\kappa-\varepsilon_\kappa \quad (2)$$

avec
$$\begin{cases}(a)\ P_\kappa=-\rho\overline{u'_i u'_j}\dfrac{\partial U_i}{\partial x_j} & \textit{production par cisaillement}\\ (b)\ G_\kappa=\overline{\rho' u'_i}g_i=-\rho g_i\beta\overline{u'_i T'} & \textit{production / destruction de flottation}\ ;\\ (c)\ \varepsilon_\kappa=2\rho\nu\overline{s_{ij}s_{ij}}\ \text{avec}\ s_{ij}=\dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial u'_i}{\partial x_j}+\dfrac{\partial u'_j}{\partial x_i}\right) & \textit{taux de dissipation visqueuse}\end{cases} \quad (3)$$

et l'équation de transport de *l'énergie thermique turbulente* :

$$\bar{u}_i\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\tfrac{1}{2}\overline{T'^2}\right)=-\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\tfrac{1}{2}\overline{u'_i T'^2}-a\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\tfrac{1}{2}\overline{T'^2}\right)\right)+P_\theta-\varepsilon_\theta \quad (4)$$

avec
$$(a)\ P_\theta=-\overline{u'_i T'}\frac{\partial\bar{T}}{\partial x_i}\ \text{ et }\ (b)\ \varepsilon_\theta=a\overline{\frac{\partial T'}{\partial x_i}\frac{\partial T'}{\partial x_i}}\,. \quad (5)$$

3.2. Analyse dimensionnelle et échelles caractéristiques

En considérant les termes principaux de l'équation (1a), on obtient *l'échelle caractéristique de vitesse de convection naturelle* U_b en fonction de l'élévation *x* le long de la paroi chauffée :

$$\frac{U_b^2}{x}\sim g\beta(\bar{T}-T_0)\ \text{ d'où }\ U_b(x)\sim\sqrt{g\beta(\bar{T}-T_0)x}\,. \quad (6)$$

a priori plus représentative que les échelles U_m, $U_0\sim(g\beta(T_w-T_0)\nu)^{1/3}$, $U_b\sim(g\beta(T_w-T_0)\delta)^{1/2}$ proposées dans la littérature [4][5][6]. L'échelle caractéristique de température est choisie pour être universelle et indépendante des conditions imposées aux parois (température ou flux uniformes ou non imposés, cas des parois conductrices rayonnantes épaisses à chauffage arrière) :

$$T_{ref}=T_w-T_0 \quad (7)$$

où $T_w(x)$ est la température de paroi en *x*, et T_0 est la température ambiante uniforme de la salle.

Si l'échelle caractéristique de distance verticale est nécessairement la hauteur *H* de la paroi, l'échelle caractéristique δ de distance normale à la paroi est liée à l'épaisseur de la couche limite en *x*, qui dépend du flux thermique à la paroi en *x*. Elle est obtenue par intégration de l'équation (1b) de la paroi à *y*, $\bar{u}$ et $\bar{v}$ étant négligeables à la paroi, et $\overline{v'T'}\sim(\partial^3\overline{v'T'}/\partial y^3)_w y^3/3!$:

$$0\approx-\overline{v'T'}+a\left(\frac{\partial\bar{T}}{\partial y}-\frac{\partial\bar{T}}{\partial y}\bigg|_w\right)\Rightarrow\frac{\bar{T}-T_0}{T_w-T_0}\approx1-\frac{q_w}{k(T_w-T_0)}y+\frac{1}{4!a(T_w-T_0)}\frac{\partial^3\overline{v'T'}}{\partial y^3}\bigg|_w y^4+\ldots, \quad (8)$$

d'où la température réduite Θ, la coordonnée normale réduite ζ et l'échelle caractéristique δ :

$$\Theta = \frac{\bar{T} - T_0}{T_w - T_0} \approx 1 - \zeta + \ldots, \text{ avec } \zeta = \frac{Nu_x}{x} y = \frac{y}{\delta} \text{ où } \delta = \frac{x}{Nu_x}. \quad (9)$$

De la même manière, l'intégration de l'équation (1a) à partir de la paroi avec le profil thermique (8) fournit la tension visqueuse puis le profil de vitesse dans la sous-couche visqueuse :

$$\frac{\tau_w}{\rho} \approx -\overline{u'v'} + \int_0^y g\beta(\bar{T} - T_0)dy' + \nu\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \Rightarrow u \approx \frac{\tau_w}{\mu} y - \frac{g\beta(T_w - T_0)}{2\nu} y^2 + \frac{q_w g\beta}{6k\nu} y^3 + \ldots. \quad (10)$$

3.3. Micro-échelles de la couche limite et corrélation du flux de chaleur

Le développement de la cascade d'échelles de turbulence (intégrale → Kolmogorov) en régime permanent est conditionné par l'équilibre $P_\kappa + G_\kappa \sim \varepsilon_\kappa$, dissipation de l'énergie cinétique turbulente [7]. En notant $\{l, u, t = l/u\}$ les échelles intégrales des grands tourbillons moteurs de la couche limite et $\{\eta, \upsilon, \tau = \eta/\upsilon\}$ les échelles de Kolmogorov des micro-tourbillons étirés en micro-échelles de Taylor intermédiaires λ telles que $\tau = \eta/\upsilon = \lambda/u$, l'équation (2) se réduit à :

$$g\beta u\Delta T \sim \frac{u^3}{l} + \nu\frac{\upsilon^2}{\eta^2} \sim \frac{u^3}{l} + \nu\frac{u^2}{\lambda^2} \text{ avec } G_\kappa = -\rho g_i \beta \overline{u'_i T'_i} \sim -\rho g\beta u\theta \sim -\rho g\beta u\Delta T. \quad (11)$$

L'équilibre $P_\theta \sim \varepsilon_\theta$ entre échelles intégrales thermiques $\{\theta, l_\theta\}$ et micro-échelles de Kolmogorov thermiques $\{\vartheta, \eta_\theta\}$ s'étirant en micro-échelles thermiques de Taylor intermédiaires $\{\theta, \lambda_\theta\}$ de vitesse u_θ se traduit par la relation (12) entre échelles à partir des équations (4) et (5) :

$$u_\theta \frac{\theta^2}{l_\theta} \sim a\frac{\vartheta^2}{\eta_\theta^2} \sim a\frac{\theta^2}{\lambda_\theta^2} \Rightarrow u_\theta \sim a\frac{l_\theta}{\lambda_\theta^2}. \quad (12)$$

Le couplage fort des fluctuations thermiques et dynamiques dans la transition turbulente en convection naturelle (le champ thermique est le moteur du champ dynamique) incite à admettre les similitudes $u_\theta \sim u$, $l_\theta \sim l$ et $\lambda_\theta \sim \lambda$, ce qui conduit à la relation entre les échelles λ_θ et l :

$$\lambda_\theta \sim \left(\frac{a^2 l}{g\beta\Delta T}(1 + Pr)\right)^{1/4}. \quad (13)$$

Le raccordement de ces échelles à la micro-échelle thermique de Kolmogorov η_θ par dissipation des micro-tourbillons est réalisé en considérant la transformation $\{(l_\theta, \lambda_\theta) \rightarrow \eta_\theta\}$:

$$\eta_\theta \sim \left(\frac{a^2}{g\beta\Delta T}(1 + Pr)\right)^{1/3} \text{ avec } \frac{\eta_\theta}{\lambda_\theta} = \left(\frac{\lambda_\theta}{l_\theta}\right)^{1/3} \quad (14)$$

qui conditionne le flux thermique pariétal q_w et donc sa corrélation avec l'écoulement :

$$q_w = -k\left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_w = h\Delta T \quad \Rightarrow \quad k\frac{\theta}{\eta_\theta} \sim h\theta \quad \Rightarrow \quad h \sim \frac{k}{\eta_\theta} \quad (15)$$

d'où

$$Nu_x = \frac{hx}{k} \sim \frac{x}{\eta_\theta} \sim x\left(\frac{a^2}{g\beta\Delta T}(1 + Pr)\right)^{-1/3} \sim \left(\frac{g\beta\Delta T\, x^3}{a^2(1 + Pr)}\right)^{1/3}. \quad (16)$$

La corrélation du flux de chaleur pour toute la transition turbulente est donc de la forme générale (17a) où les constantes A et B sont à établir expérimentalement ($\frac{1}{2} < B < \frac{1}{3}$), les grandeurs

thermo-physiques variables de l'air (jusqu'à 350°C à 8000 W m^{-2}) des nombres de Prandtl et Rayleigh *Pr* et *Ra* devant être calculées à la température de film $T_f = (T_w + T_0)/2$ à l'altitude *x*, et le nombre de Nusselt local Nu_x calculé à partir du gradient thermique de l'air à la paroi (17b) :

$$(a)\ (Nu_x)_w = A\left(\frac{Pr_x Ra_x}{1+Pr_x}\right)_f^B, \text{ avec } (b)\ \left(Nu_x\right)_w = \frac{-x}{T_w(x)-T_0}\left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_w \qquad (17)$$

Le graphe Nu_x [$(Pr_xRa_x/(1+Pr_x)$] représentant toutes les mesures effectuées pour q_0 = 2000, 4000 et 8000 W m^{-2} montre que les valeurs expérimentales réalisées à 4000 et 8000 W m^{-2} suivent clairement la corrélation unique (17) avec A = 0,194 et B = 0,282 (coefficient de détermination R^2 ~ 0,990), très représentative de la transition turbulente, alors que les mesures obtenues à 2000 W m^{-2} (essentiellement laminaires) s'en écartent fortement (Fig. 2).

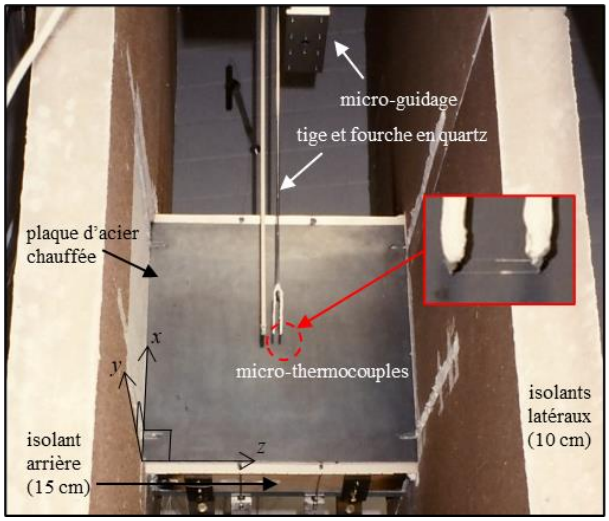


Figure 1 : *Dispositif métrologique.*

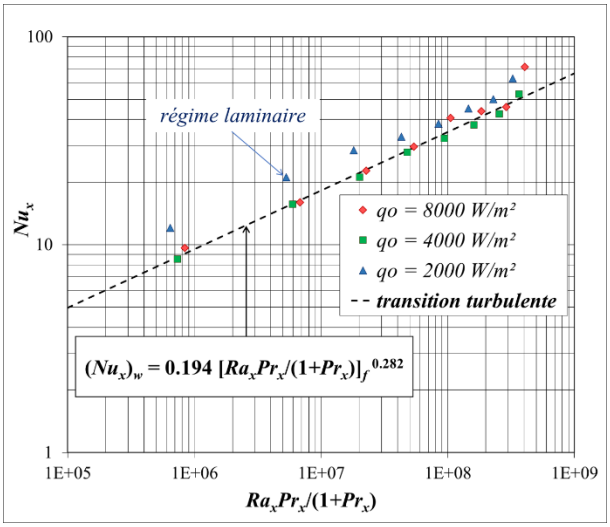


Figure 2 : *Corrélation du flux de chaleur.*

4. Développement rapide des structures turbulentes à flux thermique élevé

4.1. Analyses fréquentielles et corrélatives des instabilités et turbulences

La transition du régime laminaire (q_0 = 2000 W m^{-2}) vers le régime turbulent est extrêmement rapide et particulièrement visible à 4000 et 8000 W m^{-2} dans les thermogrammes (Fig. 3) et les spectres d'amplitude normalisés de la turbulence thermique $f\,F_T(f)$ (Fig. 4). On observe initialement des bouffées intermittentes caractérisées par quelques fréquences harmoniques constituant un véritable processus naturel de sélection d'instabilités thermo-fluidiques de très basse fréquence, dont le spectre fréquentiel s'enrichit et devient rapidement chaotique avec l'échauffement ascensionnel de l'air le long de la paroi, très vite converties en cascades de tourbillons dissipatifs conditionnées par les micro-échelles de turbulence de Taylor. La constante de temps des micro-thermocouples varie fortement autour de 20 ms avec la vitesse et la température de l'air, avec une atténuation d'ordre 1 au-delà d'environ 50 Hz, peu contraignante.

4.2. Développement des structures moyennes

Les profils de température moyenne (Fig. 5) et de vitesse longitudinale moyenne (Fig. 6) évoluent très rapidement pendant la transition turbulente, vers une véritable structure turbulente développée en haut de plaque à 8000 W m^{-2} comportant une sous-couche interne, composée d'une sous-couche thermo-visqueuse d'équation $U \sim a + by - cy^2 + dy^3$ ($R^2 \approx 0{,}99983$) conforme à l'équation (10), d'une sous-couche motrice d'équation $U \sim b_1 y^3 - a_1$, d'une sous-couche inertielle d'équation $U \sim b_2 \ln y + a_2$, et une sous-couche externe d'équation $U \sim a_3 - b_3 \ln y$,

conformément à la théorie [8]. L'échelle caractéristique δ de la coordonnée réduite ζ (Eq. 9) se révèle bien adaptée à la représentation unifiée de la couche limite de transition, laquelle s'épaissit avec l'augmentation de q_0 mais reste plus fine (ζ ~ 10) que la couche limite turbulente à basse température (ζ ~ 50) [9], avec une structure plus marquée de la sous-couche thermo-visqueuse (profil aplati de Θ avec $\lim_{(\zeta\to 0)}\Theta < 1$ due à la violence des tourbillons non dissipés atteignant la paroi, profil en ζ^3 marqué de U/U_b).

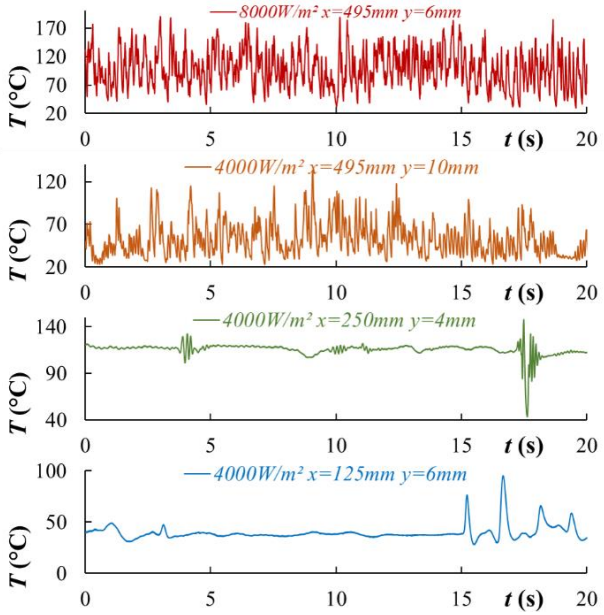


Figure 3 : *Instabilités thermiques de couche limite.*

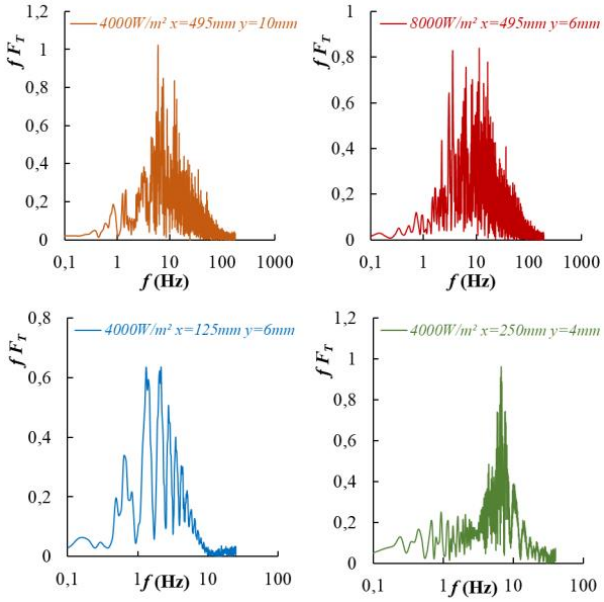


Figure 4 : *Spectres d'amplitude normalisés.*

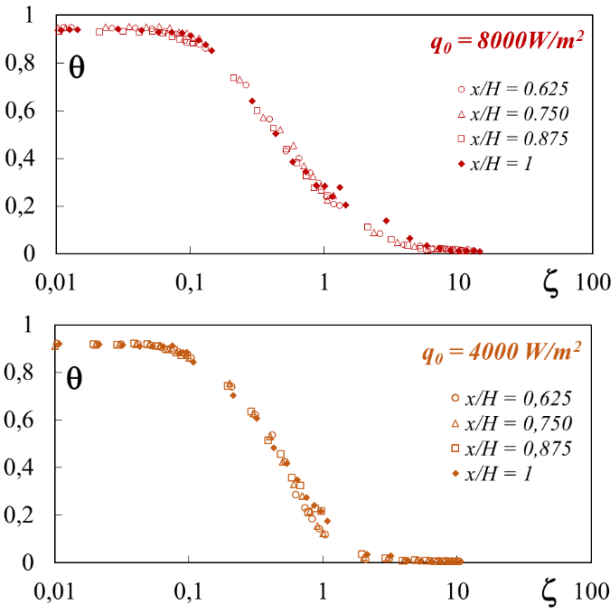


Figure 5 : *Profils thermiques moyens.*

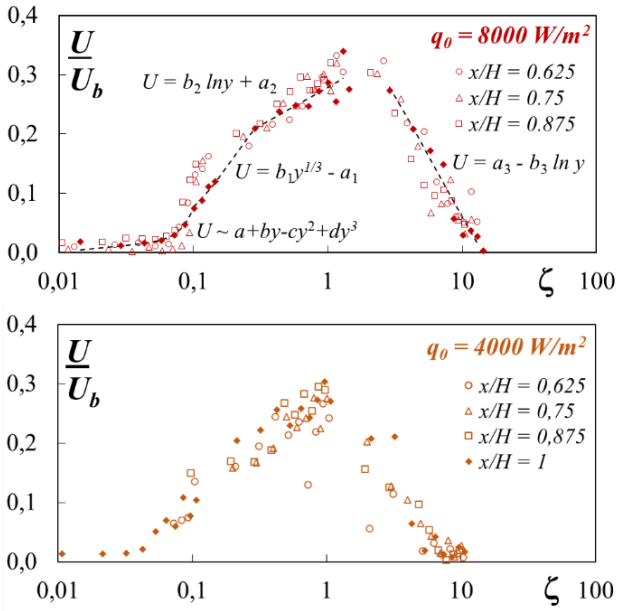


Figure 6 : *Profils dynamiques moyens.*

4.3. Développement des structures turbulentes

Les intensités turbulentes thermique et dynamique adoptent très rapidement des profils caractéristiques plus ordonnés et élargis entre 4000 et 8000 W m^{-2} (Fig. 7 et 8), avec une turbulence résiduelle non nulle dans la sous-couche visqueuse (ζ < 0,1) due aux violents tourbillons générés par la forte dilatation de la sous-couche motrice (0,1 < ζ < 0,3), brassant trop rapidement l'air froid de la sous-couche externe (ζ > 2) jusqu'à la paroi pour subir toute la cascade

dissipative. Comme les fluctuations thermiques se propagent dans la sous-couche thermo-visqueuse avec une vitesse de l'ordre de $(a\omega)^{1/2}$, l'algorithme SWICTA les élimine par application d'un filtre numérique passe-bas pour obtenir la bonne vitesse convective moyenne.

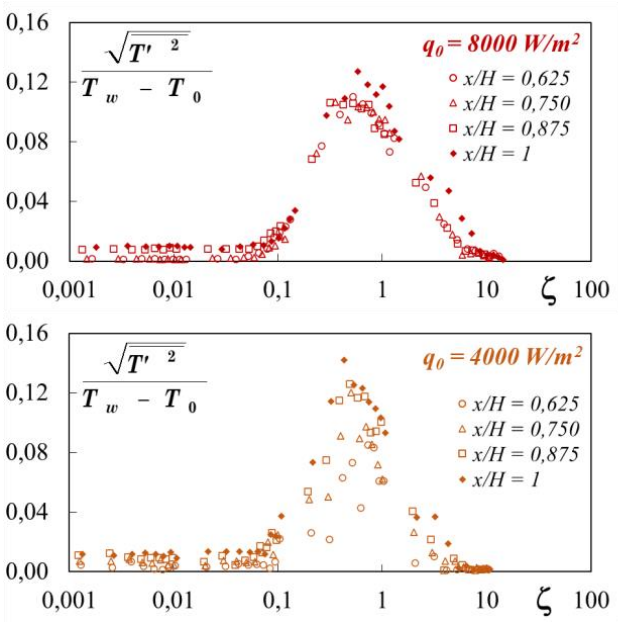


Figure 7 : *Intensité turbulente thermique*.

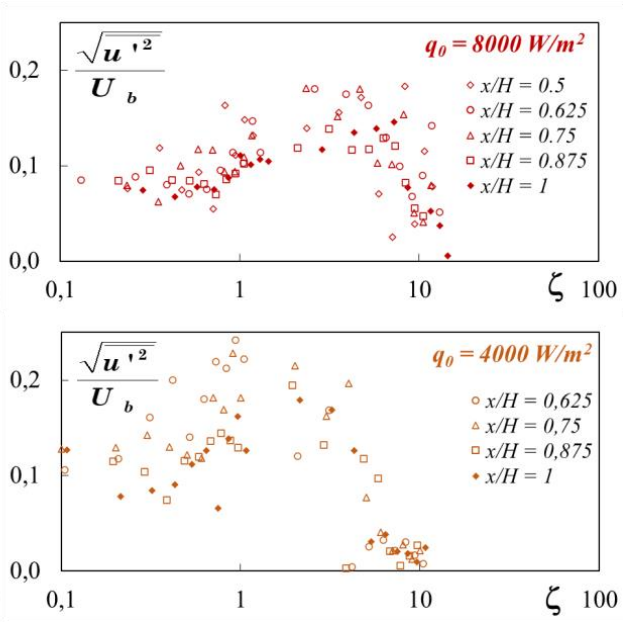


Figure 8 : *Intensité turbulente dynamique.*

Les profils du flux thermique turbulent réduit sont particulièrement intéressants et caractéristiques de la transition turbulente à haut flux thermique. Ils montrent (Fig. 9) que le flux thermique turbulent structure la couche limite, de la région $\zeta < 1$ (sous-couche interne) où il est négatif et détruit l'énergie cinétique turbulente par les poussées d'Archimède puissantes (terme $G_\kappa < 0$) en la transférant à l'écoulement moyen (forte accélération dans la sous-couche motrice), à la région $\zeta > 1$) où il est positif et produit de l'énergie cinétique turbulente dissipée en micro-tourbillons qui conduisent à la décélération de l'écoulement dans la partie externe de la sous-couche inertielle jusqu'au pic de vitesse puis à la baisse de vitesse dans la sous-couche externe. Ces résultats confirment les résultats des simulations numériques récentes (Reynolds Stress-Model, Algebraic Stress Model, Direct Numerical Simulation) [1][10][11].

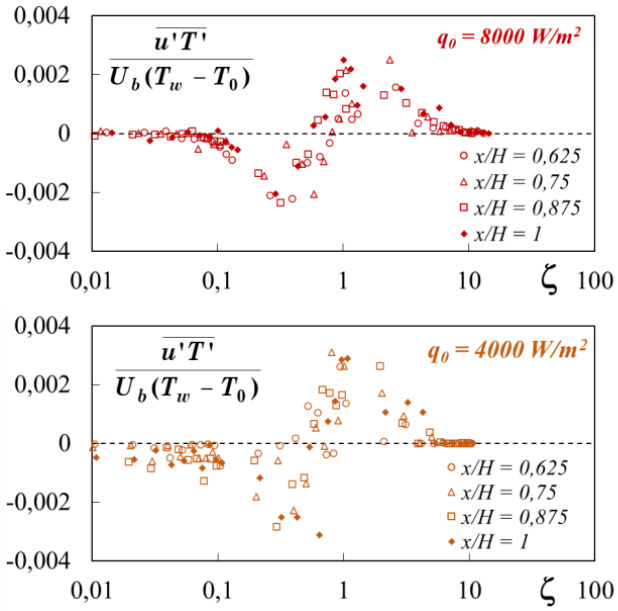


Figure 9 : *Flux de chaleur turbulent*.

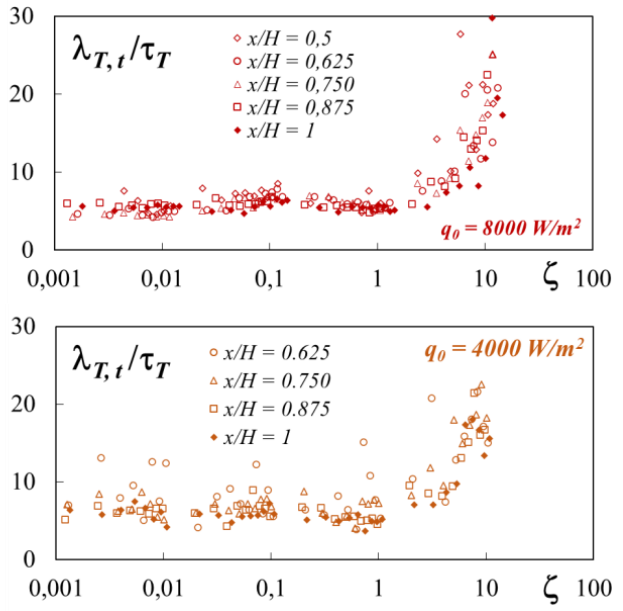


Figure 10 : *Micro-échelle temporelle turb. therm.*

La micro-échelle temporelle de Taylor $\lambda_{T,t}$ (Fig. 10), temps caractéristique de décohérence des tourbillons thermiques de la fonction d'autocorrélation $R_T(t)$ (Eq. 19a), est homogène dans toute la sous-couche thermo-visqueuse au temps caractéristique de destruction d'énergie cinétique turbulente par diffusion thermique τ_T obtenu par analyse dimensionnelle (Eq. 19b) :

$$(a)\ R_T(t) \approx 1 - \frac{t^2}{\lambda_{T,t}^2} \Leftrightarrow \lambda_{T,t} = \left(\frac{-1}{2} \left(\frac{d^2 R_T}{dt^2} \right)_0 \right)^{-1/2} \text{ et } (b)\ \tau_T = \left(\frac{a}{\left(g\beta\Delta T \right)^2} \right)^{1/3} \text{ avec } \lambda_{T,t} \approx 6\,\tau_T\,. \quad (19)$$

5. Conclusion

Les données obtenues en couche limite en transition turbulente sur parois verticales à flux thermique élevé, analysées par méthode thermo-anémométrique SWICTA, mettent en évidence le rôle essentiel des micro-échelles turbulentes dans la formation très rapide de structures moyennes et turbulentes caractéristiques, cohérentes avec les simulations numériques publiées dans la littérature. Le caractère ponctuel de la sonde à deux micro-thermocouples permet d'obtenir simultanément avec précision toutes les grandeurs moyennes et turbulentes en chaque point dans toute la couche limite, y compris les flux thermiques turbulents difficiles à mesurer.

Cette méthode thermo-anémométrique pourrait par conséquent être mise en œuvre pour explorer tout type d'écoulement instationnaire anisotherme de la température ambiante aux températures élevées de l'ordre de 1000°C en utilisant des sondes à micro-thermocouples multiples.

Références

[1] J. Ke, N. Williamson, S.W. Armfield, A. Komiya, The turbulence development of a vertical natural convection boundary layer, *J. Fluid Mech*. 964 (2023) A24.

[2] F. Dehoux, S. Benhamadouche, R. Manceau, An elliptic blending differential flux model for natural, mixed and forced convection, *Int. J. Heat Fluid Flow* 63 (2017) 190-204.

[3] T. de Larochelambert, G. Prado, Thermoanémométrie corrélative en convection naturelle, *IV^e Colloque Inter-universitaire Franco-Québécois* (Montréal, Québec, 25-27 mai 1999), 17-22.

[4] M.Z. Abedin, T. Tsuji, N-H. Kim, Higher-order and length-scale statistics of velocity and temperature fluctuations in turbulent boundary layer along a heated vertical flat plate, *Int. J. Heat Fluid Flow* 65 (2017) 252-265.

[5] M.Z. Abedin, T. Tsuji, Y. Hattori, Direct numerical simulation for a time-developing combined-convection boundary layer along a vertical flat plate, International Journal of Heat and Mass Transfer 53 (2010) 2113-2122.

[6] R.A.W.M. Henkes, C.J. Hoogendoorn, Numerical determination of wall functions for the turbulent natural convection boundary layer, *Int. J. Heat Mass Transfer* 33 (1990) 1087-1097.

[7] V.S. Arpaci, *Microscales of turbulence*, Gordon & Breach Science Publishers, Amsterdam (1997).

[8] W.K. George Jr, S.P. Capp, A theory for natural convection turbulent boundary layers next to heated vertical surfaces, *Int. J. Heat Mass Transfer* 22 (1979) 813-826.

[9] T. Tsuji, Y. Nagano, Characteristics of a turbulent natural convection boundary layer along a vertical flat plate, *Int. J. Heat Mass Transfer* 31 (1988) 1723-1734.

[10] M.Z. Abedin, T. Tsuji, Y. Hattori, Direct numerical simulation for a time-developing natural-convection boundary layer along a vertical flat plate, *Int. J. Heat Mass Transfer* 52 (2009) 4525-34.

[11] T.W.J. Peeters, R.A.W.M. Henkes, The Reynolds-stress model of turbulence applied to the natural-convection boundary layer along a heated vertical plate, *Int. J. Heat Mass Transfer* 35 (1992) 403-420.

Comportement thermique et efficacité de collecte de la rosée d'un condenseur incliné dans des conditions de vent variable

Heat behavior and dew collection efficiency of tilted condenser in varying winds conditions

Laurent ROYON[1*], Marc MUSELLI[2,4], Sylvain LEFAVRAIS[2,3], Daniel BEYSENS[2,3]

[1] Laboratoire des Energies de Demain, 75013 Paris
[2] OPUR, 75016 Paris France
[3] Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes, 75005 Paris
[4] Università di Corsica Pasquale Paoli, 20250 Corté
[*](Corresponding author: laurent.royon@lu-paris.fr)

Résumé - Cette étude examine le comportement thermique et la collecte d'eau d'un condenseur de rosée incliné à 30° en fonction de l'orientation du vent. Le rendement dépend fortement de l'orientation du vent : les vents qui arrivent en face avant du condenseur favorisent le refroidissement et la condensation par rapport à des vents venant de l'arrière. Ce comportement peut être attribué à la présence de convection naturelle, dans laquelle l'air refroidi au niveau de la surface de condensation descend et s'oppose à l'écoulement forcé ascendant.

Abstract - This study examines the thermal behavior and water collection performance of a dew condenser tilted at 30° as a function of wind orientation. The yield strongly depends on wind direction: winds striking the front face of the condenser enhance cooling and condensation compared to winds coming from the rear. This behavior can be attributed to the presence of natural convection, in which air cooled at the condensing surface descends and opposes the upward forced flow.

Nomenclature (11 pt, 2 columns)

T	température, °C
Dir	direction du vent (°)
RH	taux d'humidité (%)
S	surface d'échange, m^2
h	eau collectée par m^2 en mm ($L \cdot m^{-2}$)
x, x'	coordinée cartésienne (m)
U_z	vitesse à la hauteur z (ms^{-1})
Symboles grecs	
θ	angle d'inclinaison du condenseur
φ	angle de direction du vent
Indices et exposants	
a	air
d	point de rosée
p	condenseur plan
ref	condenseur de référence
β,γ	pente
w	essuyage au levée du jour
w'	sans essuyage au levée du jour

1. Introduction

La pénurie d'eau douce, aggravée par la croissance démographique et le changement climatique, stimule l'intérêt pour la récupération passive de l'eau atmosphérique par refroidissement radiatif. Bien que la physique de la rosée soit connue, sa collecte reste difficile, les rendements théoriques (≈ 3,5 $L \cdot m^{-2}$/j) dépassant largement les rendements observés (≈ 0,6

L·m^{-2}/j). L'optimisation des matériaux et de la géométrie des condenseurs peut améliorer significativement les performances ainsi que le positionnement du dispositif par rapport aux vents dominants.

Cette étude s'intéresse à l'orientation du vent sur les performances d'un condenseur plan incliné à 30° (Fig. 1). Basé sur des travaux expérimentaux et numériques[1], l'objectif est de définir l'orientation optimale qui induit un refroidissement et un rendement de rosée maximal. Les résultats sont comparés à ceux obtenus par un condenseur plan horizontal, constituant la référence.

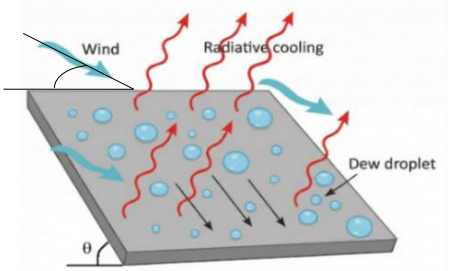


Figure 1: *Représentation schématique du condenseur incliné*

2. Site expérimental et matériel

2.1. Site expérimental

Le condenseur est installé sur un site de l'aéroport d'Ajaccio, en Corse (France). Le climat méditerranéen de type Csa (selon la classification de Köppen) se caractérise notamment par un grand nombre annuel de nuits claires, propices à la formation de rosée.

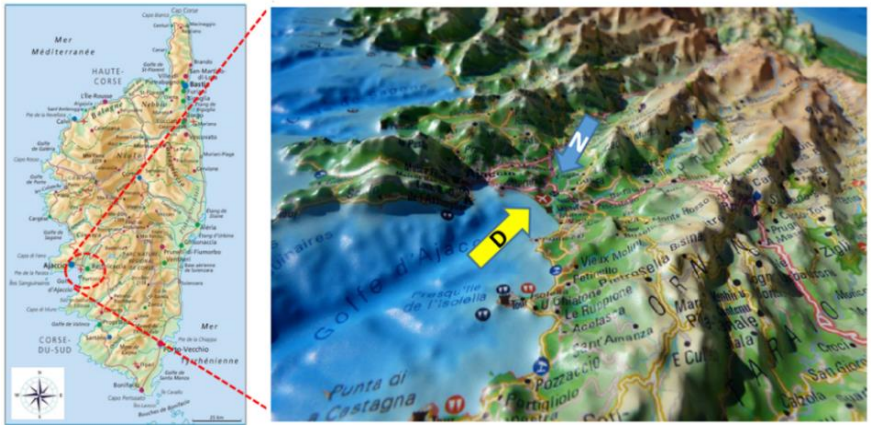


Figure 2: *Carte de la Corse et localization du site experimental de l'aéroport d'Ajaccio. La fléche jaune indique l'orientation du vent en période diurne (D, orientation SW), les flèches bleues le vent en période nocturne (N, orientation NE).*

En journée, une brise de mer arrive sur le condenseur sous une orientation à 220° (≈ SO), tandis qu'une brise nocturne presque symétrique venant à 55° (≈ NE) prédomine la nuit (table 1). Lors des épisodes de rosée, la vitesse moyenne du vent à 1 m au-dessus du sol est de 2,6 ± 0,8 m·s^{-1}.

2.2. Condenseurs de rosée

La Figure 3 présente une photographie du condenseur plan (P) incliné à 30° par rapport à l'horizontale installé à proximité d'un condenseur plan horizontal (Ref). La configuration en disque arrondi a fait l'objet d'une étude approfondie et nous avons récemment démontré qu'elle pouvait être considérée comme la norme pour la mesure de la rosée [2].

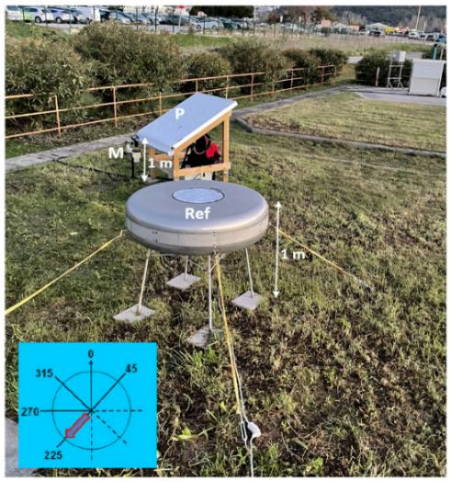


Figure 3: *Photographie du condenseur incliné à 30° (P, direction SW) et du condenseur horizontal. Légende de la rose des vents: direction du vent la nuit (flèche noire) et l'angle des orientations testées*

Le condenseur incliné à 30° est recouvert d'une feuille de LDPE de nature hydrophobe, de d'épaisseur 0,35mm [3], composée de microbilles de TiO_2 et de $BaSO_4$, présentant une émissivité élevée (0,96 dans la fenêtre atmosphérique) et un albédo élevé (0,76). En tenant compte de la moitié de la surface de la gouttière (0,182/2 m²), la surface totale de condensation est Sc = 1,032 ± 0,09 m².

La formation de rosée se produit principalement la nuit, lorsque le vent souffle généralement du nord-est (≈45°). La plupart des expériences ont donc été réalisées avec le condenseur orienté vers le NE (vent de face) et le SW (vent arrière). Des mesures supplémentaires ont été effectuées pour des orientations intermédiaires, en faisant pivoter le condenseur pas par pas de 45°. Les orientations 90°, 135° et 180° n'ont pas été testées car elles sont redondantes par symétrie.

Le condenseur de référence [2] est un disque en PMMA de 357 mm de diameter et d'épaisseur 2 mm. Son émissivité normale est de 0,95 et l'albédo de 0,074. Le disque est isolé sur sa face inférieure par 30 mm de polystyrène extrudé. Il est également entouré d'un carénage conçu pour maintenir un écoulement d'air laminaire uniforme au-dessus de la surface du disque.

3. Température

3.1. Mesure de température

Un enregistrement typique est présenté à la Fig. 4. Pendant la nuit, les températures en surface T_p et T_{ref} des condenseurs plan et de référence, respectivement, sont inférieures à la température de l'air T_a. T_d représente ici la température de rosée.

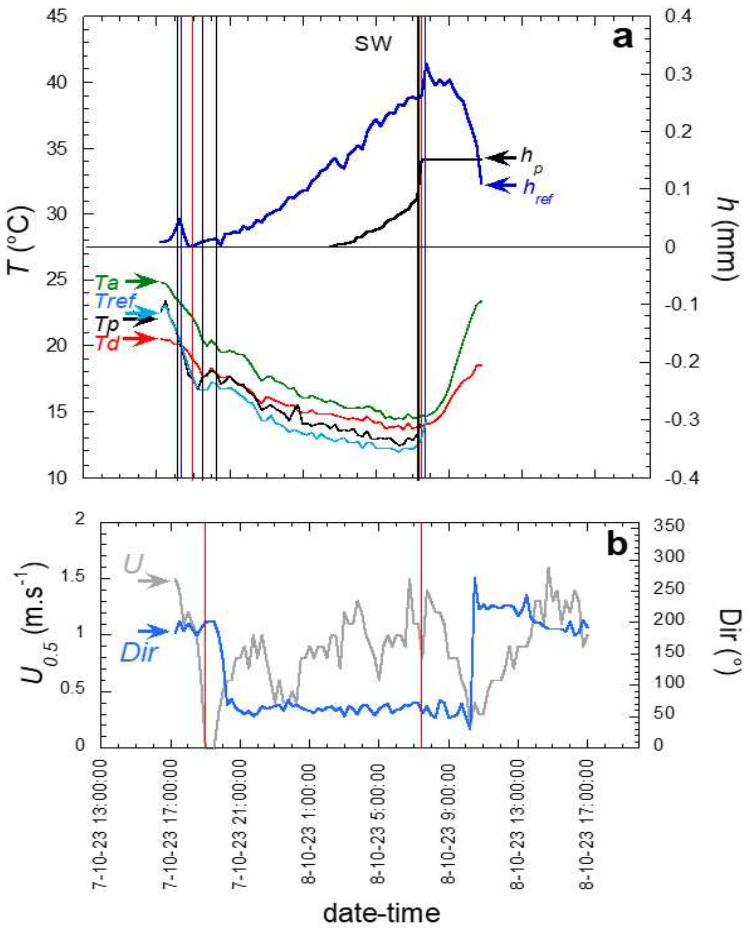


Figure 4: *Données typiques issues des condenseurs de référence et du plan (orienté à 225°). Nuit du 07-08/10/2023 SW. L'heure est en UT+2. (a) Variations de la température (axe de gauche) et du volume de rosée par unité de surface h (mm ; axe de droite). T_a : Température de l'air (courbe verte) ; T_d : Température du point de rosée (courbe rouge) ; T_p : Température du plan (courbe noire) ; T_{ref} : Température de référence (courbe bleu clair). T_p et T_{ref} sont mesurées par caméra infrarouge avec une correction de +1°C. Les lignes verticales bleues correspondent à $T_a = T_d$ et les lignes verticales noires à $T_p = T_d$. h_p (courbe noire) correspond à la rosée du plan, h_{ref} (courbe bleue) correspond à la rosée de la référence. L'augmentation verticale de h_p à 7:30 correspond à un essuyage manuel.*

3.2. Données météorologiques

La température de l'air T_a (°C), l'humidité relative *RH* (%), la vitesse du vent U (= $U_{0.5}$) (m·s^{-1}) et la direction du vent *Dir* (°) sont mesurées à une hauteur de 0,5 m à l'aide d'une station météorologique Froggit HE4000 présentant les caractéristiques suivantes : températures (-40 °C à 60 °C, résolution 0,1 °C), *RH* (10 % à 99 %, résolution 1 %), $U_{0.5}$ (0 à 50 m·s^{-1}, résolution 0,5 m·s^{-1}, vitesse de démarrage 0,3 m·s^{-1}), *Dir* (0 à 360°, largeur de classe 22,5°).

L'eau de rosée s'écoulant par gravité depuis la surface du condenseur P est mesurée par un pluviomètre électronique avec une plage de 0 à 9999 mm et une résolution de 0,3 mm pour une surface de 0,009503 m². En tenant compte de la surface du condenseur (1,032 m²), un facteur de (9,21 ± 0,07) × 10^{-3} doit être appliqué aux mesures du pluviomètre afin d'obtenir les données réelles du condenseur en mm. La plage du pluviomètre devient alors de 0 à 95 mm avec une résolution de 0,003 mm. Toutes les données sont enregistrées chaque minute.

3.3 Masses d'eau condensée

L'eau de rosée se formant sur le disque de référence est pesée toutes les 15 minutes alors que celle s'écoulant du condenseur plan est mesurée à l'aide du pluviomètre. Occasionnellement, la surface du condenseur est raclée le matin afin de comparer la rosée collectée par gravité avec la quantité totale condensée ; cette méthode indique une efficacité d'essuyage estimée à environ 99 %. Toutes les mesures d'eau de rosée sont exprimées en volume par unité de surface, soit h, en mm ($L \cdot m^{-2}$).

3.4 Température de surface infrarouge

Une caméra infrarouge (FLIR T420), fonctionnant dans la fenêtre atmosphérique de 7,5 à 13 µm, est utilisée pour cartographier la température de surface des condenseurs. Les mesures sont réalisées soit sur un seul condenseur, avec la caméra placée à 2,5 m de distance et à 1,7 m de hauteur, soit simultanément sur les deux condenseurs, à une distance de 2,2 m. Les images sont prises toutes les 15 minutes.

Pour compenser les effets liés à l''humidité atmosphérique, les données de température infrarouge T_{IR} sont corrigées en appliquant un décalage de température constant ΔTc, de sorte que les températures corrigées $T_{ref,p}$ correspondent à la température du point de rosée au début et à la fin de la période de condensation. Les valeurs de correction de température obtenues se situent dans l'intervalle ΔTc = 1 à 2 °C, avec une incertitude inférieure à 0,5 °C.

Afin de fournir une référence d'émissivité, un ruban adhésif noir en PVC (émissivité 0,97, épaisseur 0,15 mm) est appliqué sur les surfaces de condensation. En camera I.R., le scotch devient invisible dès que la surface devient humide car l'émissivité de l'eau [5] est proche de celle du ruban adhésif noir.

4. Résultats et discussion

4.1 Températures de surface

La figure 6 montre la température de surface à 6h00 pour différentes orientations condenseur–vent. La vitesse du vent U_1 à 1m de la surface du sol reste proche de $2 m \cdot s^{-1}$ et la rosée est bien présente. Bien que les ondulations de la feuille de LDPE puissent quelque peu compliquer l'interprétation, les images révèlent néanmoins des tendances claires.

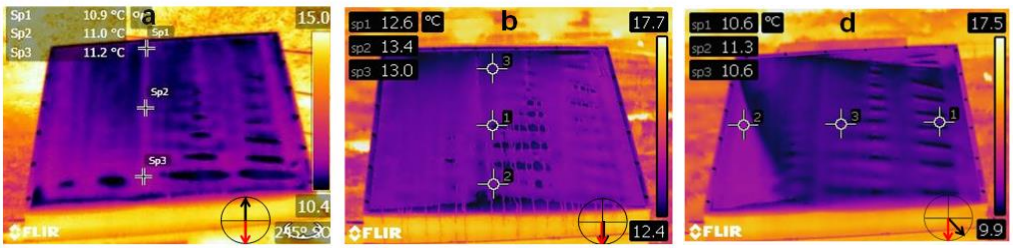


Figure 6**:** *Temperature de surface pour différentes orientations φ du vent. Orientation: flèche blanche orientation du condenseur, fléche noire direction du vent. (a) φ = 180°, 3/10/2023, 03:20, U_1 = 2.2 m.s^{-1}. (b) φ = 0°, 10/09/2023, 04:10, U_1 = 2 m.s^{-1}. (c) φ = 45°. 27/09/2023, 04:10, U_1 = 2.2 m.s^{-1}.*

4.1.1 Écoulement de l'air le long d'un axe de symétrie

Vent de face, φ = 180° (Fig. 6a). La température est presque uniforme dans la direction horizontale, à l'exception de certains effets de bord. Dans la direction verticale (axe x'), on observe un gradient de température. On se trouve dans une situation où la convection naturelle induite par les forces de flottabilité s'oppose à la convection forcée due au vent dominant. L'écoulement d'air descendant lié à la convection naturelle contrebalance l'écoulement forcé ascendant, ce qui réduit la vitesse de l'air et accentue ainsi le refroidissement (Fig. 7).

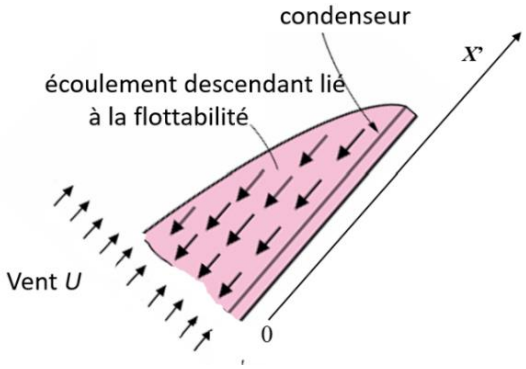


Figure 7 : *Représentation schématique du mouvement de l'air en surface du condenseur incliné*

Par conséquent, le mouvement de convectif naturelle descendant accentue le refroidissement radiatif ce qui se traduit par une température de la surface qui diminue lorsque x' augmente, comme observé expérimentalement (Fig. 6a). Cette configuration de vent de face correspond donc à un taux de condensation plus élevé.

Vent arrière, φ = 0° (voir Fig. 6b). Le champ de température est plus uniforme que lorsque l'écoulement de l'air est dirigé vers l'avant. Selon la simulation numérique développée dans[4], la ligne de courant proche de la surface illustrée en Fig. 8 révèle une couche limite thermique qui s'épaissit avec x', conduisant à une réduction du transfert de chaleur et à un gradient de température similaire à celui observé dans le cas où l'écoulement d'air est dirigé vers l'avant. Cependant, la contribution de la convection naturelle est probablement plus faible ici, ce qui entraîne un transfert de chaleur global plus élevé que dans la configuration précédente.

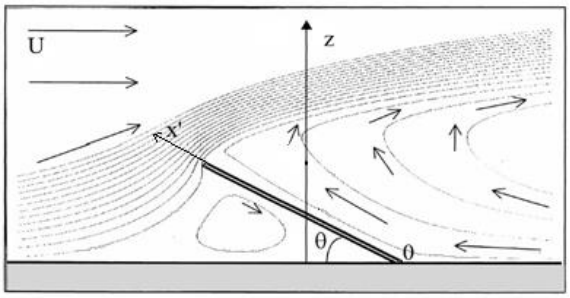


Figure 8: *Lignes de courant obtenues à partir d'un écoulement d'air se déplaçant à rebours le long d'un plan de 1,2 m de long et de 10 mm d'épaisseur, incliné d'un angle θ = 30° par rapport à l'horizontale. La vitesse du vent est de 10 m·s⁻¹. adapté de [4], avec autorisation.*

4.1.2 Écoulement de l'air ne s'écoulant pas le long d'un axe de symétrie.

Vent arrière de quart, φ = 45° (Fig. 6c). Sans surprise, les régions à partir du coin supérieur gauche présentent deux zones chaudes et une région centrale plus froide, correspondant à une zone protégée du vent.

Concernant le vent de quart avant (φ = 135°, non montré ici), on observe, comme dans la configuration à 45°, un fort gradient thermique orienté horizontalement. Pour un vent de travers (φ = 90°, non montré), l'écoulement est tangentiel avec un gradient de gauche à droite.

4.2 Taux de condensation.

La figure 9 montre le rendement en rosée du condenseur non essuyée $h_{w'}$ (en volume par unité de surface) par rapport au rendement total du condenseur essuyé h_w. Deux configurations sont considérées : (i) lorsque le plan est orienté face au vent NE et (ii) lorsque le plan est orienté dos au vent SW. On observe une relation linéaire entre ces deux variables avec une pente de 0.98 ± 0.04 pour un vent de face avant et 1.01 ± 0.07 pour un vent de face arrière.

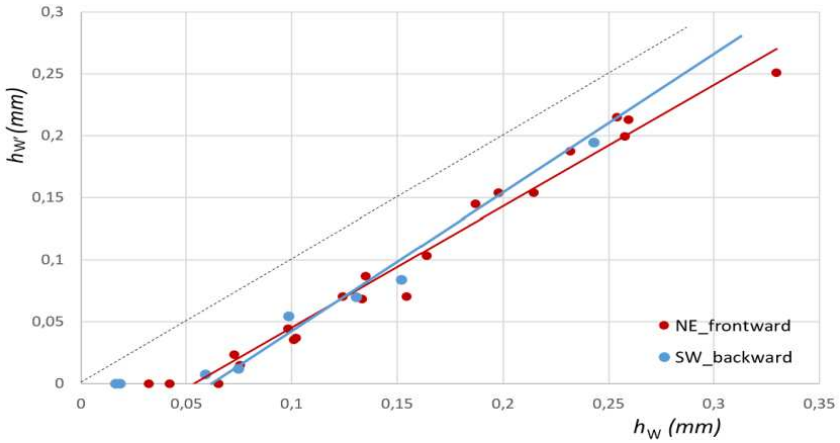


Figure 9 *Correlation entre (h_w) and ($h_{w'}$) pour un vent de face(en rouge) et un vent arrière (en bleu). La ligne pointillé est la droite de pente 1.*

Maintenant, si l'on compare ces données avec celles du condenseur de référence, on oberve une relation de proportionnalité linéaire de la forme :

$$h_w = \beta_\varphi h_{ref} \tag{1}$$

On constate que pour un vent de face (φ = 180°), la pente $\beta_{(180°)}$ = 0,70 ± 0,03, et pour un vent arrière (φ = 0°), la pente $\beta_{(0°)}$ = 0,52 ± 0,06. Les rendements de rosée sont donc plus faibles pour les condenseurs plans inclinés par rapport au condenseur de référence horizontal, d'environ 30 % (vent de face) ou près de 50 % (vent arrière). De plus, la configuration avec vent arrière donne des rendements 26 % plus faibles que la configuration avec vent de face.

Bien que les autres angles disposent d'un nombre limité de données, il est intéressant de représenter le rapport β_φ=(h_w/h_{ref}) en fonction de φ sur la Fig. 10. Les angles de 45° et 90° donnent les rendements les plus faibles, en lien avec les forts gradients de température observés sur la surface de condensation pour ces angles.

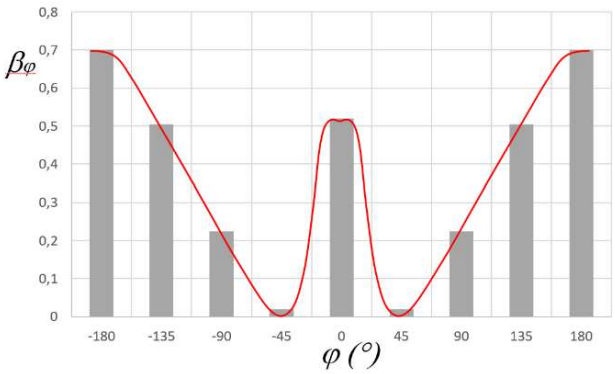


Figure 10 : *Rapport $\beta_\varphi=(h_w/h_{ref})$ en fonction de φ*

5. Conclusion

Les résultats de cette étude expérimentale montrent que l'orientation des condenseurs plans inclinés à 30° a un effet significatif à la fois sur le refroidissement radiatif et sur les échanges convectifs de chaleur avec l'air ambiant. Un résultat majeur est que le rendement en rosée est maximal dans la configuration de vent de face par rapport aux autres configurations. Ce comportement peut être attribué à la présence de convection naturelle, dans laquelle l'air refroidi au niveau de la surface de condensation descend et s'oppose à l'écoulement forcé ascendant. En conséquence, la vitesse nette de l'écoulement d'air est réduite, ce qui entraîne une diminution du transfert de chaleur convectif. Ces résultats confirment et prolongent les mesures antérieures rapportées par Beysens et al. [6], Kidron [7] et Sharan et al. [8].

Du point de vue de la conception, ces résultats devraient contribuer au développement de futurs condenseurs. En particulier, pour des configurations planes, orienter la surface face au vent nocturne dominant est susceptible de maximiser l'efficacité de collecte de la rosée.

Références

[1] M. Muselli, S. Lefavrais, L. Royon, P. Florès, D. Beysens, Heat transfer mechanisms governing the performance of tilted planar dew condensers. *International Journal of Thermal Sciences*, (2026) 110493.

[2] D. Beysens, S. Lefavrais, M. Muselli, P. Rébillout, L. Royon, A standard for dew measurement, *Journal of Hydrology*, Vol.661, Part A, (2025) 133527.

[3] OPUR, 2025. https://www.opur.cloud/index.php/condensers-for-sale/

[4] Howell, J.C., Yizhaq, T., Drechsler, N., Zamir, Y., Beysens, D. and Shaw, J.A., Generalized nighttime radiative deficits. *Journal of Hydrology*, 603, (2021) 126971.

[5] Trosseille, J., Mongruel, A., Royon, L. and Beysens, D., Effective substrate emissivity during dew water condensation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 183, (2022) 122078.

[6] D. Beysens, I. Milimouk, I., V. Nikolayev, M. Muselli, M., J. Marcillat, Using radiative cooling to condense atmospheric vapor: A study to improve water yield. *Journal of Hydrology*, 276, (2003), 1–11.

[7] G.J. Kidron, Angle and aspect dependent dew and fog precipitation in the Negev desert. *Journal of Hydrology,* 301, (2005), 66-74.

[8] G. Sharan, O. Clus, S. Singh, M. Muselli, D. Beysens, A very large dew and rain ridge collector in the Kutch area (Gujarat, India), *Journal of hydrology*, 405, (2011), 171-181.

Study of the risk of damage to buried networks and equipment during vegetation fires

Idir KHALDI[1*], Lucas TERREI[1], Anthony COLLIN[1]

[1]Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, Nancy, F-54000, France
[*](Corresponding author: idir.khaldi@univ-lorraine.fr)

Abstract - Wildland fires impose thermal loads that can affect the subsurface, including thermoplastic networks (PVC/HDPE) and locally, historical munitions. The objective is to assess heat propagation in soil exposed to radiative heat fluxes representative of a flame front and to estimate the depths at which critical thresholds are reached: 60 °C for networks and 120 °C for munitions. Two complementary experimental campaigns were carried out to measure the heat flux densities received at ground level and then to measure thermal diffusion with depth. The results show that these thresholds can be exceeded within the first centimeters of soil. In the most severe case (50 kW.m^{-2}), the 120 °C threshold is reached down to a depth of 3 cm.

1. Introduction

Wildfires represent a growing threat to many countries around the world and particularly in France [1]. Their intensification is directly linked to climate change and actively contributes to the increase in the greenhouse effect [2]. This phenomenon is becoming all the more alarming as it now affects the wildland-urban interface. Significant issues also lie in the subsoil of land exposed to these fires. Many underground infrastructures are made of polyvinyl chloride (PVC) and/or high-density polyethylene (HDPE), whose critical operating threshold is 60 °C. Any damage could have significant repercussions for the safety of residents and the continuity of public services. Furthermore, certain regions of France were heavily exposed to the last two world wars. There are still more than 350 million war munitions buried in the ground, which can pose a mortal danger to people. A temperature of 120 °C is considered a critical threshold for these munitions. Despite their burial, the risks remain significant, as intense heatwaves can spread through the ground and trigger the munitions. Regarding depth, estimates vary: small munitions are between 10 and 30 cm deep, while bombs can be buried between 2 and 10 m deep, according to the Directorate of Memory, Culture and Archives. However, this burial is not permanent. Under the combined action of freeze/thaw cycles (cryoturbation) and the ”Brazil nut” effect (upward migration by granular segregation), these munitions undergo a slow vertical migration that inexorably pushes them to resurface over time.

Much experimental work has been devoted to the study of the thermal conditions that can be generated by a wildfire. The main measurements are temperatures and received heat fluxes, but these are often related to the flame front propagation rather than to ground level. For instance, Silvani and Morandini have highlighted heat fluxes ranging from 25 to 51 kW·m^{-2} (radiative) and from 40 to 112 kW·m^{-2} (total), depending on the type of vegetation [3]. Frankman *et al.* showed that the maximum values of radiative fluxes depend on the type of fire: 18 to 115 kW·m^{-2} for surface fires, up to 132 kW·m^{-2} for brush fires and up to 300 kW·m^{-2} for crown fires [4]. Residence times generally range from 10 to 40 seconds, but often exceed 40 seconds in the case of brush fires. For comparison, Mueller *et al.* reported that surface fires reached 32 kW·m^{-2}, while crown fires were measured at a maximum of 52 kW·m^{-2} [5]. Radiation is the dominant mode of transfer in the preheating zone, whereas convection becomes

more significant in the combustion zone. The authors emphasize the importance of correcting for uncertainties in the measurement method when characterizing wildfire intensity and scale.

Other research focuses particularly on the thermal constraints imposed by fire and the mechanisms of heat propagation in the ground. Busse *et al.* investigated soil heating during the burning of slash and wood piles and K-type thermocouples were placed at different depths in the soil [6]. The results showed that wood piles generate temperatures reaching 225–314 °C at 5–10 cm depth, with a heating time of over 20 h. Conversely, slash piles generally do not exceed 200 °C at 5 cm and 100 °C at 10 cm, which limits their effect on the soil. The study concludes that the pile size is not a reliable indicator of the risk of extreme heating, but it is mainly the proportion of large wood that determines the thermal impact. Richter numerically studied heat transfers in the ground and their impact on PVC and HDPE pipes with a maximum operating temperature of 60 °C [7]. The results showed that burial depth was the most determining factor. Thus, for a surface temperature of 600 °C maintained for 4 h, the threshold of 60 °C was reached up to 0.41 m depth; and for 900 °C over the same duration, up to 0.45 m, close to the recommended depth of 0.46 m. Janssens developed a calculation method to predict temperature profiles in soil exposed to the heat of a forest fire and to assess its effect on buried thermoplastic pipes [8]. The aim was to determine the probability that a fire would raise the surface temperature of a pipe buried 0.3 m deep above 60 °C. The method highlights the significant impact of considering water evaporation. While Richter estimated the probability of exceeding 60 °C at a depth of 0.3 m at 17% [7]. Janssens shows on the contrary that this probability becomes zero, even for intense and prolonged fires [8]. Rein *et al.* investigated the effects of peatland smouldering on forest soils [9]. Laboratory experiments were conducted on boreal peat samples ($100 \times 100 \times 50$ mm^3) subjected to an external ignition source, with temperature monitoring. The results showed that humidity controls ignition and temperature reaching 500–600 °C for over 20 minutes in some cases. These conditions are sufficient to sterilize the soil and cause irreversible transformations.

The literature shows that vegetation fires generate intense thermal stresses that can alter the thermal dynamics of soils. However, the available results exhibit considerable variability, stemming from differences in methodology, experimental conditions and studied parameters (heat flux and exposure duration). New experimental investigations are therefore required to complement existing data and more accurately represent real fire conditions, by characterizing both the surface thermal load and the heat diffusion in depth.

2. Materials and Methods

2.1. Characterization of the heat flux densities received by the soil

The first experimental campaign is based on the use of a steel burn table (Figure 1) measuring 1.5×1.2 m^2, equipped with a metal mesh composed of square cells of 5 cm per side to ensure a homogeneous distribution of the fuel. The fuel used is wood shavings, whose characteristics (Table 1) are taken from the work of Marchand [10]. The wood shavings are kept in a closed and insulated storage room to limit significant variations in moisture and temperature. Based on the work of Laverdière and Thibaudeau, three fuel loads were selected for this study: 0.175, 0.575 and 0.875 kg.m^{-2} [11]. These values correspond respectively to a field with stubble, a field with crop residues and a field with standing crop. A total heat flux meter, cooled by water and placed in the center of the table, allows measuring the heat flux densities received at ground level. This central positioning avoids lateral heat losses. Since the flame front forms a U-shape, the heat flux meter captures the maximum thermal intensity there, which is representative of

the core of the fire. It is supplied by the Captec company and is based on the Seebeck effect. The heat flux meter is calibrated with a black body. In parallel, type K thermocouples with a diameter of 0.15 mm are placed every 20 cm along the table. They make it possible to evaluate the rate of spread of the flame front as well as the residence time. Each load was tested three times to ensure repeatability. Ignition is carried out using a blowtorch, moving across the wood shaving bed from one end to the other in order to create a regular flame front.

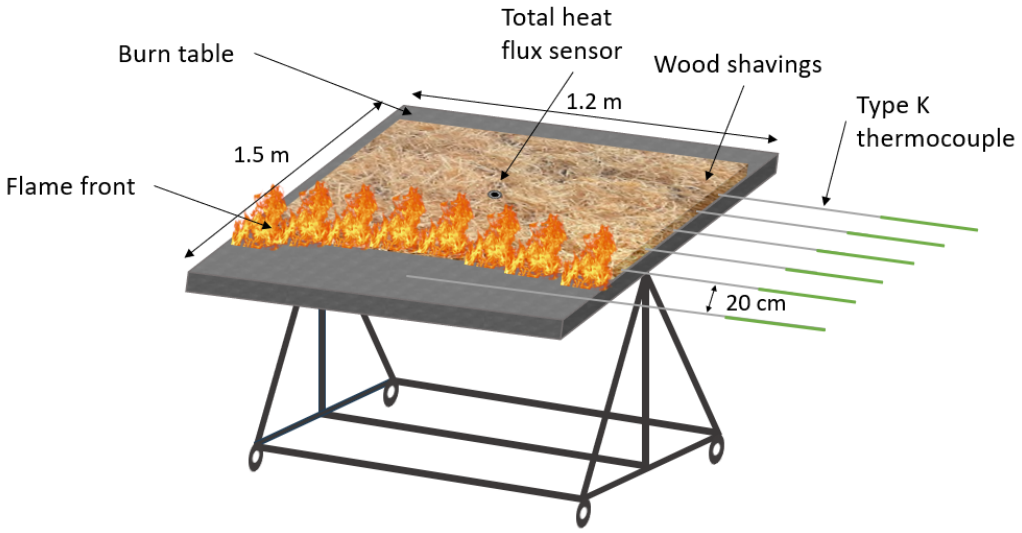


Figure 1: Schematic of the experimental setup on theburning table.

Table 1: Mean characteristics of the wood shavings.

Length (mm)	Width (mm)	Thickness (mm)	Density (kg.m^{-3})	Moisture (%)
89.1	1.96	0.16	519	12

2.2. Characterization of critical depths

The second experimental campaign aims to analyze thermal propagation in depth under controlled radiative fluxes. In order to ensure the repeatability of the tests, each heat flux density is tested three times. The precise control of the imposed heat flux densities is achieved using a propane-fueled radiant panel measuring 50 $\times$ 50 cm^2. The imposed heat flux was determined by a prior calibration, linking the panel-to-soil distance to the heat flux measured by a heat flux meter. The surface area of the panel (50 $\times$ 50 cm^2) is smaller than that of the tank (64 $\times$ 64 cm^2). The distribution of the radiation is therefore heterogeneous on the surface, but the in-depth temperature measurement is performed in the center, at the location of the incident heat flux measurement. It is therefore considered that this measurement is relatively unaffected by edge effects. An exposure duration of 12 minutes was adopted, which is consistent with the average residence times observed in the field for fires at a single location and the operational safety margins of firefighters. The setup (Figure 2) consists of a steel tank measuring 64 $\times$ 64 $\times$ 58 cm^3 filled with dry sand (0.04% moisture), selected because it represents an inert material. This sand has a density of $\rho = 2650$ kg.m^{-3} and an effective thermal conductivity of $\lambda = 0.245$ W.m^{-1}.K^{-1}. The instrumentation consists of ten K-type thermocouples with a diameter of 0.15 mm, inserted every centimeter down to a depth of 10 cm through a perforated lateral structure.

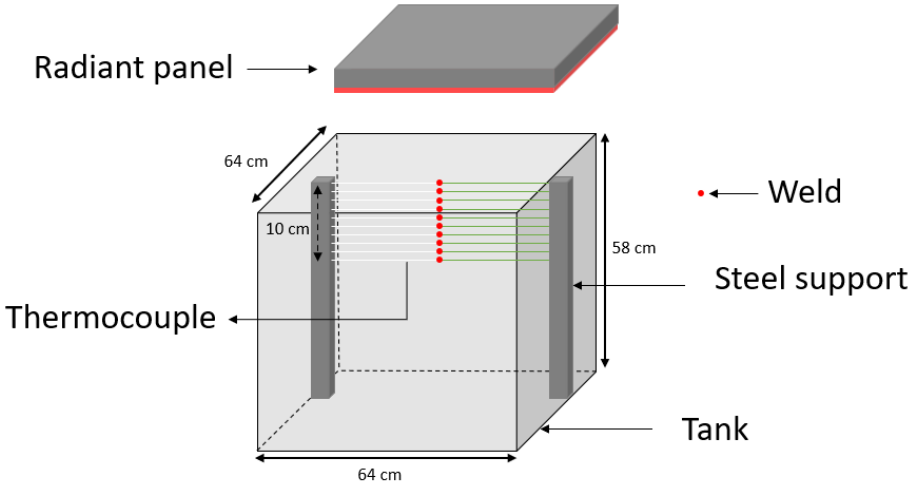


Figure 2: Schematic of the experimental setup.

To account for the variations in initial conditions related to the cooling of the tank (1 h 48), the results are analyzed using the temperature variation:

$$\Delta T(x,t) = T(x,t) - T(x,0) \tag{1}$$

where $T(x,t)$ corresponds to the temperature measured at depth x and time t and $T(x,0)$ to the initial temperature at the same depth.

3. Results

3.1. Heat flux densities, rate of spread and residence time

The mean values of the measured heat flux densities φ, rates of spread ROS and residence times t_r are presented in Table 2.

Table 2: Summary of the measurements on the burn table (mean $\pm$ standard deviation).

Load	ROS	t_r	φ
(g.m^{-2})	(cm.s^{-1})	(s)	(kW.m^{-2})
175	1.03 ± 0.10	80 ± 6	20.95 ± 2.14
575	1.66 ± 0.10	54 ± 7	39.82 ± 3.44
875	1.34 ± 0.10	78 ± 4	45.24 ± 13.65

The rate of spread (ROS) increases with the fuel load, going from 1.03 cm.s^{-1} for 175 g.m^{-2} up to a plateau of 1.66 cm.s^{-1} for 575 g.m^{-2} and then slightly decreases as the load continues to grow to 1.34 cm.s^{-1} for 875 g.m^{-2}. This behavior can be explained by the physics of fire propagation. At low fuel loads, the amount of available material is limited, the flame front releases little energy and heat transfer to the unburned fuel remains modest, which slows down propagation. As the fuel load increases, the energy released by combustion also rises, the flames become taller and more radiant, promoting rapid heating of the fuel ahead of the front and thus accelerating the rate of spread. However, beyond a certain threshold, the thickness of the fuel bed becomes too great, oxygen supply is limited in depth, combustion becomes heterogeneous

and the flame tends to develop vertically rather than horizontally. This non-linear evolution is consistent with the findings of Rothermel [12].

The obtained residence times (duration during which the studied surface is exposed to the flame front) are approximately one minute. These orders of magnitude are consistent with the residence times reported in the literature for vegetation fires, notably by [4, 5].

A clear increase in received heat flux density is observed between 175 g.m^{-2} and 575 g.m^{-2}, while at the highest load (875 g.m^{-2}), the flux density tends to plateau around 45 kW.m^{-2}. This saturation can be explained by an imbalance between the available fuel mass and the combustion conditions. Thus, increasing the fuel load globally enhances the released heat flux density, but only up to a certain threshold beyond which combustion becomes less efficient. Table 2 highlights a higher standard deviation for the 875 g.m^{-2} load. This variability reflects a heterogeneous combustion due to this configuration: the significant thickness of the wood shaving bed (approximately 20 cm) limits the oxygen supply in the lower layers and generates tall flames, causing strong fluctuations in thermal radiation. The maximum value obtained ($\sim$ 50 kW.m^{-2}) lies within the range reported in the literature for surface vegetation fires, which supports the relevance of the experiments [3, 4]. The uncertainty due to the aging of the heat flux meter was taken into account by checking the sensor's calibration after each test, thereby ensuring that no alteration of its initial calibration falsifies the measurements.

These results lead to the selection of three representative heat flux density levels for the remainder of the study: 20 kW.m^{-2}, 40 kW.m^{-2} and 50 kW.m^{-2}. These values correspond to realistic and adverse scenarios for buried networks and will serve as the basis for the thermal propagation experiments in the soil.

3.2. Temperature in the soil

Figures 3 and 4 show the in-depth temperatures according to the applied heat flux. The red line indicates the point at which the radiant panel is turned off and the two dashed lines the criteria at 60 °C and 120 °C.

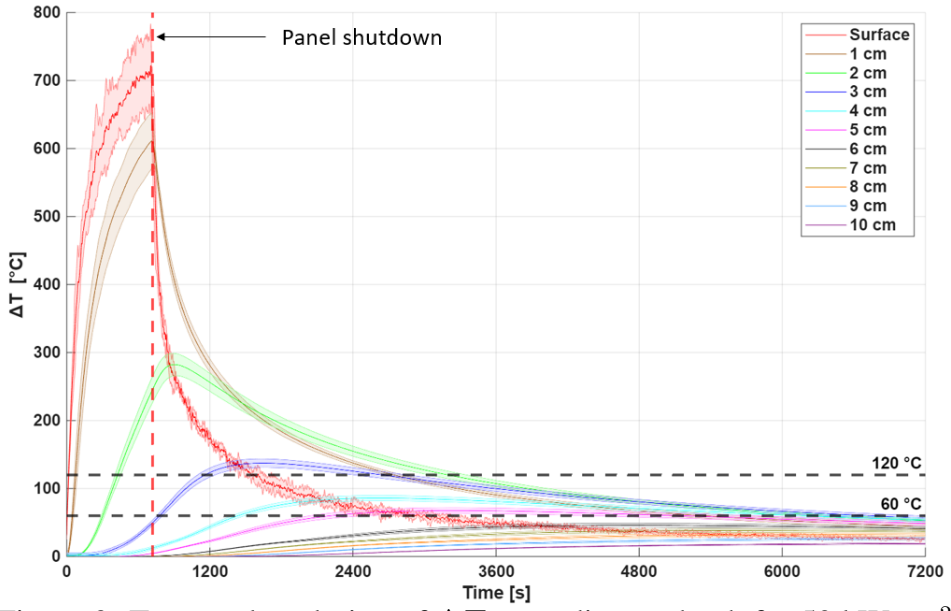


Figure 3: Temporal evolution of ΔT according to depth for 50 kW.m^{-2}.

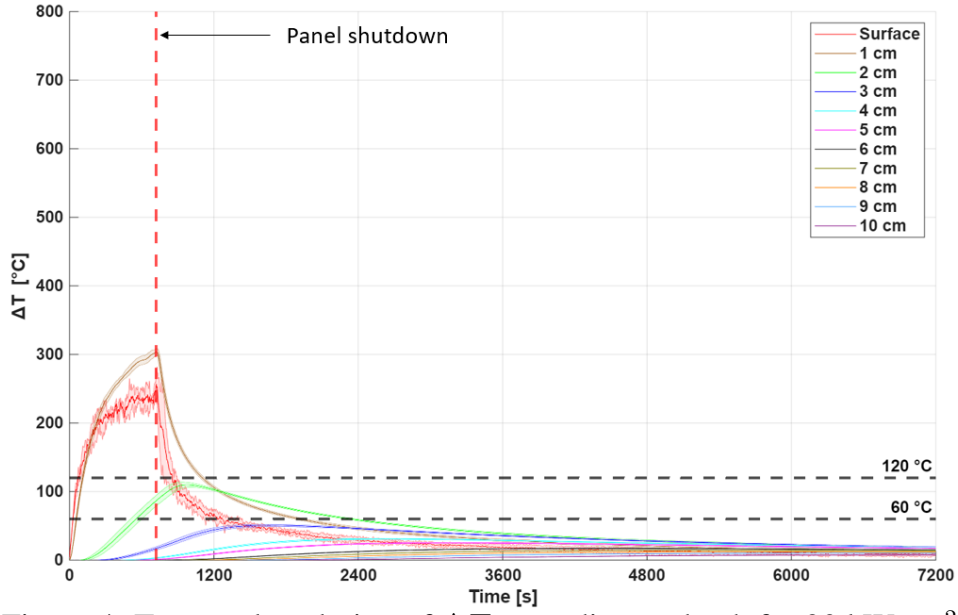


Figure 4: Temporal evolution of ΔT according to depth for 20 kW.m^{-2}.

At 50 kW.m^{-2}, the surface temperature rises very rapidly during the heating phase, reaching an average maximum of 722 °C. Heating is particularly pronounced in the first two centimeters of soil, then the attenuation becomes noticeable with depth. The critical threshold of 60 °C is exceeded only in the first five centimeters, while the threshold of 120 °C is only reached in the first three centimeters. Once the panel is no longer powered, the surface cools immediately, while the deeper layers continue to heat up by conduction. The 60 °C threshold is exceeded at a depth of 1 to 3 cm until the end of the test, while the 120 °C threshold remains exceeded for approximately 40 minutes after shutdown in the same area. After two hours of testing, the ground temperature stabilizes between 20 °C (at 10 cm) and 60 °C (at 3 cm) depending on the depth.

For 20 kW.m^{-2}, the maximum surface temperature is approximately 256 °C, while at a depth of 1 cm it rises to 298 °C, reflecting heat storage. This phenomenon is due to the fact that the surface cools faster through convection, while heat remains trapped at depth. The critical threshold of 60 °C is only exceeded in the first two centimeters, while the threshold of 120 °C is only exceeded in the very first centimeter. When the panel's power supply is interrupted, the surface and the 1 cm layer cool down immediately, while heat continues to diffuse to the deeper layers. The 60 °C threshold is exceeded for around thirty minutes after shutdown, while the 120 °C threshold is only exceeded for about ten minutes. After two hours of testing, the ground temperature stabilizes between 18 °C at a depth of 3 cm and 8 °C at a depth of 10 cm.

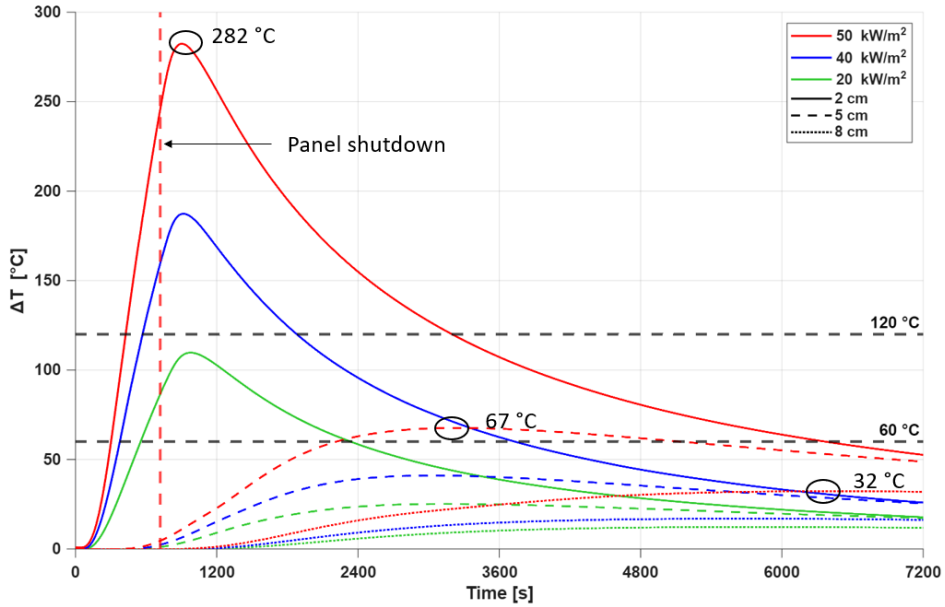


Figure 5: Evolution of ΔT for 20, 40 and 50 kW.m^{-2} at depths of 2, 5 and 8 cm.

The simultaneous representation of the three heat flux densities (20, 40 and 50 kW.m^{-2}) at depths of 2, 5 and 8 cm in Figure 5 highlights the coupled effect of flux intensity and depth. It clearly appears that the higher the imposed heat flux density, the greater the temperature rise. However, increasing depth significantly attenuates this heating, regardless of the applied flux density. When comparing the maximum temperature variation for 50 kW.m^{-2} between 2 and 5 cm, the reduction reaches about 76% and nearly 89% between 2 and 8 cm. This overall comparison thus illustrates the protective role of depth against surface thermal loads and confirms that the severity of the phenomenon decreases markedly with increasing soil depth.

Under the most severe condition (50 kW.m^{-2}), thermal risks become negligible beyond 6 cm and disappear above 10 cm, confirming the strong attenuation capacity of soil and the critical role of the near-surface layer (0–5 cm). It should be emphasized that the studied soil, composed of dry sand, is an inert medium with good insulating properties. Further tests on more representative, possibly reactive natural soils (clayey, loamy, peat and lignite) and/or moist or not, are required to confirm and generalize these observations.

4. Conclusion

This study has provided new insights into the impact of wildland fires on soils and on the buried infrastructures or objects they may contain. Two complementary experimental campaigns were conducted: the first on a burn table, to measure the released heat flux densities and the second in an instrumented tank to analyze heat propagation in depth. The results showed that the critical thresholds identified for buried networks (60 °C) and for munitions (120 °C) can be exceeded within the top five centimeters of soil, particularly under high heat flux exposure (50 kW.m^{-2}). Thus, this work represents a first step toward a better assessment of the risk of degradation of underground networks and the accidental triggering of buried munitions during wildfires. Future perspectives include extending the experiments to more representative soil types (clayey, loamy or peat soils) and accounting for the effect of soil moisture.

Références

[1] INRAE, *Le dérèglement climatique attise les risques de feux de forêt en France*, août 2022.

[2] M. W. Jones, D. I. Kelley, C. A. Burton, S. H. Doerr, A. Arneth, *et al.*, *State of wildfires 2023–2024*, Earth System Science Data, 16(8) (2024) 3601–3623.

[3] X. Silvani, F. Morandini, Fire spread experiments in the field: temperature and heat fluxes measurements, *Fire Safety Journal*, 44(2) (2009) 279–285.

[4] D. Frankman, B. W. Webb, B. W. Butler, D. Jimenez, J. M. Forthofer, *et al.*, Measurements of convective and radiative heating in wildland fires, *International Journal of Wildland Fire*, 22(2) (2012) 157–167.

[5] E. V. Mueller, N. Skowronski, J. C. Thomas, K. Clark, M. R. Gallagher, *et al.*, Local measurements of wildland fire dynamics in a field-scale experiment, *Combustion and Flame*, 194 (2018) 452–463.

[6] M. D. Busse, C. J. Shestak, K. R. Hubbert, Soil heating during burning of forest slash piles and wood piles, *International Journal of Wildland Fire*, 22(6) (2013) 786–796.

[7] E. G. Richter, *Simulation of heat transfer through soil for the investigation of wildfire impacts on buried utilities*, Master's thesis, Oregon State University, 2021.

[8] M. L. Janssens, Predicting Temperature Profiles in Soil and the Effect of Heat Conduction on Buried Thermoplastic Pipes During a Wildfire, *Fire and Materials* (2025).

[9] G. Rein, N. Cleaver, C. Ashton, P. Pironi, J. L. Torero, The severity of smouldering peat fires and damage to the forest soil, *Catena*, 74(3) (2008) 304–309.

[10] A. Lhuillier-Marchand, *Propagation des feux de végétation : expérimentations à l'échelle du laboratoire et validation d'un propagateur*, Thèse de doctorat, Université de Lorraine, 2016. URL: `https://theses.hal.science/tel-01487015`.

[11] M. R. Laverdière, S. Thibaudeau, Pratiques culturales pour conserver le sol, dans *Conservation des sols argileux et sablonneux*, Québec, Canada, 1990, pp. 117–139 (15e Colloque de Génie rural).

[12] R. C. Rothermel, *A mathematical model for predicting fire spread in wildland fuels*, USDA Forest Service, Research Paper INT-115, 1972.

Mesure de la capacité thermique massique des métaux liquides par lévitation aérodynamique

Measurement of specific heat of liquid metals by aerodynamic levitation

Maelenn LE MENER[1*], Thomas PIERRE[1], Elodie COURTOIS[1], Coline BOURGES[1], Mickaël COURTOIS[1]

[1]IRDL, UMR CNRS 6027, Univ. Bretagne Sud, ENSTA, Institut Polytechnique de Paris, Bretagne INP, Univ. Brest, Lorient, France
[*](auteur correspondant : maelenn.le-mener@univ-ubs.fr)

Résumé - La capacité thermique massique du fer, du nickel et du zirconium liquides est mesurée avec un dispositif de lévitation aérodynamique. Le chauffage est assuré par un laser et un pyromètre trichromatique mesure la température et l'absorptivité à la longueur d'onde du laser. Deux étapes expérimentales à la même température sont comparées : un plateau de température et le refroidissement correspondant. Ces deux étapes permettent de déterminer les pertes thermiques (convecto-radiatives) et ainsi la capacité thermique massique en appliquant l'équation de la chaleur à la phase de refroidissement.

Abstract - The specific heat of liquid iron, nickel, and zirconium is measured using an aerodynamic levitation device. The heating is ensured by a laser, and a three-color pyrometer measures the temperature and absorptivity at the laser wavelength. Two experimental phases at the same temperature are compared: a temperature plateau and the corresponding cooling section. These two phases allow to determine the heat losses (convective-radiative) and thus the specific heat by applying the heat equation to the cooling section.

Nomenclature

Lettres latines

A	surface d'échange, m^2
c_p	capacité thermique massique, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
h_{pertes}	coefficient global de pertes thermiques, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$
$K_{1,3}$	constantes d'étalonnage du pyromètre, K
$K_{2,4}$	constantes d'étalonnage du pyromètre, sans unité
m	masse, kg
P_{laser}	puissance laser appliquée, W
S_j	signal du pyromètre à la longueur d'onde λ_j, A
t	temps, s
T	température, K
T_{ext}	température ambiante, K

Symboles grecs

α	absorptivité spectrale, sans unité
ϵ_j	émissivité normale spectrale à la longueur d'onde λ_j, sans unité
λ_j	Longueur d'onde

Indices et exposants

i	indice du plateau
j	indice des longueurs d'onde

1. Introduction

Les propriétés thermophysiques des métaux liquides constituent un champ d'intérêt croissant pour la modélisation de nombreux procédés industriels. La capacité thermique massique est un paramètre important des transferts de chaleur, et très peu de données sont disponibles dans la littérature, en particulier au-delà de la température de fusion. En raison des difficultés dues à la phase liquide et aux hautes températures impliquées, des méthodes de caractérisation sans contact sont développées. Celle du pulse ohmique [1-3] consiste à faire passer un fort courant électrique dans un échantillon sous la forme d'un fil. L'échantillon fond et reste un court

moment liquide entre les deux électrodes, permettant la mesure d'enthalpie et ainsi de capacité thermique massique par dérivation. Cette méthode permet d'atteindre de très hautes températures (jusqu'à 10 000 K) mais est limitée par la durée très courte de la phase liquide.

D'autres méthodes sans contact utilisent des dispositifs de lévitation électromagnétique (EML), électrostatique (ESL) ou aérodynamique (ADL). En EML, la calorimétrie modulée [4-8] consiste à appliquer à l'échantillon une puissance de chauffe sinusoïdale, et à relever le déphasage de la réponse en température. Cette méthode a été déclinée avec un pseudo-bruit blanc [5] pour les échantillons avec un nombre de Biot élevé, ou avec un fort champ magnétique [7-8] pour bloquer les écoulements liquides internes. Les temps d'expérience sont cependant assez longs (60 min), ce qui peut conduire à la vaporisation de certains éléments. Enfin, des méthodes qui étudient le refroidissement libre de l'échantillon sont développées notamment en ESL [9-10] et en ADL [11]. Dans ces travaux, la connaissance des pertes thermiques (rayonnement uniquement pour l'ESL, rayonnement et convection pour l'ADL) est déterminante pour estimer correctement la capacité thermique massique. De plus, la plupart sont limités à la température de fusion [10-11] ou nécessitent une connaissance préalable de la capacité thermique à la température de fusion [9].

Dans cet article, une nouvelle méthode de détermination de la capacité thermique massique des métaux liquides par dispositif ADL est proposée. Elle présente l'avantage de pouvoir être appliquée aux matériaux amagnétiques, et de ne pas être limitée en température. L'analyse de deux phases expérimentales différentes permet de déterminer les pertes thermiques et la capacité thermique massique. La section 2 présente le dispositif expérimental et la méthodologie appliquée, la section 3 vérifie la validité de l'hypothèse de corps mince utilisée et la section 4 présente les résultats obtenus sur du fer, du nickel et du zirconium liquides.

2. Dispositif expérimental

Les matériaux utilisés sont des échantillons de fer (pureté 99,95 %, Goodfellow), de nickel (pureté 99,99 %, Neyco) et de zirconium (pureté 99,20 %, Goodfellow), coupés pour obtenir une masse de 30 ± 2 mg. Les échantillons sont pesés avant et après chaque expérience à l'aide d'une balance de précision (Mettler Toledo XS205DU). Une fois fondu, sous l'effet de la tension de surface ces échantillons prennent la forme d'une sphère liquide d'environ 2 mm de diamètre.

Le dispositif de lévitation ADL est présenté sur la Figure 1. L'échantillon est placé sur une buse de lévitation par laquelle un gaz inerte (ici de l'argon pur AirLiquide Alphagaz 2) est soufflé, mettant ainsi l'échantillon en lévitation. Le tout est placé dans une enceinte étanche, préalablement tirée au vide (< 1 mbar) puis remplie d'argon afin de limiter l'oxydation des échantillons. L'échantillon est chauffé par un laser à fibre ytterbium (IPG PHOTONICS YLR 300/3000 QCW, longueur d'onde 1 070 nm) par le dessus à travers un hublot. Un wattmètre optique (PRIMES cube M) est utilisé pour mesurer la puissance laser envoyée sur l'échantillon à travers le hublot. La température de l'échantillon est mesurée par un pyromètre trichromatique développé spécifiquement pour mesurer la température et l'absorptivité de l'échantillon à la longueur d'onde du laser. Plus de détail sur ces mesures sont disponibles dans un article en cours de publication [12], mais le principe est brièvement décrit ici. Les longueurs d'onde choisies sont $\lambda_1 = 950$ nm, $\lambda_2 = 1070$ nm, $\lambda_3 = 1250$ nm. La luminance spectrale d'un corps noir est exprimée en suivant l'approximation de Wien. Cela permet d'exprimer la température selon l'équation (1) en utilisant les signaux S_1 et S_3 du pyromètre aux longueurs d'onde λ_1 et λ_3. Les constantes K_1 à K_4 sont des constantes d'étalonnage déterminées par un étalonnage sur un corps noir (graphite). L'absorptivité α à la longueur d'onde λ_2 est déterminée selon l'équation (2), en appliquant la loi de Kirchhoff, $\alpha = \epsilon_2$ pour la longueur d'onde λ_2.

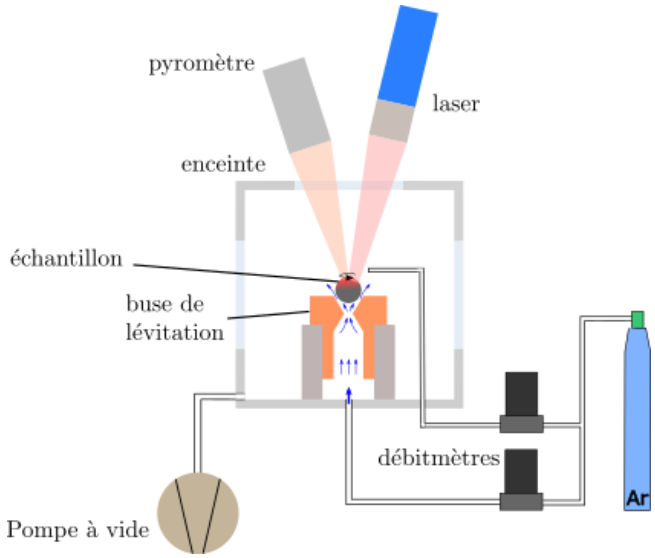


Figure 1 : *Schéma du dispositif ADL*

$$T = \frac{K_1}{\ln\left(\frac{S_1}{S_3}\frac{\epsilon_3}{\epsilon_1}\right) - K_2} \quad (1)$$

$$\alpha = \exp[\ln(S_2) - K_4 - K_3 T^{-1}] \quad (2)$$

Le chauffage par laser permet de mettre en fusion l'échantillon puis de lui faire atteindre plusieurs plateaux de température avant de le laisser refroidir (échanges convecto-radiatifs). La Figure 2 présente la température d'un échantillon de zirconium au cours d'un essai et la méthodologie appliquée. Sur un plateau (P1 à P5, Figure 2), la température reste constante. Ainsi, les pertes thermiques (convecto-radiatives) sont égales à la puissance absorbée par l'échantillon, équation 3 :

$$\alpha P_{laser} = h_{pertes}(T_i) A (T_i - T_{ext}) \quad (3)$$

avec α l'absorptivité à la longueur d'onde du laser (1 070 nm), P_{laser} la puissance laser reçue par l'échantillon, $h_{pertes}(T_i)$ le coefficient global de pertes thermiques (prenant en compte les pertes convectives et radiatives) dépendant de la température, T_i la température moyenne du plateau i, T_{ext} la température ambiante. En connaissant la puissance absorbée (à partir de la mesure d'absorptivité réalisée avec le pyromètre trichromatique [12]), il est alors possible de déterminer le terme $h_{pertes}(T_i)A$ pour chaque température de plateau considérée.

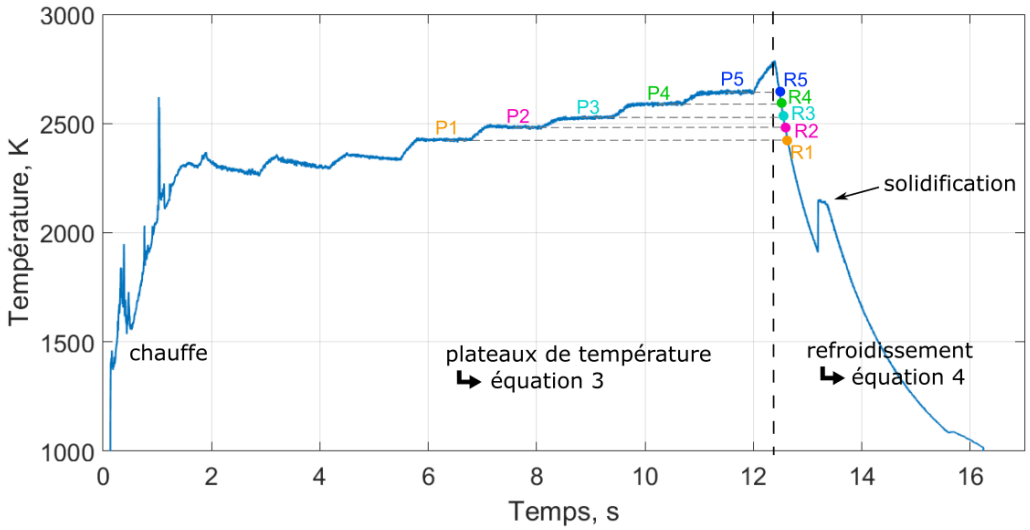


Figure 2 : *Température d'un échantillon de zirconium durant un essai. P1 à P5 sont les plateaux de température, R1 à R5 sont les refroidissements correspondant à la même température que les plateaux.*

L'équation de la chaleur avec l'hypothèse de corps mince (vérifiée dans la section 3) est ensuite appliquée lors de la phase de refroidissement pour les mêmes températures, équation 4 :

$$mc_p \frac{dT}{dt} = -h_{pertes} A (T_i - T_{ext}) \quad (4)$$

avec m la masse de l'échantillon, c_p la capacité thermique massique à pression constante, t le temps. Le refroidissement $R_i = dT_i/dt$ est mesuré à la même température que le plateau P_i, on considère ainsi que les pertes thermiques sont les mêmes. Ce refroidissement est obtenu par un fit de la courbe de température, puis dérivation. Il est alors possible de calculer directement la capacité mc_p à partir de l'équation 4. Enfin, l'échantillon est pesé avant et après l'expérience, pour évaluer la quantité de matière vaporisée pendant l'essai. Cette quantité est inférieure à 1 % pour chacun des essais. Pour obtenir la capacité thermique massique c_p, la capacité mc_p est divisée par la masse de l'échantillon après l'essai, étant donné que la vaporisation a lieu avant la phase de refroidissement.

3. Hypothèse de corps mince

La méthodologie développée en section 2 requiert d'appliquer l'hypothèse de corps mince à l'échantillon sphérique au moment où il refroidit. Pour vérifier cette hypothèse, un modèle numérique 2D axisymétrique de l'expérience est développé sur le logiciel aux éléments finis Comsol Multiphysics. Les écoulements liquides à l'intérieur de l'échantillon, les transferts thermiques et l'écoulement du gaz autour de l'échantillon sont modélisés de manière dynamique et couplée. Plus de détails sur ce modèle sont disponibles dans des travaux précédents [13][14].

La Figure 3 montre l'écart de température maximal au sein d'un échantillon de fer pur durant un tir laser de 3 secondes puis un refroidissement libre. La Figure 4 présente les champs de température au sein de l'échantillon et du gaz environnement, ainsi que les vecteurs vitesse dans le gaz, à 3 secondes. Durant le chauffage, la température atteint plus de 2 000 K et l'écart de température se stabilise autour de 35 K (1,8 %). Quand le laser est coupé et que l'échantillon refroidit, cet écart de température chute rapidement à 2,2 K (0,1 %). Ces faibles différences entre les températures maximale et minimale permettent de justifier l'usage de l'hypothèse de corps mince lors de la phase de refroidissement étant donné les niveaux de température étudiés.

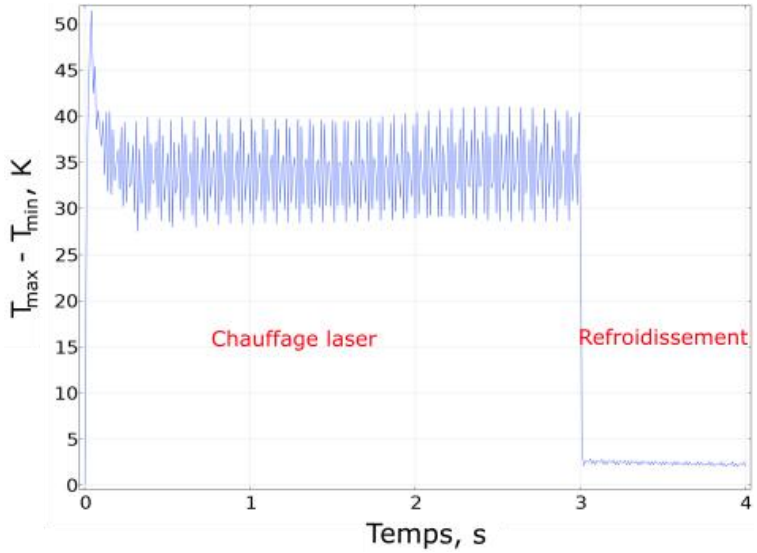


Figure 3 : *Différence entre les températures maximales et minimales dans la goutte. Le laser est coupé à 3 secondes.*

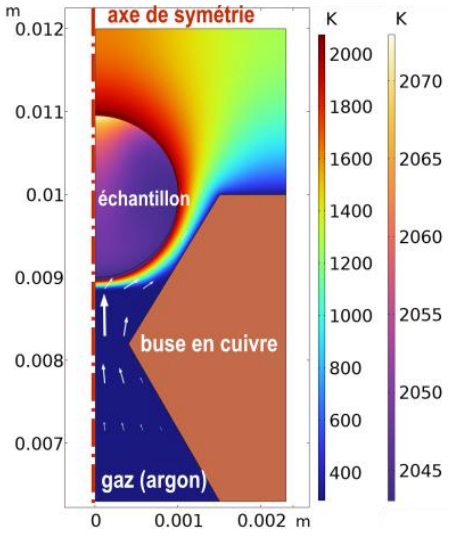


Figure 4 : *Champs de température et vecteurs vitesse dans l'argon et l'échantillon issus du modèle, pendant un tir laser (t = 3 s).*

4. Résultats et discussion

Dans un premier temps, la température et l'absorptivité sont mesurées à l'aide du pyromètre trois couleurs développé en interne [12]. Grâce à cette mesure, les pertes thermiques peuvent être déterminées sur chaque plateau de température selon l'équation 3. Enfin, la capacité thermique massique est déterminée au refroidissement selon l'équation 4.

Les Figures 5, 6 et 7 présentent les résultats obtenus pour les échantillons de fer, nickel et zirconium, respectivement. Les incertitudes de mesure sont discutées dans la section 0. La capacité thermique massique du fer (Figure 5) est mesurée entre 2 000 K (881 ± 14 $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$) et 2 337 K (854 ± 29 $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$). Les résultats obtenus sont proches de la littérature et permettent des mesures à des températures plus élevées que les dispositifs ADL [11] et EML [8, 15] présentés ici. Les mesures réalisées par pulse ohmique [1] fournissent des mesures à partir de 2 250 K en dérivant l'enthalpie sur une très large plage de température, par conséquent cette méthode fournit une seule valeur de capacité thermique pour des températures comprises entre 2 250 K et 4 250 K. La dispersion des résultats obtenus dans ce travail peut s'expliquer par la présence d'oxides qui peuvent modifier l'absorptivité et l'émissivité des échantillons, et par un début de vaporisation pour les températures les plus élevées.

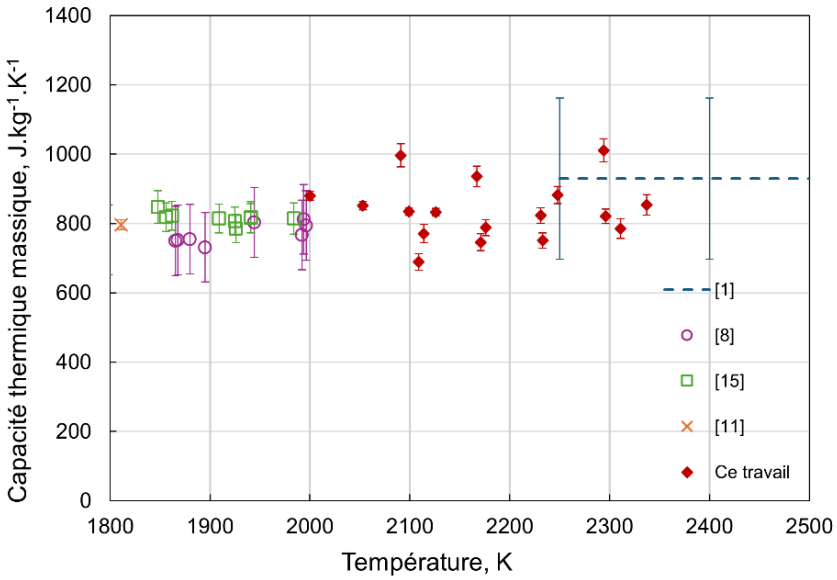


Figure 5 : *Capacité thermique massique du fer liquide comparée à la littérature.*

La Figure 6 présente la capacité thermique massique du nickel liquide. Elle est mesurée entre 1 838 K (913 ± 70 $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$) et 2 162 K (751 ± 28 $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$). Les résultats obtenus sont plus élevés que ceux obtenus avec d'autres méthodes de lévitation [8, 10, 11] et proches des valeurs obtenues par pulse ohmique [1]. La Figure 7 présente la capacité thermique massique du zirconium liquide. Elle est mesurée entre 2 283 K (397 ± 16 $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$) et 2 754 K (562 ± 236 $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$). Les résultats sont très proches de la littérature, obtenus par la méthode du pulse ohmique.

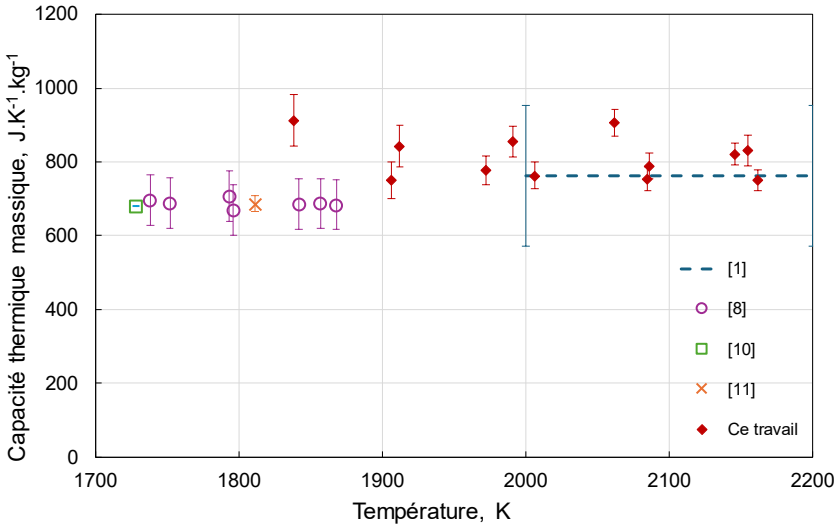


Figure 6 : *Capacité thermique massique du nickel liquide comparée à la littérature.*

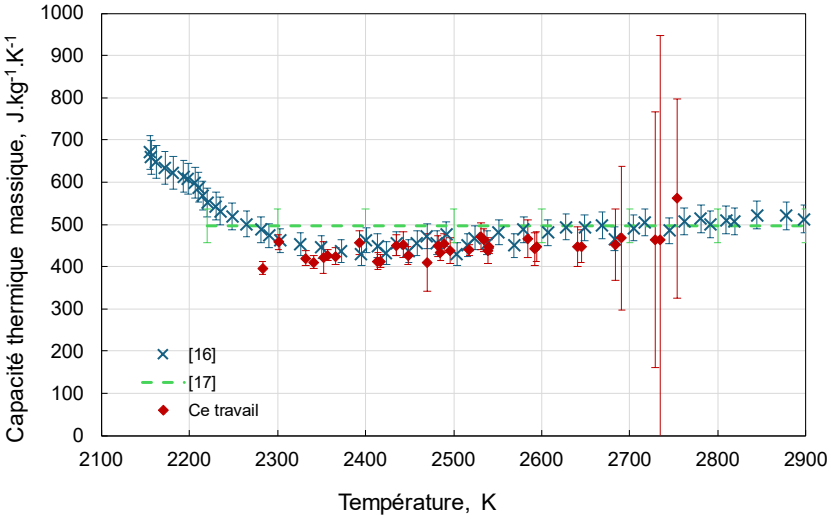


Figure 7 : Capacité thermique massique du zirconium liquide comparée à la littérature.

Incertitudes de mesure

Les incertitudes sont calculées à partir de la loi de propagation [18] appliquée à l'équation 2, on obtient ainsi l'équation 5 :

$$\Delta c_p = \sqrt{\left(\frac{\partial c_p}{\partial\left(h_{pertes}S\right)}\Delta\left(h_{pertes}S\right)\right)^2 + \left(\frac{\partial c_p}{\partial T}\Delta T\right)^2 + \left(\frac{\partial c_p}{\partial m}\Delta m\right)^2 + \left(\frac{\partial c_p}{\partial\left(\frac{dT}{dt}\right)}\Delta\left(\frac{dT}{dt}\right)\right)^2} \quad (5)$$

L'incertitude de mesure sur la masse de l'échantillon est obtenue à partir d'essais de répétabilité sur la balance utilisée (étalons de 100 mg et 20 mg). La pente dT/dt est calculée par régression linéaire sur la courbe de refroidissement. L'incertitude-type sur la pente est donnée par la variance du coefficient directeur de la droite. Pour déterminer les incertitudes sur la température et les pertes thermiques, la loi de propagation est de nouveau appliquée sur l'équation donnant la température (1) et sur l'équation (3).

Le tableau 1 présente les coefficients et les contributions de chaque terme pour le calcul de l'incertitude de mesure de la capacité thermique massique. Les données présentées, obtenues

lors d'un essai sur un échantillon de fer à 2 248 K, visent à fournir un ordre de grandeur étant donné que le calcul est réitéré pour chaque mesure. Les pertes thermiques ont la plus grande contribution dans la variance totale (carré de l'incertitude) : leur détermination précise est cruciale pour une bonne mesure de capacité thermique.

Terme	Incertitude standard (Δ)	Coefficient de sensibilité ($\partial c_p/\partial$)	Contribution
$h_{pertes}S$	$1{,}79 \times 10^{-4}$ W·K^{-1}	$1{,}22 \times 10^{5}$ s·K^{-1}	76,4 %
T	7,91 K	$4{,}53 \times 10^{-1}$ J·kg^{-1}·K^{-2}	0,96 %
m	$4{,}00 \times 10^{-9}$ kg	$-2{,}80 \times 10^{7}$ J·kg^{-2}·K^{-1}	0,0022 %
dT/dt	6,60 K·s^{-1}	1,74 J·s·kg^{-1}·K^{-2}	22,63 %
c_p	24,14 J·kg^{-1}·K^{-1}		

Tableau 1 : *Exemple de calcul d'incertitude pour du fer à 2 248 K.*

La pente au refroidissement dT/dt représente également 22,63 % de la variance, et cette valeur augmente considérablement dans le cas de la mesure sur du zirconium à 2 735 K (voir Figure 7) : elle représente alors 99,98% de la variance et provoque une incertitude très élevée sur cette mesure (462,8 ± 485,5 J·kg^{-1}·K^{-1}). Cette mesure a été réalisée au point le plus chaud atteint lors d'un essai (voir P5 et R5 sur la Figure 2), et le refroidissement vient tout juste de commencer. Or il faut environ 30 ms pour que la température soit bien homogène dans l'échantillon et pour que l'hypothèse de corps mince soit valide. Ainsi, pour cette température, l'hypothèse de corps mince n'est pas entièrement garantie, ce qui provoque une grande incertitude sur la pente au refroidissement et sur la mesure de capacité thermique. Pour améliorer cette mesure l'échantillon doit être chauffé à une température plus élevée, pour permettre un refroidissement plus long. Cependant à ces températures, les échantillons peuvent commencer à se vaporiser.

Le zirconium présentant une température de vaporisation beaucoup plus élevée que le fer et le nickel, il est possible de refaire une expérience dédiée pour réaliser des mesures à plus haute température : l'échantillon est chauffé à des températures plus élevées pour permettre un refroidissement plus long. C'est ce qui est fait pour le point à 2 754 K (voir Figure 7) et permet effectivement de réduire l'incertitude (± 236 K), mais la mesure reste compliquée car les photodiodes du pyromètre commencent à saturer à cette température.

5. Conclusion

Une nouvelle méthode de détermination de la capacité thermique massique par un dispositif de lévitation aérodynamique a été développée. Elle se base sur la comparaison de deux étapes expérimentales : un plateau de température utilisé pour déterminer les pertes thermiques, et le refroidissement à la même température utilisé pour déterminer la capacité thermique massique en appliquant l'hypothèse de corps mince. Un pyromètre trichromatique a été développé pour mesurer l'absorptivité en fonction de la température. Cette méthode a été testée sur des échantillons de fer, nickel et zirconium et présente des résultats cohérents avec la littérature. Elle permet d'obtenir des mesures à haute température, d'être applicable à des matériaux magnétiques ou amagnétiques et sans connaissance préalable des pertes thermiques ou de l'émissivité spectrale.

Les résultats sont moins dispersés pour le zirconium car ce matériau présente une température de vaporisation bien plus élevée que le fer et le nickel. Ainsi, le début de vaporisation peut impacter les résultats. La mesure est également fortement dépendante de la détermination des pertes thermiques et de la pente au refroidissement.

Références

[1] G. Pottlacher, H. Jager, T. Neger, Thermophysical measurements on liquid iron and nickel, *High Temp.-High Press.*, 19-1 (1987), 19-27.

[2] M. Beutl, G. Pottlacher, H. Jager, Thermophysical properties of liquid iron, *Int. J. Thermophys.*, 15-6 (1994), 1323-1331.

[3] P. Pichler, B. J. Simonds, J. W. Sowards, G. Pottlacher, Measurements of thermophysical properties of solid and liquid NIST SRM 316L stainless steel, *J. Mater. Sci.*, 55 (2020), 4081-4093.

[4] H. J. Fecht, W. L. Johnson, A conceptual approach for noncontact calorimetry in space, *Rev. Sci. Instrum.*, 62-5 (1991), 1299-1303.

[5] P. Schetelat, J. Etay, A new approach for non-contact calorimetry: system identification using pseudo-white noise perturbation, *Heat Mass Transfer*, 47-7 (2011), 759-769.

[6] P. Schetelat, J. Etay, Méthode de mesure indirecte de la capacité calorifique et de la conductivité thermique d'alliage métallique en lévitation utilisant la calorimétrie modulée, *SFT 2007* (Les Embiez, France, 29 mai-1 juin 2007), 957-962.

[7] H. Fukuyama, H. Higashi, H. Yamano, Thermophysical Properties of Molten Stainless Steel Containing 5 mass % B4C, *Nucl. Technol.*, 205-9 (2019), 1154-1163.

[8] M. Watanabe, M. Adachi, H. Fukuyama, Normal spectral emissivity and heat capacity at constant pressure of Fe–Ni melts, *J. Mater. Sci.*, 52-16 (2017), 9850-9858.

[9] W.-K. Rhim, K. Ohsaka, Thermophysical properties measurement of molten silicon by high-temperature electrostatic levitator: density, volume expansion, specific heat capacity, emissivity, surface tension and viscosity, *J. Cryst. Growth*, 208-1-4 (2000), 313-321.

[10] T. Ishikawa, J. T. Okada, P.-F. Paradis, Y. Watanabe, Spectral emissivity and constant pressure heat capacity of molten nickel and rhodium measured by spectrometers combined with an electrostatic levitator, *J. Chem. Thermodyn.*, 103 (2016), 107-114.

[11] Y. Sun, H. Muta, Y. Ohishi, Multiple-gas cooling method for constant-pressure heat capacity measurement of liquid metals using aerodynamic levitator, *Rev. Sci. Instrum.*, 92-9 (2021), 095102.

[12] M. Le Mener, C. Bourges, E. Courtois, M. Courtois, T. Pierre, Three-colour pyrometer for the measurement of liquid metal spectral absorptivity at the heating wavelength, accepté pour publication dans *High Temp.-High Press*

[13] T. Pierre, M. Courtois, D. Le Maux, M. Carin, et P. Le Masson, Gravity impact on viscosity measurements by aerodynamic levitation, *High Temp.-High Press*, 53-3 (2024), 1-22.

[14] V. Klapczynski, M. Courtois, R. Meillour, E. Bertrand, D. Le Maux, M. Carin, T. Pierre, P. Le Masson, P. Paillard, Temperature and time dependence of manganese evaporation in liquid steels. Multiphysics modelling and experimental confrontation, *Scripta Materialia,* 221 (2022), 114944.

[15] K. Sugie, H. Kobatake, M. Uchikoshi, M. Isshiki, K. Sugioka, T. Tsukada, H. Fukuyama, Noncontact laser modulation calorimetry for high-purity liquid iron, *Japanese Journal of Applied Physics*, 50-11S (2011), 11RD04.

[16] V. N. Korobenko, A. I. Savvatimskii, Specific Heat Capacity of Liquid Zirconium up to 4100 K, *High Temperature*, 39-5 (2001), 659-665.

[17] C. Brunner, C. Cagran, A. Seifter, G. Pottlacher, The Normal Spectral Emissivity at a Wavelength of 684.5 nm and Thermophysical Properties of Liquid Zirconium Up to the End of the Stable Liquid Phase, *AIP Conference Proceedings* (Chicago, Illinois, USA, 2003), 771-776.

[18] JCGM/WG 1*, Evaluation des données de mesure – Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure*, JCGM 100:2008(F) (2008).

Méthode fiable d'estimation de la conductivité thermique de différents nano-fluides

Reliable Method for Estimating the Thermal Conductivity of Different Nano-fluids

Mohamed Amine HERMASSI[1*], Bertrand GARNIER[1], Ahmed OULD EL MOCTAR[1], Mohamed BENKHAEDDA[2]

[1]Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes (LTeN) UMR CNRS 6607, Nantes Université, Rue Christian Pauc, 44306 Nantes Cedex 3, France
[2]Université M'hamed Bougara, Boumerdes, Algérie
[*](auteur correspondant : mohamed-amine.hermassi@etu.univ-nantes.fr)

Résumé - La conductivité thermique des nanofluides demeure fortement dispersée dans la littérature, en raison des protocoles expérimentaux et du traitement numérique des signaux. Ce travail présente une méthodologie basée sur la méthode du fil chaud transitoire, couplée à une modélisation analytique multicouche par quadripôles thermiques dans le domaine de Laplace, validée par des simulations numériques de type éléments finis. La conductivité thermique est estimée par résolution d'un problème inverse, nécessitant une transformation inverse de Laplace du modèle thermique direct. Concernant ce dernier, plusieurs algorithmes d'inversion sont comparés sur un cas expérimental représentatif, conduisant à la sélection de la méthode de De Hoog, appliquée à l'ensemble des résultats. Une analyse des incertitudes est menée à partir de la formulation du problème inverse, selon l'approche de Milošević et Raynaud [1]. La méthodologie est validée sur l'eau déionisée puis appliquée à trois nanofluides. Les résultats expérimentaux mettent en évidence une augmentation de la conductivité thermique supérieure à 60% alors que les modèles de milieux effectifs classiques prévoient des augmentations inférieures à 2%.

Abstract - Thermal conductivity measurements of nanofluids remain widely scattered due to experimental protocols and numerical signal processing. This work presents a transient hot-wire methodology coupled with a multilayer analytical thermal-quadrupole model formulated in the Laplace domain and validated using finite elements. Thermal conductivity is identified by solving an inverse problem requiring an inverse Laplace transform to solve the direct heat transfer problem. Several inversion algorithms are compared on a representative experimental dataset, leading to the selection of the De Hoog method applied to all results. An uncertainty analysis based on the inverse problem formulation is performed following the approach of Milošević and Raynaud [1]. The methodology is validated using deionized water and applied to three nanofluids. Experimental results highlight an increase in thermal conductivity higher than 60% when the classical effective medium models predict an increase less than 2%.

Nomenclature (11 points, 2 colonnes)

λ conductivité thermique, $\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$
ρC_p capacité thermique volumique, $\mathrm{J\,m^{-3}\,K^{-1}}$
α diffusivité thermique, $\mathrm{m^2\,s^{-1}}$
t temps, s
r coordonnée radiale, m
R rayon, m
T température, K
θ élévation de température, K
P_0 puissance linéique dissipée, $\mathrm{W\,m^{-1}}$
ϕ fraction volumique de nanoparticules, –
p variable de Laplace

Méthode des quadripôles
$\mathbf{M}_i$ matrice quadripôle de la couche i
$\mathbf{M}_{total}$ matrice quadripôle globale
A_i, B_i, C_i, D_i coefficients de la matrice quadripôle
$\theta_{fil}(p)$ transformée de Laplace de la température du fil, $\mathrm{K.\,s}$

Analyse inverse
$\mathbf{X}$ matrice des coefficients de sensibilité
$\mathbf{W}$ matrice de pondération
$\mathbf{S}_{final}$ matrice de covariance des paramètres
σ_{mes} écart-type de la mesure expérimentale
σ_{m_p} écart-type des paramètres connus

Indices
$1, f$ fil chauffant
$2, iso$ isolant
$3, flu$ fluide / nanoparticule
$paroi$ paroi externe

1. Introduction

L'intensification des échanges thermiques constitue un enjeu industriel majeur. Les nanofluides, suspensions stables de nanoparticules (typiquement de taille inférieure à 100 nm) dans un fluide caloporteur classique (eau, éthanol, huile) ont suscité un vif intérêt pour leur potentiel d'amélioration de la conductivité thermique depuis les travaux de Choi et Eastman [2]. Cependant, la littérature rapporte une forte dispersion des valeurs mesurées, mise en évidence par le benchmark INPBE [3]. Comme l'a montré Buongiorno [4], ces divergences découleraient principalement des protocoles expérimentaux et du traitement des données plutôt que de nouveaux mécanismes physiques. Plusieurs hypothèses ont néanmoins été avancées dans la littérature pour expliquer les gains de conductivité observés : effets d'agglomération des nanoparticules, mouvement Brownien, ou encore formation de couches interfaciales nanométriques [3]. Ces mécanismes font encore l'objet de débats et leur quantification requiert des caractérisations microstructurales dédiées.

La mesure précise de la conductivité thermique des fluides est délicate en raison de l'apparition rapide de la convection naturelle, qui affecte les méthodes stationnaires. À l'inverse, la méthode du fil chaud transitoire permet d'opérer sur des temps courts, garantissant un régime de conduction pure, ce qui en fait une technique de référence [5]. Néanmoins, sa précision dépend du modèle thermique et du traitement numérique. L'utilisation de modèles avancés comme les quadripôles thermiques dans le domaine de Laplace implique une inversion numérique influant directement sur la fiabilité des paramètres estimés [6].

L'objectif de ce travail est de valider une méthodologie expérimentale couplant la méthode du fil chaud à une modélisation par quadripôles, vérifiée à l'aide d'une simulation numérique par éléments finis. Plusieurs algorithmes d'inversion de Laplace sont comparés sur un cas représentatif, conduisant à la sélection de la méthode de De Hoog. Une estimation rigoureuse des incertitudes, fondée sur la formulation du problème inverse, est également menée pour quantifier les erreurs sur les valeurs obtenues [1].

2. Modélisation

La méthode du fil chaud transitoire repose sur l'application d'un échelon de puissance électrique à un fil métallique fin immergé dans le fluide à caractériser. Le fil joue simultanément le rôle d'élément chauffant et de capteur de température, l'élévation de température étant déduite de la variation de sa résistance électrique. Les mesures sont réalisées sur des durées courtes, de l'ordre de 120 secondes, afin de garantir un régime de conduction thermique pure et de négliger les effets de convection naturelle.

2.1. Modélisation thermique par quadripôles

Afin de représenter fidèlement la géométrie réelle du capteur, le système est modélisé comme un milieu cylindrique multicouche composé de trois couches concentriques :

— **Couche 1 :** fil d'Alumel ($0 \leq r \leq r_h$). Il est considéré dans le modèle thermique comme un cylindre plein de rayon $r_h = 40\,\mu\mathrm{m}$, contenant un terme source volumique représentant la puissance de chauffage.

— **Couche 2 :** isolant (Polyimide) ($r_h \leq r \leq r_{iso}$). C'est une couche passive d'épaisseur $3\,\mu\mathrm{m}$, modélisée comme un cylindre creux. Elle assure l'isolation électrique.

— **Couche 3 :** fluide ($r_{iso} \leq r \leq r_0$). Il représente la couche d'intérêt et est modélisé comme un cylindre creux passif d'épaisseur $2,957\,\mathrm{mm}$.

Le système d'équations décrivant le transfert de chaleur unidimensionnel en régime transitoire peut être résolu par la méthode des quadripôles thermiques [6]. Chaque couche matérielle i est alors représentée par une matrice de transfert $\mathbf{M}_i = \begin{bmatrix} A_i & B_i \\ C_i & D_i \end{bmatrix}$.

Les coefficients de ces matrices sont issus de la littérature spécialisée [6]. Pour la couche 1 (cylindre plein avec source), les coefficients A_1, B_1, C_1, D_1 correspondent aux expressions du tableau A3.2.3 (page 147 [6]). Pour les couches 2 et 3 (cylindres creux passifs), les coefficients A_i, B_i, C_i, D_i correspondent aux expressions du tableau A3.1.2 (page 145) de cet ouvrage [6].

Le modèle complet est obtenu par la multiplication des matrices individuelles, reliant le vecteur d'entrée (fil) au vecteur de sortie (paroi externe) :

$$\begin{bmatrix} \theta_{fil} \\ P_0 \end{bmatrix} = \mathbf{M_1}\,\mathbf{M_2}\,\mathbf{M_3} \begin{bmatrix} \theta_{paroi} \\ \varphi_{paroi} \end{bmatrix} \tag{1}$$

En notant $\mathbf{M_{total}}$ la matrice résultante du produit $\mathbf{M_1 M_2 M_3}$, le système s'écrit :

$$\begin{bmatrix} \theta_{fil} \\ P_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{tot}(1,1) & M_{tot}(1,2) \\ M_{tot}(2,1) & M_{tot}(2,2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_{paroi} \\ \varphi_{paroi} \end{bmatrix} \tag{2}$$

En imposant une température constante à la paroi externe ($\theta_{paroi} = 0$, température du bain thermostaté), le système se simplifie et permet de déduire l'expression de la température au centre du fil dans le domaine de Laplace :

$$\theta_{fil}(p) = \frac{M_{tot}(1,2)}{M_{tot}(2,2)} P_0(p) \tag{3}$$

où $P_0(p)$ désigne la transformée de Laplace de la puissance linéique dissipée par effet Joule dans le fil. C'est cette fonction de transfert qui est utilisée pour l'estimation des paramètres.

Les hypothèses retenues dans ce modèle ont été validées grâce a des simulations numériques transitoires 2D axisymétriques réalisées à l'aide du logiciel COMSOL MULTIPHYSICS, en particulier ce qui concerne les effets de bords et la convection.

2.2. Estimation des paramètres & Transformée inverse de Laplace

L'estimation des propriétés thermophysiques du fluide repose sur la résolution d'un problème inverse consistant à ajuster la réponse du modèle analytique aux élévations de température mesurées au centre du fil. Le modèle direct fournit, dans le domaine de Laplace, la relation entre la puissance de chauffe appliquée et la température au centre du fil, via la fonction de transfert thermique du système.

Après inversion numérique de la transformée de Laplace, la réponse temporelle du modèle est comparée aux données expérimentales sur une fenêtre temporelle choisie. L'estimation des paramètres est alors formulée comme un problème de minimisation d'un critère de moindres carrés défini par :

$$J(\lambda, \rho C_p) = \sum_{k=1}^{N} \left[T_{exp}(t_k) - T_{mod}(t_k, \lambda, \rho C_p)\right]^2 \tag{4}$$

où T_{exp} désigne la température mesurée, T_{mod} la réponse du modèle analytique dépendant des paramètres λ et ρC_p, et t_k les instants d'échantillonnage retenus.

Les paramètres géométriques et électriques sont fixés à leurs valeurs mesurées. L'estimation de λ et ρC_p est réalisée avec la méthode du Simplex sous Matlab. La méthode de Nelder-Mead (Simplex) a été retenue pour sa robustesse en l'absence d'information sur le gradient de la fonction coût, ce qui la rend particulièrement adaptée aux problèmes d'estimation de paramètres thermophysiques [7].

La reconstruction de la réponse temporelle du modèle nécessite le calcul de la transformée inverse de Laplace. Plusieurs algorithmes ont été implémentés et comparés sur une mesure expérimentale, parmi lesquels les algorithmes de De Hoog [8], de Stehfest [9] et de Talbot[10].

L'algorithme de Stehfest, bien que simple à implémenter, s'est révélé très sensible au bruit expérimental en raison de l'amplification des erreurs numériques aux premiers instants du transitoire [9]. L'algorithme de Talbot offre un compromis entre précision et coût de calcul, mais présente une sensibilité accrue aux premiers instants du transitoire. [10].

L'algorithme de De Hoog a été retenu compte tenu du fait qu'il converge toujours et est moins sensible aux bruits expérimentaux [8].

3. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est constitué d'une cellule de mesure cylindrique réalisée en cuivre, afin d'assurer une excellente homogénéité thermique des parois. La cellule est immergée dans un bain thermostaté (Lauda E300), permettant d'imposer une température initiale stable et uniforme sur une plage comprise entre 20 et 80°C.

Le fil chauffant est un fil d'Alumel de diamètre 80 μm, positionné verticalement au centre de la cellule. Il est électriquement isolé du fluide par une fine couche de **polyimide**. L'alimentation du fil est assurée par une source de tension stabilisée (Rohde & Schwarz), garantissant un échelon de puissance reproductible et faiblement bruité. La mesure de la tension de déséquilibre du pont de Wheatstone est réalisée à l'aide d'un système d'acquisition rapide (Yokogawa DL850E).

Le principe du montage électrique ainsi que la géométrie axisymétrique de la cellule de mesure sont présentés dans la Fig. 1.



(a) (b)

Figure 1 : *Dispositif expérimental utilisé pour la méthode du fil chaud transitoire.*

Avant toute campagne de mesure, un étalonnage précis du fil chaud est réalisé afin d'établir la relation entre le signal électrique mesuré et l'élévation de température du fil. La cellule est placée dans un bain thermostaté dont l'eau est portée à des températures entre 20 et 80°C avec des plages de 5°C. On a obtenu une loi donnant le rapport entre la tension de déséquilibre du pont *Ud* et sa tension d'alimentation *V* en fonction de la température :

$$U_d/V = 5.12 \times 10^{-4} \cdot T(^\circ C) - 1.42 \times 10^{-2} \tag{5}$$

On a vérifié que cette loi était indépendante de la puissance de chauffage et de la valeur de la tension d'alimentation du pont.

4. Résultats expérimentaux

La méthodologie de mesure complète, incluant la résolution du modèle analytique, la procédure d'estimation des paramètres et le dispositif expérimental, a préalablement été validée sur un fluide de référence. Des mesures de conductivité thermique réalisées avec de l'eau déionisée sur une plage de température allant de 20 à 60°C ont montré une excellente concordance avec les données de la littérature, les écarts restant inférieurs à 3.8 % [5].

4.1. Nanofluides de travail

Les nanofluides étudiés sont préparés à partir de nanoparticules (MgO, TiO_2 et graphite) dispersées dans un fluide de base (eau déionisée ou éthanol). La préparation repose sur une méthode en deux étapes, consistant en une dispersion mécanique suivie d'une agitation ultrasonore prolongée afin de limiter l'agrégation des particules [2, 4].

Les suspensions obtenues sont visuellement stables sur la durée des expériences. Des essais de reproductibilité ont été réalisés afin de vérifier l'absence de sédimentation significative pendant le temps de mesure, garantissant la représentativité des résultats expérimentaux. Les différentes combinaisons et fractions volumiques étudiées sont récapitulées dans le Tableau 4.1.

La puissance électrique appliquée au fil est de 0.5 W pour les fluides à base d'eau (MgO/eau et TiO_2–MgO/eau) et de 0.05 W pour le fluide à base d'éthanol (Graphite/éthanol). Ce choix permet d'assurer un compromis entre un rapport signal sur bruit suffisant et le maintien d'un régime de conduction thermique pure. Les durées de mesure sont limitées à des temps inférieurs à 2 min, ce qui permet d'éviter l'apparition de la convection naturelle au sein du fluide.

Nanoparticule	Fluide de base	Fraction volumique ϕ (%)
MgO	Eau	0,112 0,224 0,448
TiO_2-MgO (Hybride)	Eau	0,112 0,224 0,448
Graphite	Éthanol	0,302 0,603 0,901

Tableau 1 : *Composition des nanofluides étudiés.*

4.2. Mesures de conductivité thermique

Les mesures sur le fluide **MgO/eau** donnent les résultats présentés à la Figure 2.a.

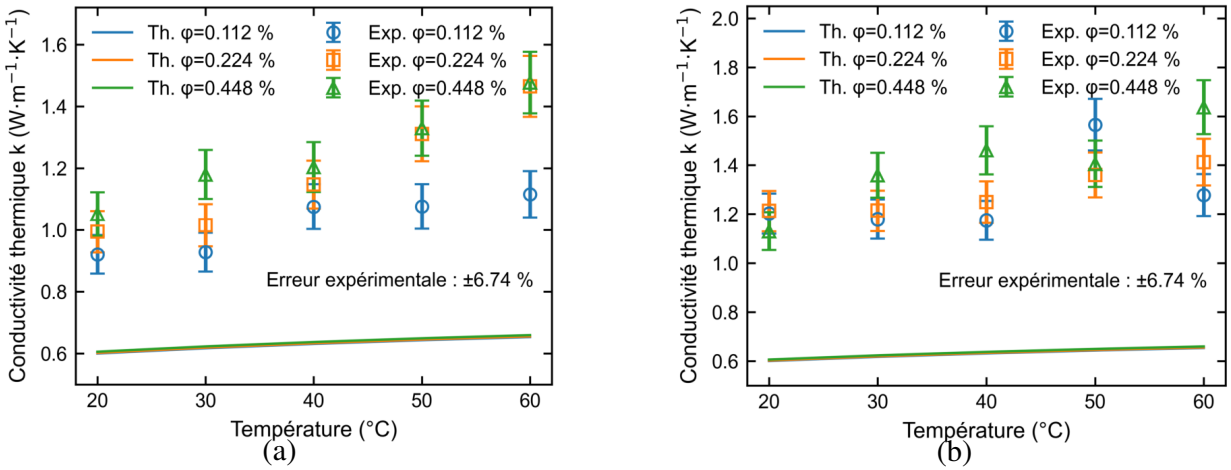


Figure 2 : *Conductivité thermique du nanofluide MgO/eau (a) & du nanofluide TiO2–MgO/eau (b).*

Un écart important entre les conductivités des nanofluides et la conductivité de l'eau de base est constaté. Cet écart est évalué à 63 % pour la première fraction volumique ($0.112\,\%$), 88,67 % pour la deuxième ($0.224\,\%$) et 98,68 % pour la troisième ($0.448\,\%$).

En utilisant un algorithme de régression polynomiale multivariée, on a pu établir la loi de comportement suivante pour la conductivité thermique λ en fonction de la fraction volumique ϕ et de la température T :

$$\begin{aligned}\lambda(\phi, T) = {} & 8,27 \cdot 10^{-1} + 2,35 \cdot 10^{1}\phi + 5,10 \cdot 10^{-4}T \\ & -7,24 \cdot 10^{1}\phi^2 + 9,73 \cdot 10^{-1}\phi T + 7,86 \cdot 10^{-5}T^2\end{aligned} \tag{6}$$

où T est en $^\circ\mathrm{C}$ et λ en $\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$.

Cette loi présente une erreur absolue moyenne (MAE) de $0{,}049\,\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$.

Les mesures sur le fluide hybride **TiO_2-MgO/eau** sont présentées dans la figure 1.b. Un décalage encore plus marqué est observé pour ce fluide, avec une augmentation de 104 % pour la première fraction, 108 % pour la deuxième et 122 % pour la troisième. La loi de conductivité identifiée est la suivante :

$$\begin{aligned}\lambda(\phi, T) = {} & 1,08 - 2,95 \cdot 10^{1}\phi + 4,90 \cdot 10^{-3}T \\ & +2,40 \cdot 10^{1}\phi^2 + 1,66\phi T - 2,64 \cdot 10^{-5}T^2\end{aligned} \tag{7}$$

L'erreur absolue moyenne (MAE) est ici de $0,066\,\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$.

Il faut noter que pour ces deux fluides à base d'eau, en plus de l'augmentation notable de la conductivité thermique avec la fraction volumique, l'évolution de la conductivité en fonction de la température présente une pente plus forte lorsque la fraction volumique en nanoparticules augmente.

Enfin, les mesures sur le fluide **Graphite/éthanol** sont présentées à la Figure 3.

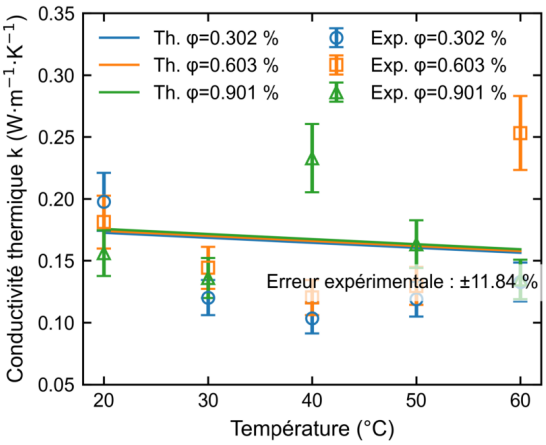


Figure 3 : *Conductivité thermique du nanofluide Graphite/éthanol.*

Pour ce fluide, à cause de la puissance de chauffe très faible imposée $(0,05\,\mathrm{W})$, les signaux présentent des bruits qui influencent le traitement et la précision des valeurs estimées.

Par ailleurs, pour l'ensemble des configurations testées, il est apparu que le modèle théorique classique de Maxwell [11] sous-estime systématiquement les valeurs mesurées. En effet, pour les deux fluides à base d'eau (MgO et TiO_2-MgO), les modèles ne prévoient respectivement que des augmentations marginales de 0,15 % et 1,5 %, échouant ainsi à capturer l'ordre de grandeur de l'amélioration thermique observée expérimentalement (supérieure à 60 %). Cet échec des modèles classiques de milieux effectifs s'explique par leurs hypothèses restrictives : particules sphériques isolées, non interagissantes, dans un milieu continu. Plusieurs mécanismes proposés dans la littérature permettent d'interpréter qualitativement les gains observés [12, 3]. L'agglomération des nanoparticules peut former des réseaux percolants constituant des chemins de conduction thermique préférentielle, augmentant ainsi la conductivité effective bien au-delà des prédictions de Maxwell[11]. Le mouvement Brownien des nanoparticules induit une micro-agitation locale qui intensifie le transport de chaleur à l'échelle nanoscopique, et dont l'intensité croît avec la température, ce qui pourrait expliquer qualitativement l'augmentation de la pente de λ en fonction de T observée pour les deux fluides à base d'eau lorsque la fraction volumique augmente [12]. Enfin, la formation de couches interfaciales nanométriques (nanolayers) de fluide structuré autour des particules, dont la conductivité thermique est intermédiaire entre celle du solide et du liquide, contribue également à l'amélioration observée [4]. La quantification précise de ces mécanismes nécessiterait des caractérisations microstructurales complémentaires (distribution de taille des particules, degré d'agglomération) qui dépassent le cadre de la présente étude.

Concernant le nanofluide Graphite/éthanol, les résultats présentent une dispersion plus importante. La forte incertitude ($\pm 11{,}84\,\%$) s'explique par le faible rapport signal sur bruit, lié à la conductivité thermique naturellement faible de l'éthanol ($\lambda \approx 0{,}17\,\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$) et à la puissance de chauffe réduite imposée $(0{,}05\,\mathrm{W})$ pour maintenir le régime de conduction pure. Ces

résultats sont présentés à titre indicatif et appellent des mesures complémentaires à puissance optimisée.

Une analyse rigoureuse des incertitudes associées à ces estimations a été menée selon l'approche de Milošević et Raynaud [1]. L'application de cette méthodologie conduit à des incertitudes relatives sur la conductivité thermique de l'ordre de $6,74\,\%$ pour les échantillons A et B, et atteint $11,84\,\%$ pour l'échantillon C en raison du rapport signal sur bruit plus faible.

5. Conclusion

Ce travail a permis de développer et valider une méthodologie robuste pour la caractérisation thermique des nanofluides, couplant la méthode du fil chaud transitoire à une modélisation analytique par quadripôles thermiques.

L'application de cette méthode à trois types de nanofluides (MgO/eau, TiO_2-MgO/eau et Graphite/éthanol) a mis en évidence une amélioration significative de la conductivité thermique, croissante avec la température et la fraction volumique. Les gains observés s'avèrent bien supérieurs aux prédictions des modèles classiques de milieux effectifs (Maxwell, Hamilton-Crosser) [11, 13]. L'analyse rigoureuse des incertitudes, évaluées entre $6,7\,\%$ et $11,8\,\%$ selon la puissance appliquée, confirme la fiabilité de ces observations. Les gains de conductivité observés, bien supérieurs aux prédictions des modèles classiques, pourraient être attribués qualitativement à des mécanismes tels que l'agglomération des nanoparticules, le mouvement Brownien et la formation de nanolayers interfaciales.

Références

[1] N. D. Milošević and M. Raynaud, *Thermal conductivity measurements : uncertainty analysis*, Proceedings of the 3rd International Conference on Thermal and Mechanical Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems (EuroSimE), Paris, France (2002).

[2] S. U. S. Choi and J. A. Eastman, *Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles*, Proceedings of the ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition, San Francisco, USA (1995).

[3] J. Buongiorno, D. C. Venerus, T. Pradeep, J. Philip, T. Barlow, S. Kabelac, et al., *A benchmark study on the thermal conductivity of nanofluids*, Journal of Applied Physics, **106** (2009) 094312.

[4] J. Buongiorno, *Convective transport in nanofluids*, Journal of Heat Transfer, **128** (2006) 240–250.

[5] J. J. Healy, J. J. de Groot and J. Kestin, *The theory of the transient hot-wire method for measuring thermal conductivity*, Physica B+C, **82** (1976) 392–408.

[6] D. Maillet, S. André, J.-C. Batsale, A. Degiovanni and C. Moyne, *Thermal Quadrupoles : Solving the Heat Equation through Integral Transforms*, Wiley, Chichester (2000).

[7] J. A. Nelder and R. Mead, *A simplex method for function minimization*, Computer Journal, **7** (1965) 308–313.

[8] F. R. De Hoog, J. H. Knight and A. N. Stokes, *An improved method for numerical inversion of Laplace transforms*, SIAM Journal on Scientific Computing, **3** (1982) 357–366.

[9] H. Stehfest, *Algorithm 368 : Numerical inversion of Laplace transforms*, Communications of the ACM, **13** (1970) 47–49.

[10] A. Talbot, *The accurate numerical inversion of Laplace transforms*, Journal of the Institute of Mathematics and its Applications, **23** (1979) 97–120.

[11] J. C. Maxwell, *A Treatise on Electricity and Magnetism*, Oxford University Press, Oxford (1873).

[12] J. A. Eastman, S. R. Phillpot, S. U. S. Choi and P. Keblinski, *Thermal transport in nanofluids*, Annual Review of Materials Research, **34** (2004) 219–246.

[13] R. L. Hamilton and O. K. Crosser, *Thermal conductivity of heterogeneous two-component systems*, Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals, **1** (1962) 187–191.

Mise en place d'un dispositif de thermographie rapide pour la caractérisation thermique d'électrodes en coupure sous vide

Implementation of a high-speed thermography system for the thermal characterization of electrodes in vacuum interruptions

Deniz LIBERT[1,2,3*], Coline BOURGES[1], Stephen CADIOU[1], Muriel CARIN[1], Mickaël COURTOIS[1], Flavien VALENSI[2], Philippe TEULET[2], Jérôme DOUCHIN[3], Anthony PAPILLON[3]

[1]IRDL, UMR CNRS 6027, Univ. Bretagne Sud, Bretagne INP, ENSTA, Institut Polytechnique de Paris, Univ. Brest, Lorient, France
[2]Laplace, UMR 5213, Université de Toulouse, Toulouse, France
[3]Schneider Electric, Grenoble, France
[*](auteur correspondant : deniz.libert@univ-ubs.fr)

Résumé - Une maquette expérimentale instrumentée avec deux voies optiques, visible et infrarouge, a été développée pour mesurer la température des contacts CuCr lors d'interruptions sous vide. Une loi thermographique dérivée de l'équation de Planck, appliquée après étalonnage ex situ sur corps noir et correction des pertes optiques et de l'émissivité, assure la conversion des niveaux numériques en température. Validée par des essais sur métaux purs, cette méthode permet désormais d'analyser la thermique des contacts en coupure réelle et d'établir des critères de coupure liés à la température pour optimiser les disjoncteurs moyenne tension.

Abstract - An instrumented mock-up with two optical paths, visible and infrared, was developed to measure the temperature of CuCr contacts during vacuum interruptions. Temperature determination relies on a thermographic law derived from Planck's equation, applied after ex-situ calibration on a blackbody cavity and correction for optical losses and emissivity. Validated through tests on pure metals, this method now enables analysis of contact thermal behavior during real interruptions and the establishment of temperature-based interruption criteria to optimize medium-voltage circuit breakers.

Nomenclature

T	température, °C
DL	niveau de gris, -
IT	temps d'intégration, µs
Symboles grecs	
λ	longueur d'onde, nm
ε	émissivité normale spectrale, -
τ	transmittance, -

Indices et exposants	
s	surface
mes	mesure
env	environnement
app	apparent
$corr$	corrigé
bg	fond effectif
fus	fusion/solidification

1. Introduction

Nos sociétés sont fondées sur l'énergie, dont le fonctionnement, la croissance et la stabilité reposent sur la capacité à produire, transporter et convertir l'énergie utile [1]. Parmi toutes les

formes d'énergie, l'électricité (hautement exergétique) occupe une place centrale : elle se transporte aisément et se convertit efficacement. L'électrification croissante des usages est identifiée comme un levier majeur de décarbonation. Les scénarios prospectifs prévoient ainsi une forte augmentation de la consommation électrique à l'horizon 2050, en France comme à l'international [2, 3]. Cette électrification s'appuie sur un réseau structuré où les disjoncteurs assurent la protection et la continuité de service. Historiquement, de nombreux disjoncteurs moyenne tension utilisaient l'hexafluorure de soufre (SF_6), un gaz au pouvoir de réchauffement global extrêmement élevé (1 kg de $SF_6 \approx 25$ t de CO_2) et à une durée de vie atmosphérique de l'ordre de 3200 ans, dont la substitution est aujourd'hui devenue indispensable dans le cadre des politiques climatiques.

La coupure sous vide met en effet en jeu des interactions complexes entre les contacts et un plasma métallique transitoire. Plusieurs travaux montrent que les performances des disjoncteurs sous vide sont étroitement liées à la température des électrodes [4-7]. Or, cette température est difficile à mesurer en conditions réelles : l'arc ne dure que quelques millisecondes, les températures excèdent 2000 °C en surface des contacts et l'environnement optique est fortement perturbé par le plasma métallique. Les approches conventionnelles de mesure sont donc insuffisantes pour caractériser précisément l'évolution thermique des contacts pendant et après la coupure de l'arc électrique. Plusieurs travaux expérimentaux utilisant l'imagerie infrarouge, la pyrométrie multispectrale ou des systèmes camera ont rapporté des températures de contact comprises entre 1200 °C et plus de 2000 °C à proximité du passage par zéro du courant, selon la composition des contacts en cuivre chrome (CuCr), la géométrie des contacts et le courant de défaut [6-9].

Pour répondre à ces besoins, nous avons développé un banc d'essais basé sur une maquette expérimentale qui permet, contrairement à une chambre de coupure hermétique, d'observer directement la zone d'interruption entre deux contacts en CuCr. Le dispositif intègre deux voies optiques distinctes : une caméra haute-vitesse monochromatique dans le visible, et une caméra infrarouge, permettant d'accéder à la température des surfaces à deux longueurs d'onde adaptées. L'ensemble a été étalonné ex-situ à l'aide d'un corps noir de type cavité couvrant 1400 à 2400 °C, et une loi radiométrique basée sur l'équation de Planck, incluant le temps d'obturation, a permis d'établir la correspondance entre les niveaux de gris et la température [10]. L'utilisation conjointe de l'émissivité mesurée des contacts et des transmittances des éléments optiques permet ensuite d'obtenir la température réelle lors d'essais in-situ. Les premiers résultats obtenus lors de coupures réelles (< 10 ms, > 2000 °C) confirment ainsi la faisabilité d'une thermographie rapide en environnement fortement perturbé, ouvrant la voie à une meilleure compréhension des phénomènes thermiques associés à l'interruption sous vide.

2. Dispositif expérimental et instrumentation

Les essais de coupure ont été réalisés sur les bancs d'essais dit synthétiques du Laboratoire d'Essais Moyenne Tension de Schneider Electric à Grenoble. Dans ce type de banc, la tension et le courant sont générés séparément, ce qui permet d'atteindre les niveaux de puissance requis pour des essais extrêmes tout en maîtrisant précisément les grandeurs électriques imposées à l'échantillon. La tension appliquée peut atteindre 175 kV crête, tandis que le courant à 50 Hz peut monter jusqu'à 120 kA crête. Cette architecture « synthétique », couramment utilisée pour réaliser des essais sévères en configuration monophasée, offre une alternative aux essais de puissance triphasés qui représentent les défauts survenant sur le réseau.

Une maquette expérimentale dite « en croix » (Figure 1) a été utilisée pour rendre possible l'observation directe de la zone d'interruption entre les contacts en CuCr. Cette configuration est particulièrement utile car, dans les disjoncteurs industriels, la zone d'arc est enfermée dans

une chambre hermétique en céramique, ce qui rend toute observation impossible. La maquette en croix offre donc un accès visuel indispensable pour la mise en place et la validation de la chaîne de mesure. Elle intègre différents instruments nécessaires au suivi des essais : capteurs de vitesse pour le mouvement du contact, jauges de pression pour le contrôle du vide, et hublots optiques pour la visée des caméras.

La chaîne optique repose sur deux voies distinctes : une caméra haute-vitesse monochromatique Photron Fastcam SA5 opérant dans le visible et le très proche infrarouge (plage utilisée 700–900 nm), et une caméra FLIR X6580sc opérant dans le proche infrarouge (1000–3000 nm). Dans chaque voie, des filtres passe-bande étroits ont été sélectionnés afin de travailler à des longueurs d'onde précises, choisies en tenant compte à la fois des contraintes instrumentales (sensibilité des caméras, transmission du système optique) et de l'émission propre du plasma d'arc. Les bandes retenues évitent les principales raies d'émission du Cu, du Cr et de leurs ions ; de plus, la composante continue du plasma décroît fortement dans les dernières millisecondes précédant le passage par zéro du courant, ce qui limite sa contribution parasite dans l'exploitation thermographique. Les valeurs exactes de ces longueurs d'onde ne peuvent cependant pas être précisées ici pour des raisons de confidentialité. Dans la suite de l'article, ces deux longueurs d'onde seront simplement désignées comme « voie visible » et « voie infrarouge ».

Le système optique, illustré en Figure 2, est constitué d'un ensemble de miroirs, d'un hublot et d'une vitre de protection placée devant le hublot lors des essais. Cette configuration garantit une transmission stable et sécurisée des rayonnements vers les capteurs tout en limitant les risques liés aux projections ou dépôts métalliques de la zone d'arc sur le hublot.

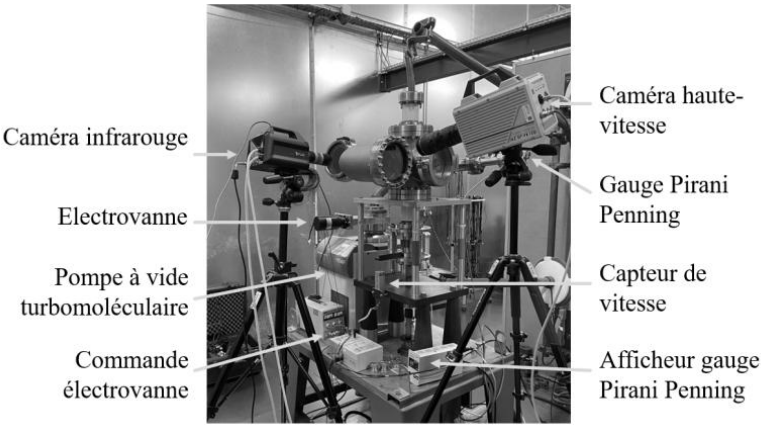


Figure 1 : *Maquette expérimentale dite « en croix » instrumentée et raccordée au banc d'essais synthétique*

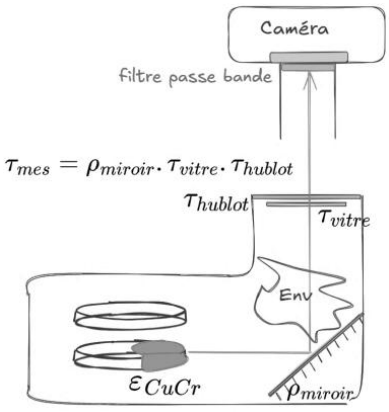


Figure 2 : *Système optique des contacts jusqu'aux caméras*

3. Méthode d'étalonnage et traitement des données

3.1. Lois thermographiques et d'étalonnage

La caméra, qu'il s'agisse de la voie visible ou de la voie infrarouge, ne mesure pas directement une température mais un flux spectral intégré, converti par le capteur en une valeur numérique (Digital Level, *DL*). L'accès à la température réelle nécessite donc d'établir une relation radiométrique entre ce niveau de gris et la radiance émise par l'objet. Cette radiance dépend de la température de surface T_s, de l'émissivité spectrale du matériau ε et des pertes optiques dans la chaîne d'observation τ_{mes}. Pour une surface opaque de type corps gris, le signal mesuré résulte de la somme de deux contributions : le rayonnement propre émis par la

surface, et une contribution environnementale réfléchie par cette surface en raison de son émissivité. L'ensemble conduit à l'expression opérationnelle donnée en équation (1).

$$DL_{mes} = \tau_{mes}.[\varepsilon.DL(T_s) + (1-\varepsilon).DL(T_{env})] \quad (1)$$

Cette relation montre que la conversion du DL en température requiert une loi d'étalonnage *DL(T)* établie précisément. En outre, une correction doit être appliquée lorsque l'étalonnage est effectué dans des conditions optiques différentes de celles des essais. En effet, l'étalonnage ne pouvant être réalisé dans la maquette en croix, il est mené ex-situ au laboratoire IRDL dans une enceinte sous atmosphère contrôlée, équipée des mêmes éléments optiques (objectif, doubleur, filtres passe-bande visibles et IR) que ceux utilisés en maquette. Les deux caméras, visible et infrarouge, sont chacune étalonnées dans leur bande spectrale respective.

Au centre de l'enceinte d'étalonnage est placé un corps noir de type cavité, usiné en graphite. Sa géométrie cylindrique et l'émissivité spectrale élevée du graphite conduisent à une émissivité apparente ε_{app} proche de l'unité, donnée par l'équation (2) [11], valable dans le cas idéal d'un cylindre infiniment long. Afin de s'approcher de cette configuration théorique, la cavité doit présenter un rapport profondeur sur diamètre suffisamment élevé pour que les réflexions internes dominent. Le choix du diamètre et de la profondeur a donc été guidé par ce critère : l'ouverture devait rester assez large pour fournir un nombre suffisant de pixels utiles à la caméra, tout en assurant une profondeur compatible avec un comportement radiatif proche de celui d'un cylindre long. La cavité retenue, d'un diamètre de 4 mm et d'une profondeur de 16 mm, satisfait ce compromis en garantissant une émissivité apparente élevée tout en maintenant une bonne résolution spatiale au niveau du plan image.

$$\varepsilon_{app} = \frac{2\sqrt{\varepsilon}}{1+\sqrt{\varepsilon}} \quad (2)$$

Avec $\varepsilon \approx 0{,}95$ dans le visible, on obtient $\varepsilon_{app} \approx 0{,}99$ [11]. Dans l'IR, l'émissivité spectrale du graphite étant légèrement plus faible ($\varepsilon \approx 0{,}9$), l'émissivité apparente vaut $\varepsilon_{app} \approx 0{,}97$. Ces valeurs élevées garantissent que, pour les deux caméras, la cavité se comporte comme une source quasi-noire, permettant un étalonnage fiable dans les deux bandes spectrales. Après chauffage au laser, la cavité se comporte comme un corps mince dès l'arrêt du faisceau, ce qui assure une température uniforme à chaque instant, et rend possible l'utilisation de la phase de refroidissement pour associer un niveau de gris unique à chaque température mesurée.

La caméra et un pyromètre bichromatique étalonné observent simultanément le corps noir ; la base de temps est synchronisée en repérant l'instant d'extinction du laser, visible sur les deux signaux. Pour chaque ouverture diaphragmatique et pour chaque temps d'intégration *IT*, le niveau de gris maximal est associé à la température correspondante fournie par le pyromètre, les pixels saturés étant exclus. L'ensemble de ces couples *(DL,T)* est ajusté par une loi de type Planck (équation 3) [10]. Cette loi inclut explicitement la dépendance au temps d'intégration *IT*.

$$DL(T, IT) = \left(\frac{A}{\exp\left(\frac{B}{T}\right) - 1} + C \right) IT + Offset \quad (3)$$

Une fois les paramètres radiométriques A, B, C et Offset identifiées à l'aide d'un algorithme de Levenberg-Marquardt, l'inversion de la loi permet d'obtenir la température pour tout temps d'intégration (équation 4).

$$T = \frac{B}{\ln\left(\frac{A}{\frac{DL - Offset}{IT} - C} + 1\right)} \quad (4)$$

Cette loi d'étalonnage est ensuite utilisée pour interpréter les images acquises en maquette. Comme les conditions optiques diffèrent entre le banc d'étalonnage de l'IRDL et la maquette en croix lors des mesures, il est nécessaire de corriger le niveau de gris mesuré avant d'appliquer la loi. En pratique, la contribution environnementale n'est pas calculée à partir d'une température imposée, mais estimée directement sur chaque image à partir de zones froides. On définit ainsi un fond effectif mesuré tel que $DL_{bg} = \tau_{mes}.DL(T_{env})$, ce qui conduit, dans l'exploitation des images, à soustraire directement un terme de fond déjà exprimé au niveau détecteur. Le niveau de gris corrigé, ramené aux conditions de l'étalonnage, s'écrit alors selon l'équation (5).

$$DL_{corr} = \frac{\tau_{IRDL}}{\tau_{mes}.\varepsilon}.\left[DL_{mes} - (1-\varepsilon)\,DL_{bg}\right] \quad (5)$$

Cette expression inclut la correction des pertes optiques entre la maquette et le banc d'étalonnage, la prise en compte de l'émissivité des contacts ainsi que la soustraction de la contribution environnementale réfléchie. Elle permet ensuite d'appliquer directement la loi d'étalonnage pour déterminer la température réelle dans les conditions des essais.

3.2. Validation des lois d'étalonnage

Pour valider expérimentalement la loi d'étalonnage, des corps purs, dont les températures de fusion sont bien établies, ont été utilisés. Le choix s'est porté sur le fer (Fe) et le nickel (Ni) à 99,99 % de pureté (fournisseur Neyco). Une difficulté majeure de cette démarche réside dans le manque de données fiables d'émissivité spectrale aux longueurs d'onde d'intérêt, en particulier dans l'infrarouge, aux températures visées et pour l'état liquide des métaux. Les valeurs retenues d'émissivité au point de fusion issues de la littérature sont récapitulées dans le Tableau 1 pour les longueurs d'onde utilisées dans cet article.

	T_{fus}	$\varepsilon_{visible}^{T=T_{fus}}$	$\varepsilon_{IR}^{T=T_{fus}}$
	°C	-	-
Fer	1538	0,39	0,28
Nickel	1455	0,37	0,20

Tableau 1 : *Propriétés thermophysiques retenues pour la vérification*

La température est reconstruite en appliquant la loi thermographique de l'équation 5 en intégrant les valeurs d'émissivité du Tableau 1 et les transmittances mesurées des éléments optiques du banc d'étalonnage, avant conversion des niveaux numériques corrigés en température. Les courbes de validation sont obtenues à partir d'expériences de liquéfaction de petites billes métalliques d'environ 30 mg chauffées par laser dans une enceinte de lévitation aérodynamique sous atmosphère inerte [12, 13]. Ce dispositif permet d'observer la phase de fusion puis le refroidissement libre du métal, donnant accès à une courbe typique comportant une surfusion suivie d'une recalescence. Le plateau de solidification apparaît nettement après cette phase de recalescence, ce qui permet de l'identifier sans ambiguïté pour comparer la température reconstruite au plateau de référence.

Les écarts observés entre les températures reconstruites et les plateaux de solidification de référence restent modérés dans les deux bandes spectrales. Pour la caméra visible, la différence est inférieure à 10 °C pour le Ni et de l'ordre de 20 °C pour le Fe, ce qui demeure compatible avec une calibration correcte compte tenu des incertitudes sur l'émissivité spectrale aux températures et longueurs d'onde considérées. Pour la caméra infrarouge (Figure 3), les écarts sont légèrement plus marqués, avec une tendance positive pour le fer (+10°C) et négative pour le nickel, de l'ordre de quelques dizaines de degrés (- 30 °C).

Une analyse de sensibilité a été réalisée en faisant varier l'émissivité d'environ ± 10 %, ce qui correspond aux dispersions typiquement rapportées dans la littérature pour des métaux liquides. Cette variation induit une modification d'environ ± 50 °C autour de la température reconstruite pour l'émissivité nominale, ce qui est cohérent avec les écarts mesurés expérimentalement. Ces différences s'expliquent par la sensibilité de la reconstruction aux paramètres radiométriques d'entrée, notamment l'émissivité des surfaces liquides et la transmittance des éléments optiques, ainsi que par les évolutions d'état de surface au cours du cycle thermique, telles que l'oxydation ou la rugosité. Malgré ces incertitudes, la proximité des températures reconstruites avec les plateaux de référence confirme la robustesse de la loi d'étalonnage pour l'usage visé.

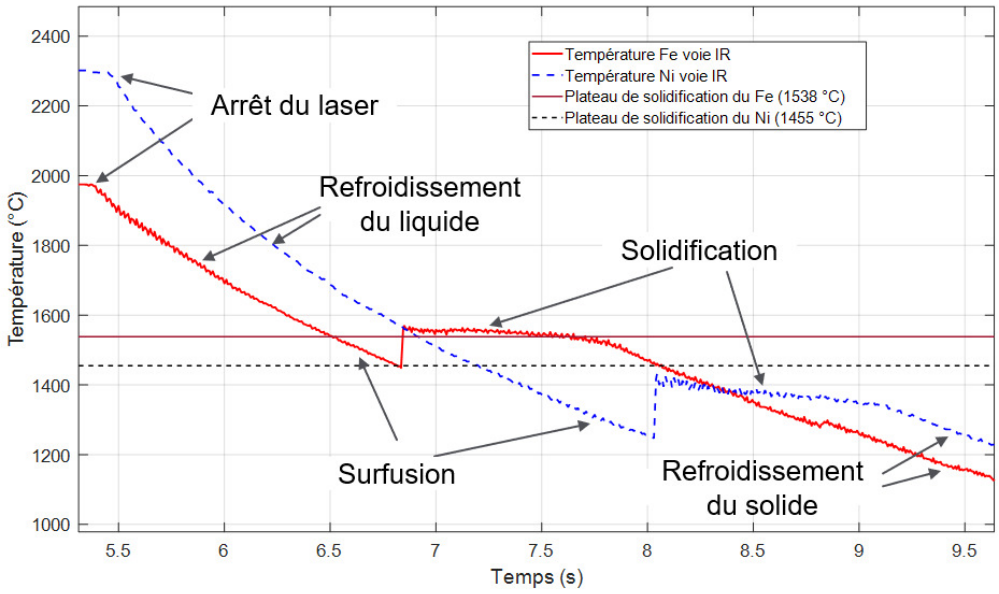


Figure 3 : *Thermogrammes IR de la solidification du Fe et du Ni*

4. Résultats et analyses

L'application de la procédure d'étalonnage aux séquences acquises sur la maquette en croix a permis de reconstruire la température des contacts en CuCr 75/25 pour des courants compris entre 35 et 38 kA crête et des temps d'arc de 8,5 à 10 ms. Les températures obtenues au voisinage du passage par zéro du courant (CZ) sont comprises entre 1650 et 1850°C en infrarouge, et entre 1700 et 1900°C sur la voie visible. Un écart d'environ 50°C entre les deux voies sur une même séquence constitue un niveau de cohérence satisfaisant au regard des corrections successives imposées par la transmittance de la chaîne optique, l'émissivité spectrale du matériau et les incertitudes temporelles propres à chaque caméra.

La Figure 4 présente un exemple de thermogrammes issus des deux voies optiques pour un même essai. Les deux voies conduisent à des niveaux de température compatibles au voisinage de CZ. Les valeurs obtenues dans ces conditions expérimentales se situent dans la plage généralement rapportée pour des contacts CuCr sans champ magnétique d'aide, où les

températures proches du CZ varient typiquement entre 1200 °C et un peu plus de 2000 °C selon la géométrie des contacts, les conditions d'arc et la présence éventuelle de rotation magnétique. Les valeurs mesurées ici, comprises entre 1650 et 1900°C, sont compatibles avec les études réalisées à des courants de même ordre de grandeur et sans rotation d'arc.

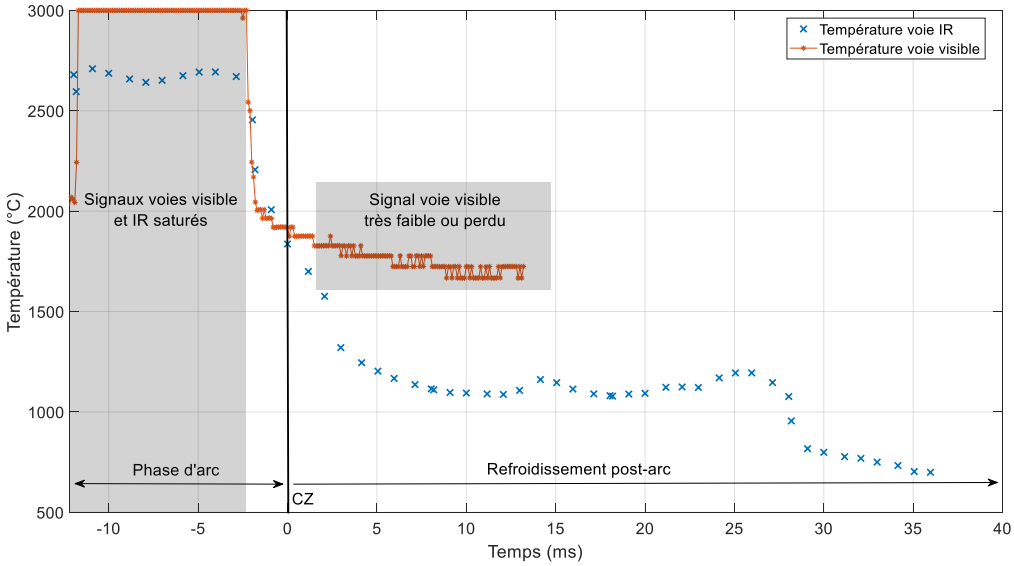


Figure 4 : *Thermogrammes IR et visible d'un même essai*

Les comportements des deux voies restent différents. La caméra visible, enregistrant à 10 kHz, permet de suivre précisément l'évolution thermique dans une fenêtre temporelle restreinte, d'environ ± 2 ms autour du passage par zéro. Dès que la température décroît, le flux dans le visible devient insuffisant et la mesure n'est plus exploitable. La caméra infrarouge, enregistrant à 1,1 kHz, fournit en général une seule image environ 1 ms avant le CZ, ce qui introduit une incertitude sur l'instant exact auquel la température est associée, mais permet de décrire le refroidissement thermique post-arc jusqu'à environ 40 ms après l'interruption.

Ces limitations respectives expliquent les légers écarts entre les températures mesurées par les deux voies et suggèrent plusieurs améliorations possibles concernant le repérage temporel en infrarouge et, inversement, la sensibilité à basse température dans la voie visible. Dans leur état actuel, les deux voies fournissent des informations complémentaires : la caméra visible décrit la dynamique précédente immédiate du CZ, tandis que la voie infrarouge permet d'appréhender la décroissance thermique sur des temps plus longs. L'ensemble constitue une base cohérente pour caractériser l'évolution thermique des contacts au voisinage du passage par zéro.

5. Conclusion

La mise en place d'une chaîne de mesure combinant imagerie visible et infrarouge, associée à une loi thermographique prenant en compte les pertes optiques dans les conditions d'étalonnage et de mesure, permet désormais d'accéder de manière fiable à la température des contacts en interruption sous vide. La loi choisie, dérivée de l'équation de Planck et ajustée par un étalonnage ex situ sur corps noir, a été retenue pour sa capacité à intégrer explicitement le temps d'intégration, et à fournir une relation robuste entre niveau numérique et température. Cette approche, associée à une correction radiométrique tenant compte des transmittances et de l'émissivité des contacts, garantit la cohérence des mesures dans des conditions expérimentales complexes. La validation réalisée à l'aide de métaux purs, malgré des incertitudes liées à l'émissivité spectrale et aux évolutions d'état de surface, confirme la fiabilité de la méthode pour l'usage visé.

Au-delà de la validation, cette chaîne de mesure ouvre des perspectives pour l'établissement de critères de coupure directement liés à la thermique des contacts. La possibilité de caractériser la température au voisinage du passage par zéro et le refroidissement thermique après l'interruption constitue un levier pour mieux comprendre les mécanismes physiques de la coupure sous vide. Ces avancées permettront d'orienter le développement des disjoncteurs moyenne tension vers des conceptions optimisées, améliorant la fiabilité des réseaux électriques dans un contexte de transition énergétique et de réduction des gaz à effet de serre.

Références

[1] C. Ronneau, *Énergie, pollution de l'air et développement durable*. in Lectures universitaires. Louvain-la-Neuve: Presses universitaires de Louvain, 2004. Consulté le: 9 mai 2025. [En ligne]. Disponible sur: https://books.openedition.org/pucl/607

[2] RTE, « Futurs énergétiques 2050 », RTE, Paris, févr. 2022. [En ligne]. Disponible sur: https://www.rte-france.com/analyses-tendances-et-prospectives/bilan-previsionnel-2050-futurs-energetiques#Lesresultatsdeletude

[3] IEA, « Net Zero by 2050 - A Roadmap for the Global Energy Sector », IEA, Paris, 2021. [En ligne]. Disponible sur: https://www.iea.org/reports/net-zero-by-2050

[4] P. Sarrailh, « Modélisation et simulation de la phase post-arc d'un disjoncteur sous vide », These de doctorat, Toulouse 3, 2008. Consulté le: 17 décembre 2024. [En ligne]. Disponible sur: https://theses.fr/2008TOU30305

[5] Y. Langlois, « Modélisation de l'arc électrique dans un disjoncteur à vide », These de doctorat, Université de Lorraine, 2010. Consulté le: 17 décembre 2024. [En ligne]. Disponible sur: https://theses.fr/2010INPL062N

[6] K. Watanabe *et al.*, « The anode surface temperature of CuCr contacts at the limit of current interruption », *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 25, nº 4, p. 637-641, août 1997, doi: 10.1109/27.640677.

[7] T. Donen, J. Abe, M. Tsukima, Y. Takai, S. Miki, et S. Ochi, « Temperature measurement and arc rotation observation of spiral-type contact », in *2016 27th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV)*, sept. 2016, p. 1-4. doi: 10.1109/DEIV.2016.7748725.

[8] H. Schellekens et M. B. Schulman, « Contact temperature and erosion in high-current diffuse vacuum arcs on axial magnetic field contacts », *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 29, nº 3, p. 452-461, juin 2001, doi: 10.1109/27.928943.

[9] T. Pieniak, M. Kurrat, et D. Gentsch, « Surface Temperature Analysis of Transversal Magnetic Field Contacts Using a Thermography Camera », *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 45, nº 8, p. 2157-2163, août 2017, doi: 10.1109/TPS.2017.2707667.

[10] T. Lafargue, « Comportement de matériaux illuminés par des sources laser multi-kW », phdthesis, HESAM Université, 2023. Consulté le: 3 octobre 2025. [En ligne]. Disponible sur: https://pastel.hal.science/tel-04496284

[11] S. G. Yousef, P. Sperfeld, et J. Metzdorf, « Measurement and calculation of the emissivity of a high-temperature black body », *Metrologia*, vol. 37, nº 5, p. 365, oct. 2000, doi: 10.1088/0026-1394/37/5/4.

[12] D. Le Maux, M. Courtois, T. Pierre, B. Lamien, et P. Le Masson, « Density measurement of liquid 22MnB5 by aerodynamic levitation », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 90, nº 7, p. 074904, juill. 2019, doi: 10.1063/1.5089620.

[13] M. Le Mener, C. Bourges, E. Courtois, T. Pierre, et M. Courtois, « A New Approach to Determining the Specific Heat of Liquid Metals at High Temperatures by Aerodynamic Levitation », *Int J Thermophys*, vol. 47, nº 1, p. 8, janv. 2026, doi: 10.1007/s10765-025-03681-8.

PREMIERS SPECTRES D'EMISSIVITE DU TUNGSTENE APRES EXPOSITION DANS LE TOKAMAK WEST

FIRST SPECTRUM OF TUNGSTEN EMISSIVITY AFTER EXPOSITION IN THE WEST TOKAMAK

Estelle ROMULUS[1*], Jonathan GASPAR[1], Nathalie EHRET[1], Céline MARTIN[2], Mathilde DIEZ[3], Jean-Laurent GARDAREIN[1]

[1,*]Aix Marseille Université, CNRS, IUSTI UMR 7343, 13453, Marseille France
[2]Aix Marseille Université, CNRS, PIIM, UMR 7345, 13013, Marseille, France
[3]CEA, IRFM, 13108, St-Paul-Lez-Durance, France
[*](auteur correspondant : estelle.romulus@univ-amu.fr)

Résumé - Cet article présente un banc de mesure d'émissivité spectrale développé afin de mesurer l'émissivité spectrale entre 2,5 et 8 µm jusqu'à 400°C à l'aide d'un spectrophotomètre FTIR. L'étude porte sur trois échantillons (graphite recouvert de tungstène) caractéristiques des zones observées dans le tokamak WEST : zone de forts dépôts, zone de forte érosion et un composant non exposé au plasma. Les émissivités varient autour de 0,2 pour l'échantillon érodé et atteignent jusqu'à 0,98 pour l'échantillon à forts dépôts. En parallèle, des mesures d'état de surface montrent une rugosité de 5,6 µm dans la zone de fort dépôt contenant essentiellement du bore, contre 1.6 µm dans la zone de forte érosion.

Abstract - This article presents a spectral emissivity measurement bench developed to measure emissivity between 2.5 and 8 µm up to 400 °C using an FTIR spectrophotometer. The study focuses on three samples (tungsten-coated graphite) representative of zones observed in the tokamak: a clean component, a high-deposition zone, and a high-erosion zone. Emissivity values are around 0.2 for the eroded sample and reach up to 0.98 for the high-deposition sample. In parallel, surface state measurements show a roughness of 5.6 µm in the high-deposition zone, mainly containing boron, compared with 1.6 µm in the high-erosion zone.

Nomenclature

Symbole

ϵ_n	émissivité
λ	longueur d'onde, m
L_0	luminance des optiques, W/m².sr
L_n^0	luminance, W/m².sr
R	coefficient de linéarité du capteur, m².sr/W
ρ_n	réflectivité
S_n	signal émis
T_n	température, °C

Indice *n*

e	échantillon
CN	corps noir
SI	obturateur dans l'enceinte
SE	obturateur extérieur
amb	ambiance
enc	enceinte

1. Introduction

Dans le domaine de la fusion nucléaire, les environnements extrêmes des tokamaks, tel que WEST [1], soumettent les composants face au plasma à de forts flux de chaleur de l'ordre de

10 MW/m² et de particules. Ces flux de chaleur induisent d'importants échauffements des composants face au plasma. Par conséquent, un contrôle en temps réel de la température des composants est nécessaire pour éviter leur endommagement. Dans ce contexte, la thermographie infrarouge (IR) est couramment utilisée dans les tokamaks pour assurer le contrôle de la température de ces composants [2]. Elle repose sur l'utilisation de caméras IR équipées de filtres étroits centrés sur une longueur d'onde du domaine IR. Cependant, l'utilisation de composants en tungstène (W) dans WEST rend difficile le suivi de la température en raison de la faible émissivité du W ($\epsilon = 0{,}1$). De plus, celle-ci peut varier à la surface d'un même composant en raison des phénomènes de déposition et d'érosion induits par l'interaction plasma-paroi [3]. Cela induit des changements d'état de surface qui nécessitent une compréhension approfondie de l'évolution de l'émissivité des composants dans la machine.

Des études antérieures ont mis en évidence des zones de forte érosion caractérisées par une diminution de l'émissivité de 0,12 à 0,05. A l'inverse, des zones de forts dépôts ont montré une augmentation de l'émissivité jusqu'à 0,85. Ces études ne ciblent cependant que les longueurs d'onde imposées par les caméras du tokamak WEST (centrée 3,9 +/- 0,25 µm) [3]. L'objectif de cette étude est de mesurer l'émissivité spectrale de ces composants entre 2,5 et 8 µm. Pour cela, un banc de mesure équipé d'un spectrophotomètre à transformée de Fourier (FTIR) et d'une enceinte à vide, a été développé pour réaliser des mesures jusqu'à 400°C. Dans un premier temps, le banc expérimental et le principe de mesure seront présentés. Ensuite, le type d'échantillon choisi, leurs caractéristiques ainsi que l'étude de leur état de surface seront détaillées. Enfin, les premiers spectres d'émissivité obtenus seront présentés et discutés, ainsi qu'une première corrélation entre l'émissivité et l'état de surface.

2. Présentation du système

2.1. Banc expérimental

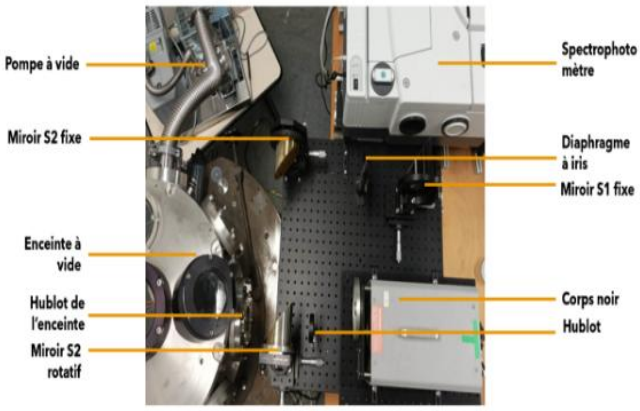


Figure 1 : *Photo du banc expérimental*

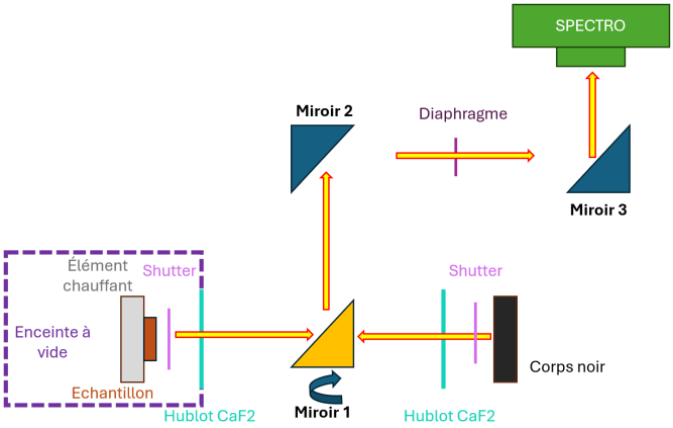


Figure 2 : *Schéma de principe du fonctionnement du banc*

Le banc présenté en Figure 1 permet la mesure directe de l'émissivité spectrale, c'est-à-dire une collecte directe de la luminance émise par l'échantillon et le corps noir. Un porte-échantillon réglable est positionné au contact d'un élément chauffant, permettant la montée en température de l'échantillon jusqu'à 400°C. L'enceinte à vide, dont les parois sont peintes en noires (Nextel 811-21 Velvet) pour limiter les réflexions multiples, est mise sous vide (10^{-2} à 10^{-3} mbar) afin d'éviter l'oxydation des échantillons en tungstène (W). Un hublot en CaF2 est positionné devant l'échantillon et le corps noir cavité (SR-2-32-SA) permettant la collecte des luminances entre 2,5 – 8 µm. Les miroirs paraboliques 1 (rotatif) et 2 (fixe) permettent l'obtention de l'image de la surface de l'échantillon à la position du diaphragme. Le miroir

parabolique 3 permet de diriger les flux collimatés vers le spectrophotomètre (FT-IR Is50). A l'intérieur de celui-ci, un diaphragme motorisé permet de définir la surface de collecte sur l'échantillon avec un diamètre ajustable entre 3,5 et 9 mm. Lors des mesures, les contributions des chemins optiques peuvent différer en raison de l'échauffement des hublots, plus important côté enceinte car celle-ci n'est pas refroidie. Afin de s'affranchir de ces réflexions, des obturateurs sont placés respectivement devant l'échantillon et le corps noir. A noter que cette étude se limite entre 2,5 et 8 µm et sera étendue ultérieurement jusqu'à 15 µm avec l'utilisation d'un hublot en ZnSe afin de mettre en évidence des potentiels comportements ou caractéristiques simplifiant l'étude du divertor bas.

2.2. Calcul de l'émissivité

Le calcul de l'émissivité repose sur la propriété linéaire du capteur. Le signal de l'échantillon (S_e) à une température (T_e) donnée, s'exprime par son flux émis ($\epsilon_e L_e^0(\lambda, T_e)$), la part réfléchie par l'enceinte de ce flux ($\rho_e L_{enc}^0(\lambda, T_{enc})$), ainsi que les contributions provenant du chemin optique ($L_0(\lambda)$). L'expression du signal des obturateurs ainsi que du corps noir prennent en compte les mêmes éléments, exceptée la part de réflexion pour le signal corps noir. Travailler dans gamme de linéarité du capteur permet d'éviter une phase de calibration du spectrophotomètre mais cela nécessite l'acquisition des quatre spectres pour chaque mesure d'émissivité. Les signaux s'expriment comme suit :

$$S_e(\lambda, T_e) = R(\lambda)[\epsilon_e L_e^0(\lambda, T_e) + \rho_e L_{enc}^0(\lambda, T_{enc}) + L_0(\lambda)] \quad (2)$$

$$S_{CN}(\lambda, T_{CN}) = R(\lambda)[L_{CN}^0(\lambda, T_{CN}) + L_0(\lambda)] \quad (3)$$

$$S_{SI}(\lambda, T_{SI}) = R(\lambda)[\epsilon_{SI} L_{SI}^0(\lambda, T_{SI}) + \rho_{SI} L_{enc}^0(\lambda, T_{enc}) + L_0(\lambda)] \quad (4)$$

$$S_{SE}(\lambda, T_{SE}) = R(\lambda)[\epsilon_{SE} L_{SE}^0(\lambda, T_{SE}) + \rho_{SE} L_{amb}^0(\lambda, T_{amb}) + L_0(\lambda)] \quad (5)$$

En utilisant l'expression de ces quatre signaux, la contribution des différentes optiques des signaux est retirée grâce aux obturateurs, et ce indépendamment pour l'échantillon et le corps noir. Enfin, en reprenant la définition de l'émissivité, l'expression finale de l'émissivité de l'échantillon s'écrit :

$$\epsilon_e = \frac{S_e - S_{SI}}{S_{CN} - S_{SE}} * \frac{L_{CN}^0 - \epsilon_{SE}(L_{SE}^0 - L_{amb}^0) - L_{amb}^0}{L_e^0 - L_{enc}^0} + \frac{\epsilon_{SI}(L_{SI}^0 - L_{enc}^0)}{L_e^0 - L_{enc}^0} \quad (6)$$

On pose ici l'hypothèse que ϵ_{amb} et ϵ_{enc} sont proches de 1 [4]. D'autre part, les émissivités ϵ_{SE} et ϵ_{SI} sont supposées égales à 0.97, correspondant à l'émissivité de la peinture noire Nextel utilisée pour l'enceinte et les obturateurs, mesurée par un autre banc avec sphère intégrante.

2.3. Echantillons

Les échantillons étudiés sont issus des composants provenant du tokamak WEST et en particulier de la zone subissant le flux de chaleur le plus important appelé divertor. Le divertor de la machine se compose de deux parties : une partie avec des composants dits 'internes' et l'autre avec des composants dit 'externes' que l'on peut observer sur la Figure 3. A noter que ces composants sont spécifiques à la première phase expérimentale de WEST, sont en graphite et recouverts d'une fine couche de W (12 – 15 µm d'épaisseur). L'interaction entre le plasma et ces composants induit des modifications de surface, avec des zones spécifiques de fortes dépositions et érosions (voir Figure 4 présentant un composant avant et après exposition au plasma).

L'étude de cet article a été réalisée sur un composant interne, exposé durant cinq campagnes expérimentales, soit environ 7h30 d'exposition au plasma. Ce composant a été découpé afin

d'isoler la zone de forte érosion (Figure 4, B 2) ayant subie des flux jusqu'à 2 MW/m² avec des températures de surface allant jusqu'à 400°C. La seconde partie découpée correspond à la zone présentant des dépôts épais (Figure 4, B 3) qui, à l'inverse, a été soumise à un flux beaucoup moins important (200kW/m²) favorisant la déposition des impuretés. Le plasma de deutérium transporte les éléments chimiques présents dans le tokamak (tungstène, carbone, oxygène etc) sur cette zone. Les dimensions des échantillons découpés sont variables. De plus, leur épaisseur est variable au sein d'un même échantillon (entre 53 - 55 mm en longueur, 28 – 31 mm en largeur et 0.8 – 4 mm en épaisseur). Enfin, leur suivi en température se fait grâce à un thermocouple type K de diamètre 0,5 mm positionné en surface, maintenu mécaniquement par la vis du porte-échantillon.

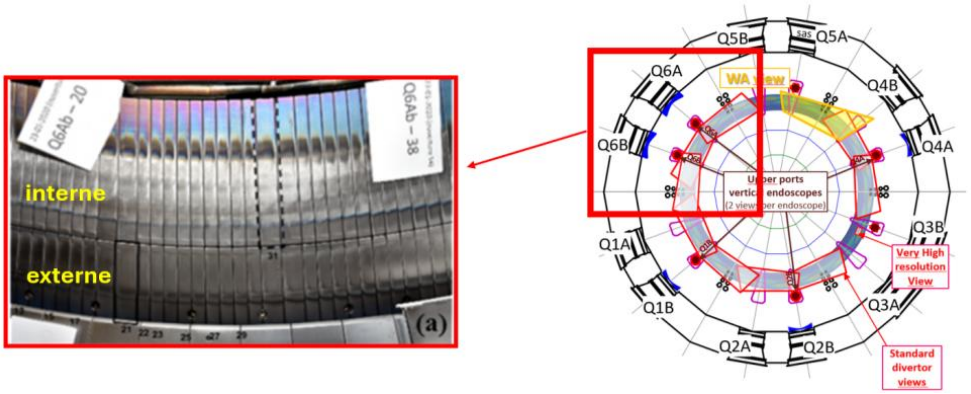


Figure 3 *: Vue détaillée du secteur Q6A du divertor bas montrant les composants internes et externes (gauche) -- schéma représentant l'ensemble des secteurs du divertor bas de WEST vue de dessus (droite),*



Figure 4 : *Photo de composant interne avant (A) et après (B) exposition au plasma*

La Figure 5 présente les échantillons étudiés dans cette étude : un échantillon de référence n'ayant jamais vu le plasma (Figure 5, 1), un échantillon issu de la zone forte érosion (Figure 5, 2) et un échantillon issu de la zone forts dépôts (Figure 5, 3). Dans la suite les notations 1, 2 et 3 feront références aux différents échantillons. Il est important de noter que seul l'échantillon 1 a pu être percé sur la tranche pour mettre un thermocouple de type K avec un diamètre de 1 mm à l'intérieur. Ce thermocouple a été placé de sorte qu'il soit le plus proche possible du centre de l'échantillon.

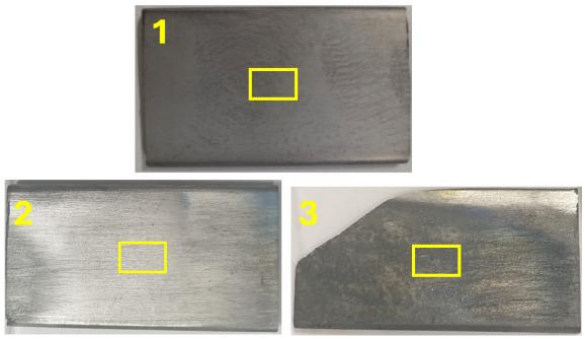


Figure 5 : *Echantillons provenant de la machine : 1) référence – 2) zone érodée – 3) zone de dépôts*

2.4. Mesure de l'état de surface

Les précédentes études ont montré l'influence de l'état de surface des composants sur leurs émissivités mesurées à la longueur d'onde des systèmes IR du tokamak WEST (3,9 µm) [3]. Ainsi, il est important de comprendre la corrélation entre l'état de surface et l'émissivité en fonction de la longueur d'onde. Dans cet objectif, nous avons réalisé différentes mesures se concentrant sur la rugosité des échantillons ainsi que leur composition chimique. Les mesures de rugosité ont été effectuées au moyen d'un microscope laser confocal sur une zone centrale de 4 x 3 mm², afin d'assurer la comparaison avec les résultats précédents obtenus dans le cadre de ce projet [5]. Les mesures de composition chimique ont été réalisées par EDX sur la même zone que l'analyse confocale avec un agrandissement x 1000 sur une zone de 118 x 79 µm² à 20 et 5 kV, permettant respectivement de sonder les dépôts entre 1 µm et 100 nm environ de profondeur. A noter que l'étude à 5 kV permet d'améliorer la sensibilité pour les atomes plus légers tels que le bore (B) qui présentent des transitions à basse énergie par élimination des multidiffusions dues aux transitions à hautes énergies du W. Les mesures étant à différentes échelles (de l'ordre du mm pour la confocale et du µm pour l'EDX), nous avons posé l'hypothèse que les zones étudiées pour l'état de surface étaient représentatives de l'ensemble de la zone collectée par le capteur lors de notre mesure d'émissivité. A noter que cette hypothèse repose sur les précédentes études analysant le centre des échantillons [5].

3. Résultats et discussion

3.1. Mesure d'émissivité par un banc avec caméra IR

Dans un premier temps, l'émissivité moyenne des échantillons a été mesurée sous atmosphère non contrôlée afin d'avoir des valeurs de références pour l'étude spectrale. Comme montré Figure 6, le banc expérimental se compose d'une caméra IR SC6000 dont la bande spectrale de mesure est comprise entre 3,5 et 5 µm. L'échantillon est chauffé grâce à un four Linkam et est protégé des perturbations thermiques par une cage en plexiglass. Les luminances sont mesurées à deux températures (27 et 47°C) et traitées grâce à la méthode des deux températures [4] permettant l'obtention des cartes d'émissivité des échantillons. Ainsi, les émissivités mesurées sont respectivement autour de 0,11 pour l'échantillon n°1 (Figure 7), 0,2 pour l'échantillon n°2 et 0,86 pour l'échantillon n°3.

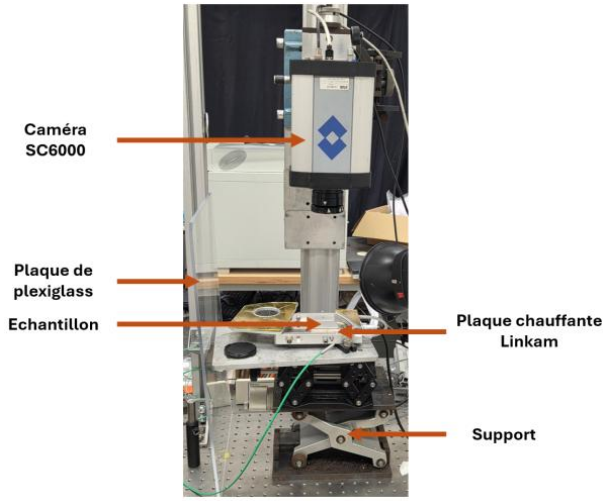


Figure 6 : *Photo du banc expérimental avec caméra IR*

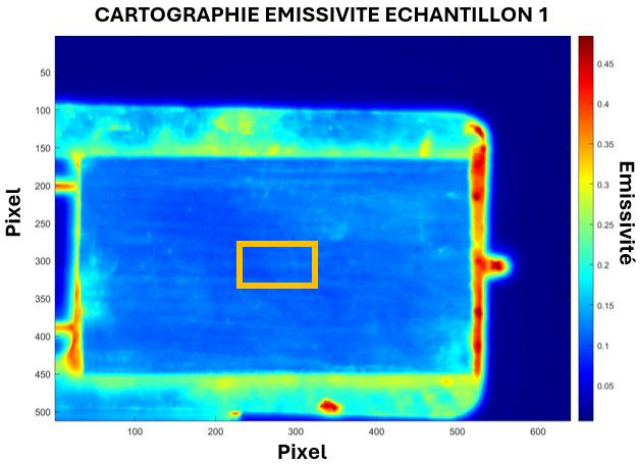


Figure 7 : *Cartographie de l'émissivité de l'échantillon 1 (référence)*

3.2. Mesure d'émissivité spectrale avec le nouveau banc expérimental

Pour chaque échantillon, une mesure d'émissivité à une température de 326°C a été réalisée entre 2,5 et 8 µm. Ainsi, pour chaque échantillon, quatre mesures ont été réalisées (Figure 8) et, après traitement (équation 6), ont permis d'obtenir les spectres d'émissivités (Figure 9). Lors des mesures sur l'échantillon 1, un écart de 13°C entre la température interne et la température de surface a été observé. Cet écart a été appliqué pour une première exploitation des mesures des échantillons 2 et 3.

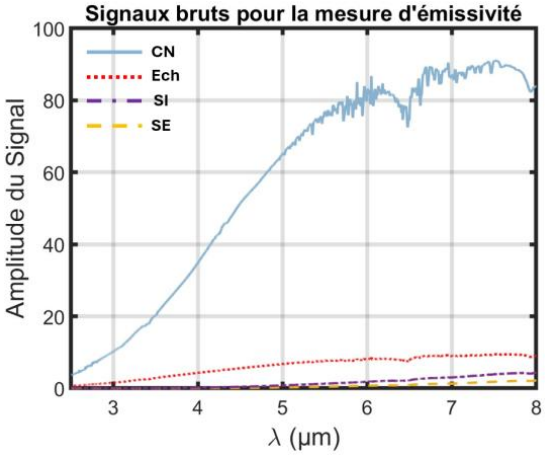


Figure 8 : *Signaux bruts de l'échantillon de 1 (référence)*

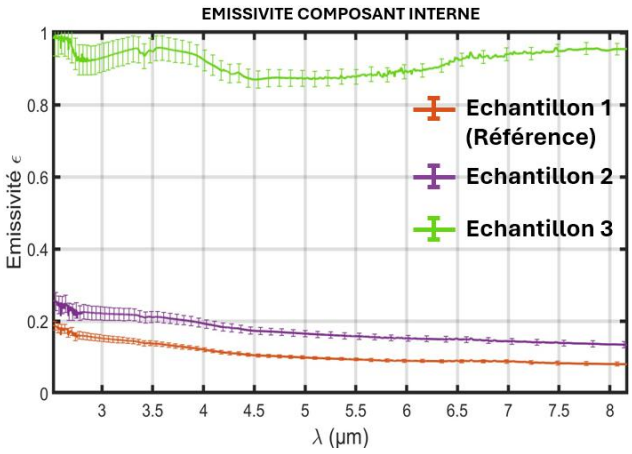


Figure 9 *: Spectres d'émissivité pour échantillon 1 (orange), 2 (violet) et 3 (vert).*

La Figure 8 présente les courbes brutes pour l'échantillon 1, et la Figure 9 les spectres d'émissivité obtenus après traitement pour les trois échantillons. Les spectres des échantillon 1 et 2 suivent le comportement typique du W, avec une émissivité décroissante en fonction de la longueur d'onde [6]. L'échantillon 3 présente quant à lui une allure de spectre beaucoup plus stable en longueur d'onde, semblable au spectre du graphite. L'émissivité spectrale de l'échantillon 3, correspondant à la zone de forts dépôts, est beaucoup plus élevée, admettant des valeurs comprises entre 0,87 et 0,98 contre des valeurs entre 0,08 et 0,18 pour l'échantillon 1 (référence). L'échantillon 2 (zone érodée) est beaucoup moins émissif que l'échantillon 3, comme attendu, avec des valeurs comprises entre 0,13 et 0,25. Il est à noter que les valeurs d'émissivité intégrées entre 3 et 5 µm mesurées à basse température sur le banc caméra IR sont en bon accord avec les mesures spectrales obtenues, en considérant l'augmentation de l'émissivité avec la température, ainsi qu'avec les valeurs obtenues dans les études précédentes [3,7]. A noter que l'écart-type a été estimé avec une méthode de Monte Carlo prenant en compte l'erreur de mesure sur l'ensemble des températures : thermocouples à l'intérieur de l'enceinte (± 2°C), température corps noir (± 2.5°C) et température de l'ambiance (± 0.6°C). Le nombre d'itération suffisant pour assurer la convergence de l'écart-type a été fixé à 1000 après observation de sa stabilisation à partir de cette valeur.

3.3. Relation de l'état de surface sur l'émissivité

L'état de surface influence fortement l'émissivité d'un matériau. Ainsi nous avons essayé de relier les mesures de rugosité, la composition chimique ainsi que l'émissivité des échantillons étudiés. Le tableau suivant résume les résultats obtenus :

Echantillons	$\epsilon_{spectrale}$ ***(2,5 – 8 µm) T = 326°C***	$\epsilon_{intégrée}$ ***(3 – 5 µm) T = 27 et 47°C***	*Sa*	*Sq*	*Sz*
			µm	µm	µm
Echantillon 1 Référence	0,08 – 0,18	0,109	1,50	1,93	22,3
Echantillon 2 Zone forte érosion	0,13 – 0,25	0,203	1,6	2	48,1
Echantillon 3 Zone fort dépôt	0,87 – 0,98	0,869	5,6	6,2	103,3

Tableau 1 : *Corrélation des mesures de rugosité et mesure d'émissivité moyenne pour chaque échantillon*

Le Tableau 1 présente les mesures d'émissivités obtenues avec le nouveau banc expérimental (émissivité spectrale entre 2,5 et 8 µm) ainsi que celles avec le banc IR (émissivité intégrée entre 3 et 5 µm). Dans ce tableau, sont également répertoriées les mesures de rugosité *Sa* présentant la rugosité moyenne de la surface, *Sq* donnant la dispersion des hauteurs sur la surface étudiée, ainsi que *Sz* indiquant le maximum de dénivelé entre le point le plus haut et le point le plus profond sur la surface de l'échantillon. L'échantillon 3 (zone forts dépôts) possède une émissivité aussi bien spectrale qu'intégrée beaucoup plus importante que l'échantillon 1 (référence) ainsi que l'échantillon 2 (zone forte érosion). Sa rugosité de manière globale (*Sa, Sq et Sz)* est également plus importante comparée aux 1,5 µm pour l'échantillon 1 et 1,6 µm pour l'échantillon 2 pour les *Sa,* bien que numériquement proche. On remarquera que l'échantillon 1 possède une rugosité inférieure à celle de l'échantillon 2. En complément de ces mesures, il a été observé que l'échantillon 3 tend à avoir un mélange de plusieurs éléments chimiques à sa surface avec une prédominance forte de carbone (C) et de bore (B). En revanche, l'échantillon 2 est composé majoritairement de W.

En faisant un bilan sur les mesures, les valeurs obtenues indiquent qu'une rugosité importante induirait une augmentation importante de l'émissivité. A l'inverse, une rugosité relativement faible impliquerait une forte baisse de l'émissivité. En parallèle, des mesures EDx ont souligné une forte présence de B et de C, matériaux très émissifs, notamment dans la zone de forts dépôts. En revanche, l'échantillon 2 admet une présence majoritaire de W en surface. Ces compositions chimiques pourraient expliquer l'allure des spectres d'émissivité obtenus. Cependant l'ensemble de ces analyses nécessite encore des investigations topographiques approfondies par rapport à l'émissivité avec par exemple des méthodes de Monte Carlo [9] afin de relier quantitativement les rugosités aux émissivités mesurées. De plus, les précédentes études sur les composants du tokamak WEST ont déjà montré cette corrélation avec des valeurs d'émissivité et de rugosité plus importantes dans les zones de forte déposition autour de 0,86. A l'inverse l'émissivité est beaucoup plus basse sur les zones érodées à faible rugosité et ayant un aspect réfléchissant [3,7].

4. Conclusion

Les premières mesures d'émissivité spectrales de composants provenant du Tokamak WEST ont été réalisées grâce au développement d'un nouveau banc de mesure basé sur l'utilisation d'un spectrophotomètre FTIR. Nous avons pu montrer que les spectres obtenus sont en adéquation avec les valeurs mesurées dans les précédentes études de ces composants dans les

bandes spectrales anciennement étudiées (entre 3 et 5 µm). Trois échantillons ont été étudiés à T = 326°C. Tout d'abord, un échantillon de référence n'ayant pas été exposé au plasma, présente un spectre classique du W avec une valeur d'émissivité de l'ordre de 0,2 à 2,5 µm et de 0,08 à 8 µm. Puis, deux échantillons ayant été exposés à environ 7h30 de plasma ont été étudiés. Un échantillon provenant d'une zone dominée par l'érosion présente une émissivité légèrement plus importante que celle de l'échantillon de référence allant de 0,25 à 2,5 µm à 0,13 à 8 µm. En revanche, l'échantillon provenant d'une zone de forte re-déposition montre une émissivité bien plus importante (de l'ordre de 0,9) avec une plus faible dépendance spectrale. Enfin, nous avons réalisé une première caractérisation de l'état de surface des échantillons. Nous avons pu montrer que l'échantillon provenant d'une zone de forte déposition présente une rugosité importante de l'ordre de 5,6 µm contrairement aux zones d'érosion (échantillon 2) ayant une rugosité plus faible de l'ordre de 1,6 µm.

Plusieurs améliorations sont déjà en cours, notamment une meilleure estimation des températures de surface des échantillons non percés provenant de la machine. Ensuite, l'objectif est d'étendre notre gamme spectrale jusqu'à 15 µm grâce à la mise en place d'un hublot en ZnSe qui sera prochainement installé. Enfin, l'étude portera sur plus d'échantillons types, nous permettant d'établir une corrélation plus solide entre l'émissivité et l'état de surface. Cette étude sera accompagnée d'une étude sur la composition chimique de surface plus approfondie.

Références

[1] Y. Corre et al., *Testing of ITER-grade plasma facing units in the WEST tokamak: Progress in understanding heat loading and damage mechanism*, Nuclear Materials and Energy, 37, pp.: 101546 (2023).

[2] X. Courtois et al., *Design and status of the new WEST IR thermography system*, Fusion Engineering and Design, 136, pp.: 1499-1504 (2018).

[3] J. Gaspar et al., *In-situ assessment of the emissivity of tungsten plasma facing components of the WEST tokamak*, Nuclear Materials and Energy, 25, pp.:100851 (2020).

[4] L. Del Campo et al., *New experimental device for infrared spectral directional emissivity measurements in a controlled environment*, Review of Scientific Instruments, 77, pp.: 113111, (2006).

[5] C. Martin et al*., First pots-mortem analysis of deposit collected on ITER-like components in WEST after the C3 and C4 campaigns*, Physica Scripta, IOP Publishing, 96, pp.: 124035 (2021).

[6] J. Gaspar et al., *Emissivity measurement of tungsten plasma facing components of the WEST tokamak*, Fusion Engineering and Design, 149, pp.: 111328, (2019).

[7] J. Gaspar et al., *Overview of the emissivity measurements performed in WEST: in situ and post-mortem observations*, Nuclear Fusion, 62, pp.: 096023, (2022).

[8] R. Mateus et al., *Elemental analysis of divertor marker tiles exposed during the 2018 (C3), 2019 (C4) and 2020 (C5) WEST campaigns*, Nuclear Materials and Energy, 46, pp.: 102050, (2026).

[9] F. Retailleau et al., *BRDF determination based on topography measurement and Monte Carlo ray tracing*, Optik-International Journal for Ligth and Electron Optics 338, pp.: 172476 (2025).

Remerciements

Le projet ayant donné lieu à cette publication a bénéficié d'un financement de l'Initiative d'excellence d'Aix-Marseille Université - A*Midex, programme des Investissements d'Avenir AMX-19-IET-013.

Reconstruction précise du flux thermique lors de l'impact d'une goutte par thermographie IR sur substrat chauffé en saphir.

Thomas POTAUFEUX[1]*, Ophélie CABALLINA[1], Thierry CZERWWIEC[2], Guillaume CASTANET[1]

[1] Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France
[2] Institut Jean Lamour, Campus Artem, 2 allée André Guinier, 54011 Nancy
*(auteur correspondant : thomas.potaufeux@univ-lorraine.fr)

Résumé - La pulvérisation liquide permet une dissipation thermique efficace, mais ses mécanismes restent difficiles à analyser. L'étude de l'impact d'une goutte unique par thermographie infrarouge offre un accès non intrusif aux champs de température. Toutefois, la mesure à travers un substrat en saphir est limitée par son émission propre et son absorption radiative. Des méthodes correctives simples améliorent partiellement la précision, mais présentent des limites selon les conditions expérimentales. Une approche couplant conduction et rayonnement via la méthode des quadripôles thermiques permet une reconstruction rapide et précise du flux thermique, avec un gain de précision pouvant atteindre plusieurs dizaines de pour cent.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, [$m^2.s^{-1}$]	α	coefficient d'absorption [m^{-1}]
d	droplet (goutte)	θ	température réduite [K]
h	coefficient de convection [W m^{-2} K^{-1}]	ε	emissivité
q	densité de flux thermique [W m^{-2}]	ρ	coefficient de réflexion
L	longueur du domaine [m]	τ	coefficient de transmission
N	flux de photon	κ	conductivité thermique [W m^{-1} K^{-1}]
T	température, [K ou °C]	$_0$	initial

1. Introduction

L'impact de gouttes sur des surfaces chaudes intervient dans de nombreuses applications de gestion thermique, telles que le refroidissement par spray, la sûreté nucléaire, la métallurgie ou l'électronique. Le transfert de chaleur associé résulte de mécanismes fortement couplés entre hydrodynamique, changement de phase et conduction thermique. Sa caractérisation expérimentale demeure délicate en raison des flux thermiques élevés, pouvant dépasser plusieurs MW·m^{-2} [1], et du caractère transitoire de l'interaction goutte–surface, dont la durée de contact dépend fortement des conditions d'impact et de température de paroi [2]. Une description fine des mécanismes de transfert nécessite des mesures résolues spatialement et temporellement du flux thermique extrait à la paroi, obtenues par des méthodes indirectes reposant sur la mesure de la température de surface et la résolution du problème inverse de conduction.

Les thermocouples constituent une technique robuste pour la mesure de la température en paroi, mais leur faible résolution spatiale limite la reconstruction des champs thermiques sous une goutte impactante. La thermographie infrarouge rapide, non intrusive, permet d'accéder à des champs de température fortement résolus et constitue une alternative prometteuse. Deux configurations sont distinguées : les mesures en face arrière sur substrats opaques, conduisant à un problème inverse mal posé en raison de la diffusion thermique dans l'épaisseur [3], et les mesures en face avant à travers des substrats transparents à l'infrarouge. Ces dernières, rendues

possibles par l'utilisation de substrats semi-transparents revêtus d'une couche mince émissive, conduisent à une reconstruction du flux thermique bien posée.

En raison de sa forte transmission infrarouge et de son effusivité thermique relativement faible, le saphir est devenu le matériau de référence pour ce type de mesures [4]. Toutefois, sa transmission est limitée par une coupure spectrale autour de $\lambda_{cut} \approx 3{,}5$ µm, au-delà de laquelle le matériau devient absorbant et émissif, ce qui peut biaiser la mesure de température de surface. Si le filtrage spectral permet de réduire cet effet, il entraîne une diminution significative du signal, notamment à température modérée. Une approche alternative consiste à exploiter l'ensemble de la bande spectrale de la caméra et à corriger a posteriori l'émission propre du substrat, comme proposé par Bucci *et al.*[5] dans le cadre de l'ébullition en bassin. Le présent travail s'inscrit dans cette démarche et vise à améliorer la caractérisation métrologique du transfert de chaleur lors de l'impact de gouttes sur surfaces chaudes, en évaluant les performances et les limites de la thermographie infrarouge et en proposant une méthodologie adaptée à l'étude des régimes transitoires associés aux impacts de gouttes individuelles.

2. Dispositif expérimental

L'impact d'une goutte individuelle sur une paroi chauffée est étudié dans des conditions expérimentales rigoureusement contrôlées, détaillé dans Potaufeux *et al.*[6] et schématisé sur la Figure 1. Une fenêtre en saphir (qualité optique, planéité < λ/10) est revêtue d'une couche de TiAlN (~2 µm), déposée par PVD en collaboration avec l'Institut Jean Lamour, pour sa résistance à l'oxydation et à l'usure, ainsi que sa forte émissivité infrarouge. Cette couche, très mince, n'introduit pas de résistance thermique significative et présente un caractère hydrophile (angle de contact ~10°). La goutte d'eau de qualité HPLC+, générée par une aiguille calibrée via un pousse-seringue et transportée dans un tuyau thermalisé, tombe naturellement par gravité et impacte le substrat.

Le saphir est intégré dans un bloc chauffant en acier inoxydable équipé de quatre cartouches de 200 W, assurant un contrôle uniforme de la température par régulation PID. Le rayonnement émis par le dépôt TiAlN est collecté par une caméra infrarouge (Telops M1K, 640×512pixel, 25 µm/pixel, bande spectrale 1,5–5,4 µm) via un miroir en argent incliné à 45°, avec un objectif 50 mm (grandissement ~3–4×) pour un champ de vision de 20×25 mm (résolution 70 µm/pixel). La caméra est réglée à 2000 images/s avec un temps d'exposition maximal de 100 µs sur une fenêtre de 320×248pixel.

La dynamique de l'impact est enregistrée simultanément par une caméra rapide (Phantom VEO-E 310L, 640×480pixel, jusqu'à 10 000 images/s) en ombroscopie, rétroéclairée par un panneau de LED haute puissance. L'objectif macro 150 mm f/2.8 offre une résolution spatiale de 24 µm/pixel sur la zone d'impact, avec un angle de visée latéral d'environ 20° par rapport à l'horizontale.

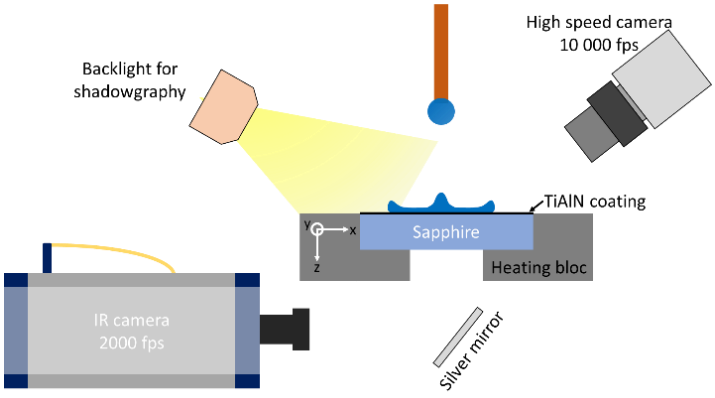


Figure 1: Dispositif expérimental utilisé

3. Reconstruction du flux de chaleur par mesure du champ de température

L'évaluation du flux de chaleur sur la face avant du substrat repose sur la résolution d'un problème inverse de conduction thermique dans le saphir. Cette reconstruction utilise la méthode des quadripôles thermiques, permettant de déterminer température et flux par convolution entre la température mesurée et l'impédance thermique du substrat. Le problème

consiste à estimer le flux sur la face supérieure (z = 0) et la température à l'intérieur d'un parallélépipède de dimensions Lx×Ly et d'épaisseur e. La solution combine un champ stationnaire $T_{ss}(x,y,z)$, sans interaction avec la goutte, et une réponse transitoire $\theta(x,y,z,t) = T(x,y,z,t) - T_{ss}(x,y,z)$ induite par l'impact de la goutte. Avant chaque impact, un temps suffisamment long est respecté afin de garantir que l'état stationnaire est atteint soit $\theta(x,y,z,t=0) = 0$. Il s'agit donc de résoudre l'équation de la chaleur instationnaire en 3D :

$$\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial z^2} = \frac{1}{a}\frac{\partial\theta}{\partial t} \quad (1)$$

avec a la diffusivité thermique du saphir. À l'instant initial, l'ensemble du bloc est à température uniforme et connue :

$$\theta(x,y,z,t=0) = 0 \quad (2)$$

Les conditions aux limites sont

en $x = 0$ et en $x = Lx$, $\theta = 0$ (1)

en $y = 0$ et en $y = L$y, $\theta = 0$ (2)

en z =0, $\kappa\frac{\partial\theta}{\partial z} = -q^d(x,y,t) - h^F\theta$ (3)

en $z = e$, $\kappa\frac{\partial\theta}{\partial z} = -h^R\theta$ (4)

Ici, κ est la conductivité thermique du saphir et q^d représente la densité de flux imposée par la goutte. Les coefficients h^F et h^R représentent les coefficients de convection naturelle respectivement sur la face supérieure et sur la face inférieure. La solution est obtenue en appliquant une transformée de Laplace dans le temps et une double transformée en sinus dans l'espace (selon x et y),

$$\bar{\theta}(x,y,z,s) = \int_0^\infty \theta(x,y,z,t)\, e^{-st}dt \quad (7)$$

$$\tilde{\theta}_{n,m}(z,t) = \int_0^L\int_0^L \theta(x,y,z,t)\sin(\alpha_n x)\sin(\alpha_m y)\, dx\, dy, \quad (8)$$

où $\alpha_n = n\,\pi/L$ avec n égal ou supérieur à 0, ce qui permet de ramener l'équation de la chaleur (1) en une équation différentielle ordinaire selon la direction z :

$$\frac{\partial^2\tilde{\bar{\theta}}_{n,m}}{\partial z^2} - \gamma_{n,m}^2\,\tilde{\bar{\theta}}_{n,m} = 0,$$

avec $\gamma_{n,m}^2 = \alpha_n^2 + \alpha_m^2 + \frac{s}{a}$. Cette équation, avec les conditions aux limites (3) and (4), est résolue grâce aux quadripôles thermiques. La relation entre les températures et les flux aux surfaces est donnée par :

$$\begin{bmatrix} \tilde{\bar{\theta}}_{n,m}(z=0,s) \\ -\tilde{\bar{q}}^d_{n,m} - h^F\tilde{\bar{\theta}}_{n,m}(z=0,s) \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} A_{n,m}(z=0,s) & B_{n,m}(z=0,s) \\ C_{n,m}(z=0,s) & D_{n,m}(z=0,s) \end{pmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{\bar{\theta}}_{n,m}(z=e,s) \\ -h^R\tilde{\bar{\theta}}_{n,m}(z=e,s) \end{bmatrix} \quad (9)$$

avec $A_{n,m}(z,s) = D_{n,m}(z,s) = \cosh(\gamma_{n,m}z)$, $B_{n,m}(z,s) = \frac{1}{\kappa\,\gamma_{n,m}}\sinh(\gamma_{n,m}z)$ et $C_{n,m}(z,s) = \kappa\,\gamma_{n,m}\sinh(\gamma_{n,m}z)$. Ce système permet d'obtenir l'impédance thermique Z qui relie la température en face avant avec le flux en face avant induit par l'impact de la goute, q^d:

$$\tilde{\bar{\theta}}_{n,m}(z=0,s) = \tilde{\bar{Z}}_{n,m}(s)\cdot\tilde{\bar{q}}^d_{n,m}(s) \quad (10)$$

$$\tilde{\bar{Z}}_{n,m}(s) = \frac{-B_{n,m}(z=0,s)h^F h^R + A_{n,m}(z=0,s)\,h^F + D_{n,m}(z=0,s)h^R + C_{n,m}(z=0,s)}{A_{n,m}(z=0) + B_{n,m}(z=0,s)\,h^R} \quad (11)$$

Dans le cas où la convection naturelle est négligée, c'est à dire $h^F = 0$ et $h^R = 0$, l'expression de l'impédance thermique $\tilde{\bar{Z}}_{n,m}$ se simplifie par : $\tilde{\bar{Z}}_{n,m}(s) = -\frac{1}{\kappa\cdot\gamma_{n,m}\tanh(\gamma_{n,m}e)}$ (12)

De la même manière, il est possible de déterminer la température dans la profondeur

$$\tilde{\bar{\theta}}_{n,m}(z,s) = \tilde{\bar{T}}_{n,m}(z,s)\cdot\ \tilde{\bar{\theta}}_{n,m}(z=0,s) \quad (13)$$

avec $$\tilde{\bar{T}}_{n,m}(z,s) = B_{n,m}(z,s)\left(h^F + \frac{1}{\bar{Z}_{n,m}(s)}\right) + D_{n,m}(z,s) \quad (14)$$

Plutôt que de résoudre les équations (10) ou (13), qui nécessite de faire la transformée en Laplace des images, il est plus facile et stable numériquement de résoudre ces équations dans le domaine temporel. Pour cela, la transformée de Laplace inverse est appliquée aux matrices d'impédance et de transmittance : $\tilde{Z}_{n,m}(t) = \mathcal{L}^{-1}\left(\tilde{\tilde{Z}}_{n,m}(s)\right)$ et $\tilde{T}_{n,m}(z,t) = \mathcal{L}^{-1}\left(\tilde{\tilde{T}}_{n,m}(z,s)\right)$. Grâce aux propriétés de la transformée de Laplace, les équations (10) ou (13) deviennent :

$$\tilde{\theta}_{n,m}(z=0,t) = \tilde{Z}_{n,m}(t) * \tilde{q}^{d}_{n,m}(t) \quad (15)$$

$$\tilde{\theta}_{n,m}(z,t) = \tilde{T}_{n,m}(z,t) * \tilde{\theta}_{n,m}(z=0,t) \quad (16)$$

où * représente l'opérateur de convolution. Il convient de souligner que la fonction d'impédance $\tilde{Z}_{n,m}(t)$, obtenue par transformée de Laplace inverse, demeure difficile à calculer avec précision pour des valeurs de t très faibles. Une solution consiste à calculer l'intégrale temporelle de cette matrice. Le terme d'impédance apparaissant dans la convolution peut ainsi être réécrit comme le produit de son intégrale temporelle et de la dérivée temporelle du flux de chaleur :

$$\tilde{\theta}_{n,m}(z=0,t) = \left(\int_0^t \tilde{Z}_{n,m}(u)\, du\right) * \left(\frac{d}{dt}\tilde{q}^{d}_{n,m}\right) \quad (17)$$

Cette équation permet de déterminer $\frac{d}{dt}\tilde{q}^{d}_{n,m}$ qui nécessitera d'être intégré pour retrouver la densité de flux échangée avec la goutte. Cette méthode ne requière aucune régularisation, notamment grâce à la très faible épaisseur du dépôt qui n'induit pas de filtrage ni déphasage.
Finalement, une double transformée inverse en sinus est appliquée pour revenir dans le domaine spatial du champ de densité de flux $q^{d}(t_i)$ et de température $\theta(x,y,z,t_i)$:

$$\theta(x,y,z,t_i) = \sum_{m=0}^{N_y}\sum_{n=0}^{N_x} \tilde{\theta}_{n,m}(z,t_i)\sin(\alpha_n x)\sin(\alpha_m y) \quad (18)$$

$$q^{d}(x,y,t_i) = \sum_{m=0}^{N_y}\sum_{n=0}^{N_x} \tilde{q}^{d}_{n,m}(t_i)\sin(\alpha_n x)\sin(\alpha_m y) \quad (19)$$

Les calculs associés aux équations (15–19) sont intrinsèquement parallélisables sur chaque mode (n,m). De plus, des implémentations rapides de la transformée en sinus discrète (DST) et de son inverse (iDST), sont disponibles dans les bibliothèques scientifiques usuelles. Optimisée pour le calcul haute performance, cette approche permet de traiter 2000 images infrarouges de résolution 248×320 pixels, en considérant 256×256 modes, en environ 5 secondes sur un processeur Intel Core i9-14900K. Elle est ainsi environ deux ordres de grandeur plus rapide que des méthodes numériques classiques telles que les éléments finis ou les différences finies habituellement utilisées dans de précédentes études, tout en offrant une précision comparable.

4. Model radiatif pour la prise en compte de l'émission propre du saphir

Dans le cadre de cette étude, les mesures infrarouges se font en face avant, à travers une fenêtre en saphir sur lequel un dépôt émissif a été fait. Le saphir n'étant pas parfaitement transparent aux IR, une partie du rayonnement thermique émis par le dépôt est absorbée par le saphir et son émission intrinsèque vont contribuer au flux de photons détectés par la caméra IR. Cette section décrit la modélisation de l'influence du saphir sur le signal radiatif détecté par la caméra. L'approche repose sur un modèle radiatif inspiré de travaux antérieurs, notamment ceux de Bucci *et al.* [5]. Une attention particulière a été portée à la caractérisation des propriétés d'absorption du saphir jusqu'à 500 °C, couvrant ainsi l'ensemble de la gamme de températures pertinentes pour la présente étude et pour l'étude de l'impact de gouttes d'eau de façon plus générale.

Le flux de photon arrivant à la camera N_p peut se décomposer en trois contributions, une issue provenant du dépôt émissif de TiAlN : $N_c(T_c,\lambda)$, une venant du saphir : $N_s(T_s,\lambda)$ et une troisième provenant d'une source extérieure pouvant se refléter : $N_{amb}(T_{amb},\lambda)$ sur la face arrière du saphir. Les coefficients de réflexion aux interfaces n'étant pas nuls, les réflexions internes multiples doivent être prises en compte.

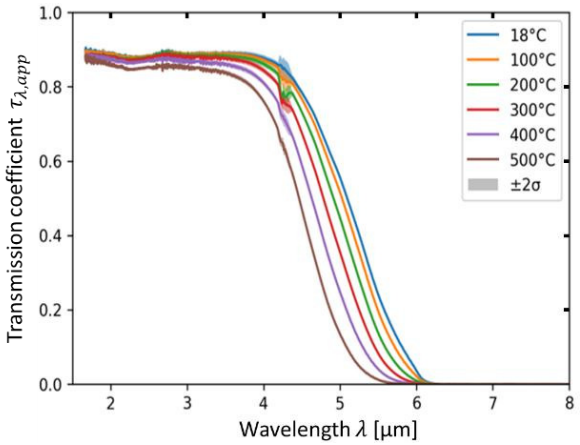


Figure 2 : Transmission apparente d'un saphir de 5mm d'épaisseur mesurée à différentes températures

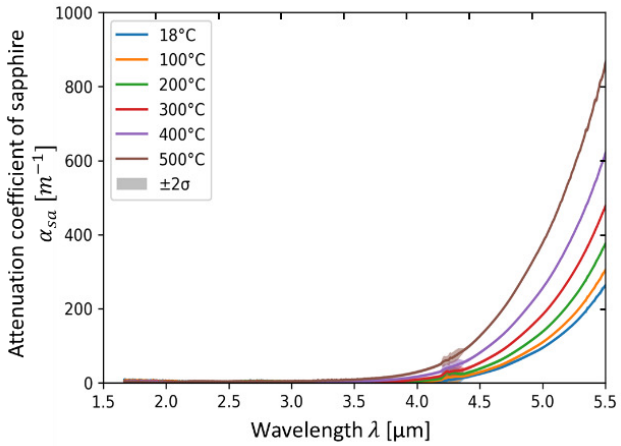


Figure 3 : Coefficient d'absorption linéique du saphir estimée pour différentes

L'ensemble de ces phénomènes peuvent se représenter comme suit :

$$N_p = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [N_c(T_c,\lambda) + N_s(T_s,\lambda) + N_{amb}(T_{amb},\lambda)]\,\mathrm{d}\lambda \tag{20}$$

L'émission spectrale radiative d'un corps noir est modélisée par la loi de Planck :

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \tag{21}$$

Le flux de photons s'évalue en divisant la radiance $B_\lambda(T)$ par l'énergie des photons E_λ :

$$\phi_{BB}\,(\lambda,T) = B_\lambda(T)/E_\lambda, \tag{22}$$

Le flux de photons des différentes sources est donc le flux de photons d'un corps noir, pondéré par les émissivités et les réflexions multiples qui interviennent au sein du saphir. Pour développer ce modèle, il a été nécessaire de caractériser le système optique à savoir : le coefficient de réflexion aux interfaces dépôt-saphir $\rho_{\lambda,c}$ et saphir-air $\rho_{\lambda,s}$, le coefficient d'absorption du saphir $\tau_{\lambda,s} = \exp\left(-\int_0^e \alpha_\lambda\, dz\right)$, avec α_λ le coefficient linéique d'absorption du saphir et les émissivités du dépôt $\left(1-\rho_{\lambda,c}\right)$ et du saphir $dN_s(\lambda,z)$. En considérant un volume élémentaire d'épaisseur dz à la température T(z), $dN_s(\lambda,z) = \alpha_\lambda\, \phi_{BB}(\lambda,T(z))\, dz$. Il est important de noter que, les coefficients α_λ, $\rho_{\lambda,c}$ et les émissivités sont fonction de la température mais cette dépendance n'a pas été explicitement indiquée afin d'alléger l'écriture.

Le spectromètre utilisé pour cette étude est un Vertex 80V (Bruker), avec une source dans le moyen infrarouge (MIR), associée à un détecteur DTGS, permettant d'explorer la gamme spectrale [1,6–22] µm. La Figure 2 montre la transmission apparente $\tau_{\lambda,\mathrm{app}}$ d'un saphir d'épaisseur 5mm à différentes températures. Il est possible de constater que sa transmission chute à partir de 3,5 µm et cette diminution est d'autant plus importante que la température croit. La littérature sur le coefficient de réflexion $\rho_{\lambda,s}$ est bien fournie et montre son invariance avec la température [7]. La mesure de la transmission du saphir et la connaissance du coefficient de réflexion rendent possible la détermination du coefficient d'absorption du saphir α_λ à différentes températures, visible sur la Figure 3. Par ailleurs, une mesure en réflexion du TiAlN déposé sur le saphir a permis de déterminer le coefficient de réflexion apparent et a montré que le dépôt était parfaitement opaque dans la gamme étudiée. Enfin, le coefficient de réflexion du dépôt sur le saphir a pu être estimée. Il est apparu que ce coefficient été indépendant de la température dans la plage spectrale et de température étudiée. Grace à ces coefficients, le flux de photon provenant du dépôt émissif peut être calculé comme:

$$N_c(T_c,\lambda) = \tau_{\lambda,app} \cdot \left(1-\rho_{\lambda,c}\right) \cdot \phi_{BB}(\lambda,T_c) \tag{23}$$

Avec $\tau_{\lambda,app} = \tau_{\lambda,s}(1-\rho_{\lambda,s})\sum_{n=0}^{\infty}(\rho_{\lambda,c}\,\rho_{\lambda,s}\tau_{\lambda,s}^2)^n = \frac{\tau_{\lambda,s}(1-\rho_{\lambda,s})}{1-\rho_{\lambda,c}\,\rho_{\lambda,s}\tau_{\lambda,s}^2}$, la transmission apparente. Le flux de photon émis au sein du saphir est isotrope et peut être calculé comme :

$$N_s(\lambda) = \epsilon_\lambda^+ N_s^+(\lambda) + \epsilon_\lambda^-\, N_s^-(\lambda) \tag{24}$$

avec $N_s^+(\lambda) = \int_0^e dN_s(\lambda, T(z))\,\exp(-\alpha_\lambda \cdot (e-z))\,dz$, les photons émis partant initialement vers le dépôt et $N_s^-(\lambda) = \int_0^e dN_s(\lambda, T(z))\,exp(-\alpha_\lambda \cdot z)\,dz$, les photons émis partant initialement vers l'interface saphir-air. Les coefficients ϵ^- et ϵ^+sont les émissivités apparentes : $\epsilon_\lambda^- = \frac{\rho_{\lambda,s}\,\tau_{\lambda,s}\,(1-\rho_{\lambda,c})}{1-\rho_{\lambda,c}\,\rho_{\lambda,s}\tau_{\lambda,s}^2}$, $\epsilon_\lambda^+ = \frac{(1-\rho_{\lambda,s})}{1-\rho_{\lambda,c}\,\rho_{\lambda,s}\tau_{\lambda,s}^2}$. Finalement, le flux de photons issus d'une source extérieure pouvant se refléter sur le saphir est modélisé par :

$$N_{amb}(\lambda, T_{amb}) = \rho_{\lambda,app}\phi_{BB}(\lambda, T_{amb}) \tag{25}$$

où $\rho_{\lambda,app}$ est le coefficient de réflexion apparent avec,

$$\rho_{\lambda,app} = \rho_{\lambda,s} + \frac{\rho_{\lambda,c}\,\tau_{\lambda,s}^2\,(1-\rho_{\lambda,s})^2}{1-\rho_{\lambda,c}\,\rho_{\lambda,s}\tau_{\lambda,s}^2}. \tag{26}$$

Afin d'évaluer la pertinence de ce modèle radiatif, le signal détecté expérimentalement par la caméra infrarouge a été comparé pour des échantillons portés à différentes températures, dans trois configurations différentes : (i) un saphir nu placé devant un corps noir régulé à T_{amb} = 20°C, (ii) un saphir revêtu de TiAlN, et (iii) une surface de corps noir (ε=0,95) située à la même distance de la caméra que les échantillons en saphir. Dans chaque cas, le signal mesuré a été corrigé du bruit de lecture de la caméra.

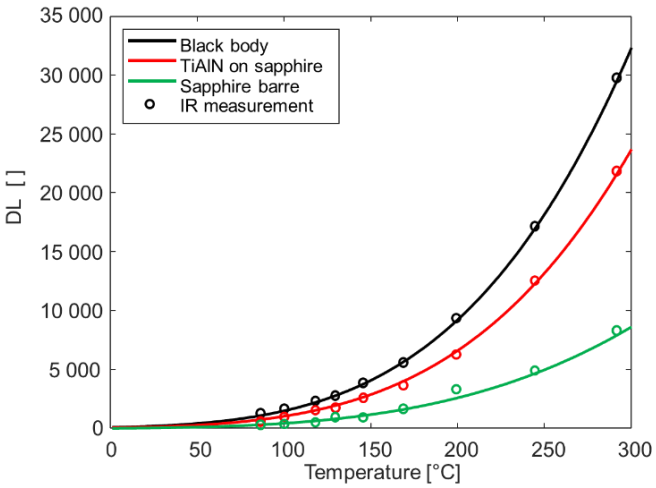


Figure 4 : Comparaison entre les mesures issues de la caméra IR et le modèle

La Figure 4 présente l'évolution du signal en fonction de la température avant impact, sans gradient thermique dans le saphir. Le model donnant des valeurs de N et la caméra des DL, une valeur (unique) reliant le model et la caméra IR a été déterminée grâce au corps noir. Les points correspondent aux mesures expérimentales et les lignes en trait plein aux prédictions du modèle radiatif décrit précédemment. Pour le corps noir, seule la contribution N_c est prise en compte, avec $\tau_{\lambda,app} = 1$, $\rho_{\lambda,c} = 0{,}05$ et $\rho_{\lambda,app} = 0$. Pour le saphir nu, N_c est calculé en supposant $\rho_{\lambda,c} = \rho_{\lambda,s}$ et une température de surface égale à celle du saphir. L'accord entre le modèle et les mesures est très satisfaisant pour les trois configurations, montrant que le modèle reproduit correctement les effets d'émission et d'absorption du saphir. Les résultats confirment que la contribution radiative du saphir est significative pour l'échantillon revêtu de TiAlN : l'émission d'un saphir nu est environ 60 % plus faible que celle du saphir revêtu.

5. Prise en compte du modèle radiatif pour la correction des images IR

Le modèle radiatif présenté à la section 4 évalue la contribution du substrat en saphir en supposant ce dernier uniforme et à température initiale T_0, soit $\theta(x, y, z > 0, t) = 0$ et permet de déterminer $\theta(x, y, z = 0, t)$. Une fois cette température de surface estimée, le modèle de conduction thermique (section **3**) permet de calculer la distribution $T_j(z)$ dans le saphir, généralement sur au moins 10 points de discrétisation en z, concentrés près de la surface pour plus de précision. Une distribution linéaire, légèrement renforcée près de la surface s'est avérée le plus efficace pour reconstruire le champ de température. À partir de $T_j(z)$, les flux de photons

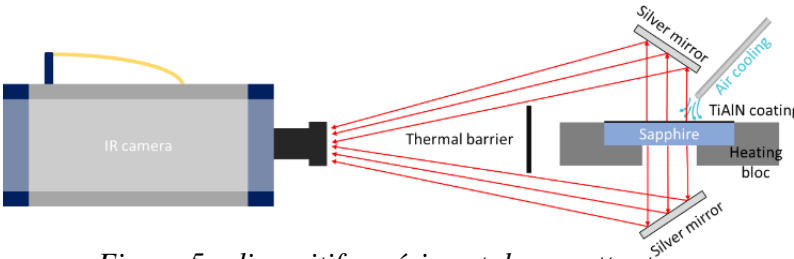


Figure 5 : dispositif expérimental permettant d'observer par IR la face supérieur et inférieur du dépôt

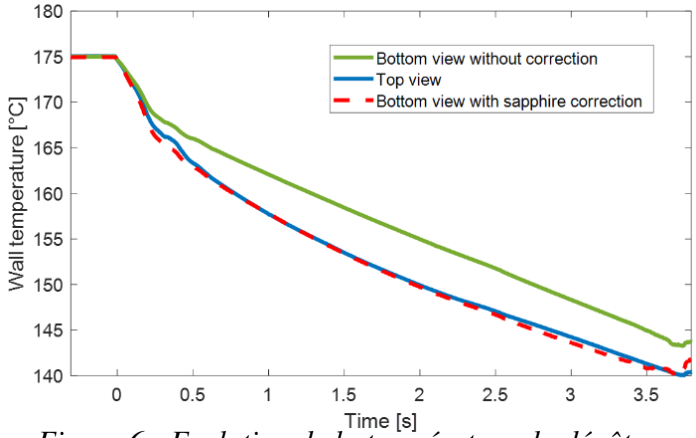


Figure 6 : Evolution de la température du dépôt

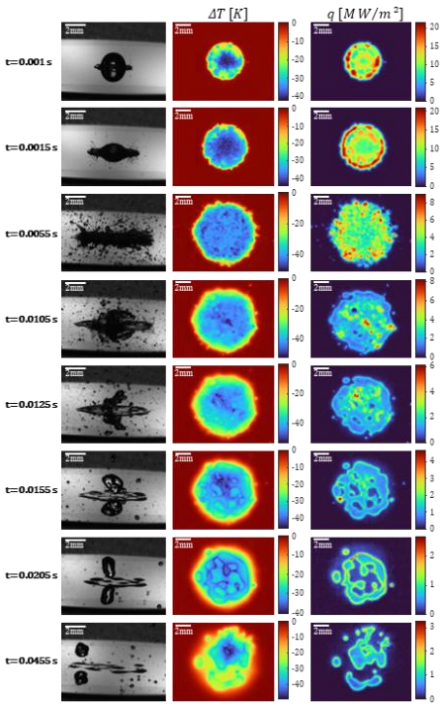


Figure 7 : Impact d'une goutte sur une paroi à T_0=200°C à We=93

émis par le saphir N_{sj} et par le dépôt N_{cj} sont calculés selon le modèle radiatif, puis la température de surface $\theta_j$est mise à jour. Cette nouvelle température θ_j permet de calculer $T_{j+1}(z)$ et le processus est répété jusqu'à convergence. Le coefficient d'absorption α_λn'est pas actualisé pendant l'itération et sa dépendance en température selon z est négligée, ce qui a un impact mineur sur la précision, les variations de température restant limitées à quelques dizaines de degrés pour des gouttes millimétriques. Pour une faible différence de température, la Figure 3 montre que le coefficientent $\alpha_\lambda$varie faiblement, il est donc supposé constant à T_0, ce qui permet de pré-calculer $\epsilon_\lambda^{\pm}$et de réduire le coût numérique pour les intégrales de l'équation (24).

6. Importance de la correction

La méthode de reconstruction proposée doit être validée expérimentalement afin de garantir la fiabilité des températures de surface estimées. La stratégie de validation adoptée s'inspire grandement de celle développée par Yoo *et al.* [8]. Dans le présent travail, la température mesurée à travers le substrat est comparée à une température de référence, dans des conditions transitoires représentatives des impacts de gouttes. Cette validation permet de confirmer la pertinence du couplage conduction–rayonnement employé. Grace à deux miroirs en argent, la caméra IR observe la face avant et la face arrière du saphir en même temps (Figure 5). Dans un premier temps, deux lois de calibration sont déterminées, une pour la face supérieure et une pour la face inférieure. Pour cela les niveaux numériques (DL) de la caméra sont mesurée pour les deux faces, par paliers de température successifs entre 50 °C et 300 °C. Les niveaux numériques varient avec la température selon une loi de type Planck : $DL\ (T) = \frac{A}{\exp\left(\frac{B}{T+273}\right)-1}$.

Les coefficients A et B sont déterminée par régression linéaire pour les deux faces. Un dispositif de refroidissement par air est ensuite ajouté afin d'imposer une variation brusque de la température de la surface chauffée. L'évolution temporelle de la température de surface, en face supérieure et en face inférieure est étudiée à une fréquence d'acquisition de 500 Hz. Finalement, la température mesurée via la face inférieure est comparée, avec et sans correction de la section 5, avec la température directement mesurée de la face supérieure.

La figure 6 montre un exemple d'estimation de la température pour une température de paroi initiale T_0=175 °C. Si aucune correction n'est appliquée, la mesure de la température réalisée via la face arrière est alors largement surestimée, avec une différence pouvant atteindre plus de 5°C pour un refroidissement de 20°C. Il est intéressant de remarquer que l'erreur reste faible dans les premiers instants, tant que le gradient de température dans l'épaisseur du saphir reste négligeable.

7. Exemple de reconstruction lors d'un impact

La reconstruction du flux thermique pour un impact sur une paroi à 200°C et un nombre de Weber de 93 est présentée à la Figure 7. Dès l'impact et pendant l'étalement de la goutte, de nombreux sites de nucléation s'activent. À l'étalement maximal, la pulvérisation du film liquide en spray provoque un refroidissement maximal de la paroi de 45°C, tandis qu'une partie du film reste en contact et le reste rebondit. Ce cas illustre le potentiel de la métrologie proposée, dont les résolutions spatiale et temporelle permettent d'étudier des phénomènes transitoires et localisés. Le modèle radiatif–conductif du saphir autorise des études paramétriques selon température et vitesse d'impact, ainsi que des comparaisons quantitatives des flux thermiques maximaux et de la densité de sites de nucléation.

8. Conclusion

La reconstruction du flux de chaleur lors de l'impact d'une goutte sur un substrat en saphir nécessite de prendre en compte l'auto-émission thermique du substrat, particulièrement critique pour des températures inférieures à 300 °C. L'émission propre du saphir s'ajoute à celle du dépôt, introduisant un biais significatif. Une méthode reposant sur la résolution du champ de température interne, prenant en compte le refroidissement induit par l'impact, a été développée. Elle s'appuie sur la méthode des quadripôles thermiques et une double transformée sinusoïdale, offrant un calcul rapide et précis. Généralement, une ou deux itérations suffisent pour déterminer avec précision la température de surface et le flux extrait. La discrétisation en profondeur peut être réduite à une dizaine de points et un faible nombre de modes sinusoïdaux, tandis que la reconstruction du flux de surface peut nécessiter plus de modes selon la résolution recherchée. Expérimentalement, la méthode est validée par la mesure de la température de chaque côté du dépôt : sans correction, la température traversant le saphir est surestimée, tandis qu'avec correction, les deux mesures coïncident.

Références :

[1] G.Castanet et al., The Leidenfrost transition of water droplets impinging onto a superheated surface." *International Journal of Heat and Mass Transfer* 160 (2020): 120126.

[2] Gottfried et al., The Leidenfrost phenomenon: film boiling of liquid droplets on a flat plate. *International Journal of heat and mass transfer*, *9*(11)(1966), 1167-1188.

[3] E. Teodori et al., Thermographic analysis of interfacial heat transfer mechanisms on droplet/wall interactions with high temporal and spatial resolution, *Experimental Thermal and Fluid Science* 96 (2018), 284–294.

[4] G. Castanet et al., Transient evolution of the heat transfer and the vapor film thickness at the drop impact in the regime of film boiling, *Physics of Fluids* 30 (2018) 122109.

[5] M. Bucci et al., A mechanistic IR calibration technique for boiling heat transfer investigations, *International Journal of Multiphase Flow* 83 (2016) 115–127.

[6] T. Potaufeux et al., Heat flux reconstruction in droplet impact experiments using infrared thermography through sapphire. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 256 (2026), 128069.

[7] Dobrovinskaya, E. R., Lytvynov, L. A., & Pishchik, V. (2009). Properties of sapphire. In *Sapphire: Material, Manufacturing, Applications* (pp. 55-176). Boston, MA: Springer US.

[8] Yoo et al., An accurate wall temperature measurement using infrared thermometry with enhanced two-phase flow visualization in a convective boiling system. *International Journal of Thermal Sciences*, *90* (2015), 248-266.

Un couplage spectroscopie-transfert radiatif en four industriel : une approche sans approximation physique ni réduction de la donnée

Antoni AUGÉ[1,2,*], Mégane BATI[3,4], Christophe COUSTET[5], Vincent EYMET[5], Olivier FARGES[6,2], Vincent FOREST[5], Yaniss NYFFENEGGER-PÉRÉ[6], Louis PIQUARD[7], Olivier ROZENBAUM[1,2]

[1] Université d'Orléans, CNRS, CEMHTI, UPR 3079
1 avenue de la Recherche Scientifique, 45100 Orléans, France
[2] Laboratoire Commun Canopée, CNRS, Université de Lorraine, Saint — Gobain
[3] IRIT, Université de Toulouse, CNRS, Toulouse INP
118 route de Narbonne, F-31065 Toulouse, Cedex 9, France
[4] LAPLACE, Université de Toulouse, Toulouse INP, CNRS
118 route de Narbonne, F-31065 Toulouse, Cedex 9, France
[5] Méso-Star
4 rue du général Giraud, 31200 Toulouse, France
[6] Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France
[7] Constellium Technology Center
Parc Économique Centr'alp CS10027, 38341 Cedex, Voreppe, France
*(auteur correspondant : antoni.auge@cnrs-orleans.fr)

Résumé - La modélisation des transferts radiatifs dans les fours industriels, caractérisés par des gaz semi-transparents à haute température, est essentielle pour améliorer leur efficacité énergétique. Ce travail propose une méthode innovante basée sur le Monte-Carlo Line Sampling qui résout l'équation de transfert radiatif sans approximation physique, en couplant le suivi des photons à un modèle raie-par-raie pour l'absorption des gaz. Grâce à l'utilisation de la base spectroscopique HITEMP2010 et à une reformulation probabiliste optimisée, le temps de calcul d'un flux pariétal est réduit à quelques secondes, indépendamment de la complexité géométrique du four. L'approche ouvre des perspectives d'optimisation énergétique et de réduction des émissions de gaz à effet de serre.

1. Introduction

La refusion de l'aluminium secondaire — procédé clé pour le recyclage des métaux — repose sur des fours fonctionnant à des températures dépassant 1000 °C. Dans un contexte de transition écologique, où le secteur industriel représente 26 % des émissions de gaz à effet de serre (GES) en France [1], l'optimisation de l'efficacité énergétique de ces procédés est un levier majeur pour réduire leur empreinte carbone. Or, les transferts radiatifs au sein de ces fours, marqués par l'émissivité spectrale des parois réfractaires et l'absorption spectrale des gaz de combustion, restent mal capturés par les approches classiques. Celles-ci, fondées sur des hypothèses simplificatrices (milieu gris, bandes spectrales), ignorent la dépendance spectrale fine des propriétés radiatives, limitant ainsi les marges d'optimisation énergétique. Pour surmonter ces limitations, nous proposons une méthode de Monte-Carlo en Line Sampling (MC-LS) qui permet de résoudre l'équation de transfert radiatif (ETR) couplée à la spectroscopie des gaz sans introduire de biais lié aux approximations spectrales ou géométriques, en reformulant le problème sous forme d'une intégrale mathématique échantillonnée statistiquement. La méthode découle du développement formel de Galtier *et al.* [2] qui a permis de traiter sans aucune approximation les milieux hétérogènes en introduisant la méthode des collisions nulles au

Monte-Carlo intégral. Cette méthode a ensuite été étendue par Galtier *et al.* [3] pour intégrer la spectroscopie des gaz, en suivant des photons le long de chemins optiques à des fréquences spécifiques. Plutôt que de calculer explicitement les sections efficaces d'absorption, la méthode échantillonne directement les raies spectrales. Cette méthode a trouvé des premières applications en combustion [2, 4] puis a été améliorée pour une application climatique. Un travail entre physiciens du rayonnement et informaticiens de la synthèse d'image a abouti à la mise en place d'une structure en arbre binaire pour l'échantillonnage des raies spectrales dans l'atmosphère terrestre [5]. Ce qui accélère considérablement les calculs. Notre travail vise à décliner cette structure aux milieux à haute température et à l'appliquer au sujet initial d'étude : la combustion, et en particulier à une application d'optimisation industrielle.

2. Méthode

2.1. Description des modèles

Considérons un four industriel défini par un domaine Ω de frontière $\partial\Omega$. La grandeur radiative d'intérêt est la densité de flux $\varphi(x)$ reçue par une paroi en un point x. Ce flux s'exprime comme l'intégrale de la luminance spectrale directionnelle $L_\nu(x, \boldsymbol{u})$ sur l'ensemble des fréquences ν et des directions $\boldsymbol{u}$ de l'hémisphère incident :

$$\varphi(x) = \int_{\mathbb{D}_\nu} d\nu \int_{\mathbb{D}_{\boldsymbol{u}}(x)} d\boldsymbol{u} \ \mid \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{n} \mid \ L_\nu(x, \boldsymbol{u}) \tag{1}$$

où $\mathbb{D}_\nu = [0.1, 12\,500]\ cm^{-1}$ est le domaine spectral considéré (infrarouge thermique), $\mathbb{D}_{\boldsymbol{u}}(x) = \{\boldsymbol{u} \in \mathbb{S}^2 \mid \boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{u} < 0\}$ est l'hémisphère incident avec $\boldsymbol{n}$ la normale sortante et $\mathbb{S}^2$ la sphère unitaire. Le milieu est modélisé comme un mélange de gaz absorbants (CO_2 et H_2O) et de suies, dont les propriétés radiatives sont décrites par le coefficient d'absorption $k_{a,\nu}(x)$. Le champ de luminance $L_\nu(x, \boldsymbol{u})$ est alors solution de l'équation du transfert radiatif (ETR) :

$$\begin{cases} \forall x \in \Omega, \forall \boldsymbol{u} \in \mathbb{S}^2 : \ \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{\nabla} L_\nu(x, \boldsymbol{u}) = -k_{a,\nu}(x) L_\nu(x, \boldsymbol{u}) + k_{a,\nu}(x) L_\nu^{eq}(x) \\ \forall x \in \partial\Omega, \forall \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{n} > 0 : L_\nu(x, \boldsymbol{u}) = \ L_\nu^{\partial\Omega}(x, \boldsymbol{u}) \end{cases} \tag{2}$$

Ici, $\boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{\nabla} L_\nu(x, \boldsymbol{u})$ décrit le transport directionnel de la luminance le long de la direction $\boldsymbol{u}$. Le terme $k_{a,\nu}(x)\, L_\nu^{\mathrm{eq}}(x)$ modélise l'émission thermique locale, qui renforce la luminance en fonction de la température $T(x)$ du milieu, à travers la luminance d'équilibre L_ν^{eq}. À l'inverse, le terme $-\,k_{a,\nu}(x)\, L_\nu(x, \boldsymbol{u})$ modélise l'absorption par les espèces chimiques constitutives du milieu, qui atténue la luminance le long de la direction $\boldsymbol{u}$. La luminance spectrale $L_\nu^{\partial\Omega}(x, \boldsymbol{u})$ émise par la frontière $\partial\Omega$ du four en un point x et dans une direction sortante $\boldsymbol{u}$ est déterminée par les propriétés radiatives des parois. Cette luminance résulte de la combinaison de deux mécanismes : l'émission thermique propre de la paroi et la réflexion de la luminance incidente. Elle est exprimée par l'équation suivante :

$$L_\nu^{\partial\Omega}(x, \boldsymbol{u}) = \varepsilon_\nu(x) L_\nu^{eq}(x) + (1 - \varepsilon_\nu(x)) \int_{\mathbb{D}_{\boldsymbol{u}}(x)} d\boldsymbol{u}'\, \psi(x, \boldsymbol{u}' \mid \boldsymbol{u})\, L_\nu(x, \boldsymbol{u}') \mid \boldsymbol{u}' \cdot \boldsymbol{n} \mid \tag{3}$$

où $\varepsilon_\nu(x)$ est l'émissivité spectrale de la paroi, $L_\nu^{eq}(x)$ est la luminance d'équilibre à la température de la paroi, $\psi(x, \boldsymbol{u}' \mid \boldsymbol{u})$ est la BRDF (Bidirectional Reflectance Distribution Function), décrivant la redistribution de la luminance incidente dans la direction $\boldsymbol{u}'$ vers la direction sortante $\boldsymbol{u}$. Deux types de réflexion sont considérés : diffuse (lambertienne) et spéculaire. Pour une réflexion diffuse, la luminance incidente est redistribuée de manière isotrope dans l'hémisphère sortant. La

BRDF est alors constante : $\psi(x, \boldsymbol{u}' \mid \boldsymbol{u}) = 1/\pi$. Pour une réflexion spéculaire, la luminance est réfléchie de manière symétrique par rapport à la normale à la surface (loi de Snell-Descartes). La BRDF est donc une distribution de Dirac centrée sur la direction spécifique de réflexion $\boldsymbol{u}_s$: $\psi(x, \boldsymbol{u}' \mid \boldsymbol{u}) = \delta\left[\boldsymbol{u} - \boldsymbol{u}_s\right] = \delta\left[\boldsymbol{u} - (\boldsymbol{u}' - 2(\boldsymbol{u}' \cdot \boldsymbol{n})\boldsymbol{n})\right]$.

Le coefficient d'absorption du milieu $k_{a,\nu}(x)$ est la somme des contributions des suies et des gaz : $k_{a,\nu}(x) = k^s_{a,\nu}(x) + k^g_{a,\nu}(x)$. Le coefficient d'absorption des suies est modélisé par : $k^s_{a,\nu}(x) = 5,5\ \nu\ f_\nu$, où f_ν est la fraction volumique des suies. Pour les gaz, seuls $\mathrm{H_2O}$ et $\mathrm{CO_2}$ sont considérés dans ce travail. Leur contribution au coefficient d'absorption est donnée par : $k^g_{a,\nu}(x) = k_{H_2O,\nu}(x) + k_{CO_2,\nu}(x)$. Chaque coefficient d'absorption gazeux $k_{g_i,\nu}(x)$ est calculé à partir d'un modèle raie-par-raie, où l'absorption de l'espèce i à une fréquence ν est la somme des contributions de N transitions énergétiques discrètes j :

$$k_{g_i,\nu}(x) = \sum_{j=1}^{N} h_{g_i,\nu,j}(x) \tag{4}$$

Chaque terme $h_{g_i,\nu,j}(x)$ représente l'absorption due à une seule transition j, dépendant des conditions thermodynamiques locales. À haute température, les spectres d'absorption des gaz $\mathrm{H_2O}$ et $\mathrm{CO_2}$ sont composés de millions de raies spectrales. Cette complexité rend les méthodes déterministes classiques impraticables sans approximations majeures. Les approches traditionnelles simplifient ce problème en pré-calculant les spectres pour des conditions thermodynamiques fixes ou en utilisant des modèles approchés. En revanche, notre approche utilise la méthode de Monte-Carlo qui permet un échantillonnage stochastique des raies spectrales sans nécessiter de simplifications. Cette méthode est insensible au volume de données et permet l'utilisation d'un modèle raie-par-raie non biaisé, capturant ainsi toute la complexité spectrale.

2.2. Reformulation probabiliste

La densité de flux reçue par une paroi du four, défini par l'équation (1), se prête naturellement à une approche de Monte-Carlo en raison de sa formulation intégrale. En introduisant des densités de probabilité normalisées, nous pouvons exprimer ce flux sous une forme probabiliste adaptée à l'échantillonnage stochastique :

$$\varphi(x) = \int_{\mathbb{D}_\nu} p_N(\nu)\, d\nu \int_{\mathbb{D}_{\boldsymbol{u}}} p_U(\boldsymbol{u})\, d\boldsymbol{u}\ \frac{\pi L_\nu(x, \boldsymbol{u})}{p_N(\nu)} = \mathbb{E}_{\nu\sim p_N, \boldsymbol{u}\sim p_U}\left[\frac{\pi L_\nu(x, \boldsymbol{u})}{p_N(\nu)}\right] \tag{5}$$

où $p_N(\nu)$ est la densité de probabilité associée à l'échantillonnage des fréquences, et $p_U(\boldsymbol{u}) = \mid \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{n} \mid /\pi$, la densité de probabilité pour l'échantillonnage des directions sur l'hémisphère incident. Cette formulation permet d'estimer $\varphi(x)$ en échantillonnant successivement une fréquence ν selon $p_N(\nu)$ puis une direction initiale selon $p_U(\boldsymbol{u})$. À l'issue de ce processus stochastique, un poids $\pi L_\nu(x, \boldsymbol{u})/p_N(\nu)$ est retenu. La moyenne de ces poids converge vers $\varphi(x)$, tandis que leur écart-type fournit une estimation de l'incertitude numérique.

Cependant, dans un milieu hétérogène, le champ de luminance $L_\nu(x, \boldsymbol{u})$ n'est pas accessible explicitement. Nous contournons cette difficulté en utilisant un modèle MC-LS qui ne nécessite pas de calculer explicitement ce champ. La principale complexité provient de l'hétérogénéité du coefficient d'absorption $k_{a,\nu}(x)$, décrit par (4), source de non-linéarité et qui rend coûteux l'échantillonnage des longueurs d'extinction. Pour résoudre ce problème, nous employons la méthode des collisions nulles introduite par Galtier *et al.* [2] qui consiste à ajouter un champ de collisionneurs fictifs $k_{n,\nu}(x)$ au champ réel $k_{a,\nu}(x)$, créant ainsi un champ majorant homogène $\widehat{k_\nu} = k_{a,\nu}(x) + k_{n,\nu}(x)$. Cette modification ne change pas la physique sous-jacente, mais facilite

l'échantillonnage en introduisant des événements de collision nulle [6, 7] qui conservent la direction des photons.

La solution probabiliste de l'ETR (2) peut alors s'écrire :

$$L_\nu(x,\boldsymbol{u}) = \int_0^{+\infty} p_{\mathcal{L}}(l)\,\mathrm{d}l \times \begin{cases} \mathcal{H}(x' \notin \Omega)\Big[\mathcal{P}_e(x')\,L_\nu^{\mathrm{eq}}(x') + \mathcal{P}_r(x')\displaystyle\int_{2\pi} \psi(x',\boldsymbol{u} \mid \boldsymbol{u}')\,L_\nu(x',\boldsymbol{u})\,\mathrm{d}\boldsymbol{u}\Big] \\ + \mathcal{H}(x' \in \Omega)\Big[\mathcal{P}_a(x')\,L_\nu^{\mathrm{eq}}(x') + \mathcal{P}_n(x')\,L_\nu(x')\Big] \end{cases} \tag{6}$$

où $x' = x - l\boldsymbol{u}$ est la position après un trajet de longueur l échantillonnée selon $p_{\mathcal{L}}(l) = \widehat{k_\nu}\exp(-\widehat{k_\nu}l)$. Si x' se trouve sur une frontière du domaine, $\mathcal{H}(x' \notin \Omega)$ – $\mathcal{H}$ étant la fonction d'Heaviside – le photon peut être absorbé par la paroi avec une probabilité $\mathcal{P}_e(x') = \varepsilon_\nu(x')$. Dans ce cas, le poids retenu sera la luminance d'équilibre de la paroi $L_\nu^{\mathrm{eq}}(x')$. Sinon, le photon est réfléchi avec une probabilité $\mathcal{P}_r(x') = 1-\varepsilon_\nu(x')$. Sa nouvelle direction $\boldsymbol{u}'$ est échantillonnée selon la BRDF $\psi(x',\boldsymbol{u}' \mid \boldsymbol{u})$. Le photon repart alors dans le milieu, une nouvelle distance l est échantillonnée, et le processus se répète jusqu'à ce qu'une luminance soit retenue. *A contratio*, si x' est à l'intérieur du domaine, $\mathcal{H}(x' \in \Omega)$: le photon peut être absorbé par le milieu avec une probabilité $\mathcal{P}_a(x') = k_{a,\nu}(x')/\widehat{k_\nu}$, auquel cas le poids retenu est la luminance d'équilibre locale $L_\nu^{\mathrm{eq}}(x')$. Sinon, il est diffusé vers l'avant (collision nulle) avec une probabilité $\mathcal{P}_n(x') = k_{n,\nu}(x')/\widehat{k_\nu}$. Le photon se déplace alors dans la même direction, une nouvelle distance l est échantillonnée, et le processus se répète jusqu'à ce qu'une luminance soit retenue. L'utilisation du majorant $\widehat{k_\nu}$ facilite l'échantillonnage de la distance l et permet de coupler le modèle radiatif avec le modèle spectroscopique. Dans ce cadre, la probabilité d'absorption est exprimée par : $\mathcal{P}_a(x') = \mathcal{P}_s + \mathcal{P}_g(x')$, où $\mathcal{P}_s = k_{a,\nu}^s/\widehat{k_\nu}$ est la probabilité d'absorption par les suies et $\mathcal{P}_g(x') = k_{a,\nu}^g(x')/\widehat{k_\nu}$ est la probabilité d'absorption par les gaz. Pour chaque espèce i, cette dernière peut être exprimée à partir de l'équation (4) et être reformulée sous forme probabiliste en introduisant le jeu de probabilités P_J :

$$k_{g_i,\nu}(x') = \sum_{j=1}^{N} P_J(j,\nu)\frac{h_{g_i,\nu,j}(x')}{P_J(j,\nu)} \tag{7}$$

Le coefficient d'absorption des gaz n'a donc plus besoin d'être calculé, il suffit de calculer la contribution $h_{g_i,\nu,j}(x')$ de la transition j échantillonnée selon la probabilité $\mathcal{P}_{g_i}(x') = h_{g_i,\nu,j}(x')/\left(\widehat{k_\nu}\,P_J(j,\nu)\right)$.

L'efficacité de cette approche dépend du choix des probabilités $P_J(j,\nu)$. Pour échantillonner efficacement une transition j à chaque fréquence ν du photon propagé dans le milieu, nous suivons la méthode proposée par Nyffenegger-Péré *et al.* [5], qui repose sur l'utilisation d'arbres de probabilité binaires [8]. Ces arbres, pré-calculés pour différentes conditions thermodynamiques, agissent comme un échantillonnage par importance sans introduire de biais puisque l'absorption réelle reste systématiquement évaluée aux conditions spatiales et thermodynamiques locales [5], comme illustré sur la figure 1.

2.3. Paramètres numériques

Le modèle MC-LS a été implémenté dans un code de calcul nommé RadForcE (Radiative Forcings Estimator). Pour garantir une précision numérique de l'ordre de 1 % sur les flux radiatifs estimés, nous utilisons N réalisations Monte-Carlo indépendantes par point de calcul.

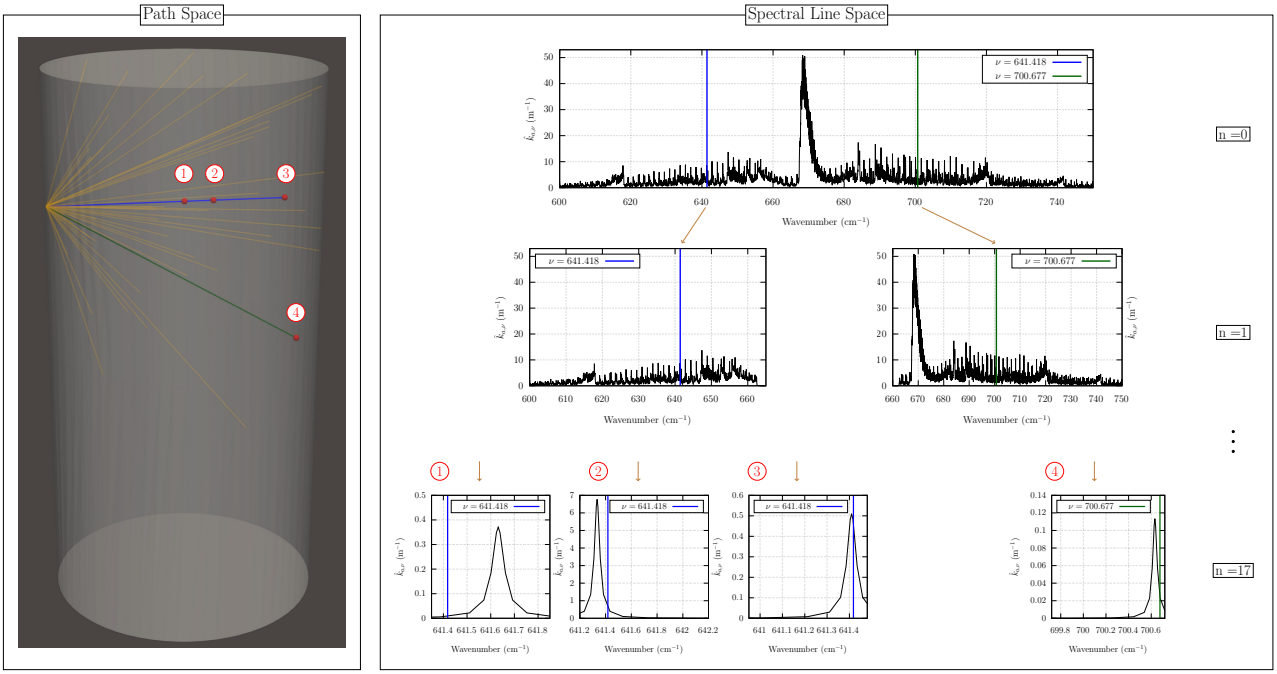


Figure 1 : *Visualisation des chemins radiatifs échantillonnés dans une géométrie cylindrique pour deux fréquences. Chaque fréquence est associée à une transition j échantillonnée via un arbre de probabilité binaire, avec une descente hiérarchique depuis la racine ($n = 0$) jusqu'à une feuille (ici $n = 17$).*

Conformément au théorème central limite, l'erreur standard de l'estimateur décroît en $1/\sqrt{N}$, relation vérifiée empiriquement dans nos simulations. Le critère d'arrêt des simulations est atteint lorsque le nombre prédéfini N de réalisations est obtenu. La génération des nombres aléatoires est assurée par la bibliothèque Star-SamPling (v0.15.0), qui s'appuie sur l'algorithme CBRNG (Counter-Based Random Number Generator) de la bibliothèque Random123 (v1.14.0). Pour des raisons de reproductibilité, une graine fixe est utilisée pour toutes les simulations. En termes de performance computationnelle, le temps requis pour estimer un flux intégré sur l'intervalle spectral $\mathbb{D}_\nu$ est de 0,2 ms par réalisation, ce qui correspond à environ 8 s par point de calcul dans les géométries étudiées (en utilisant 30 cœurs CPU sur un cluster de calcul). Il faut ajouter à cela 10 min pour le chargement initial des données spectroscopiques. Notons que l'utilisation d'un cluster n'est nécessaire que pour le pré-calcul des arbres de probabilité, exigeant en mémoire : 90 Go pour l'arbre du CO_2 et 450 Go pour l'arbre de H_2O. Ce pré-calcul prend approximativement 4 h sur un nœud CPU monocœur de cluster. Une fois ces arbres pré-calculés, l'exécution complète, depuis l'extraction des données HITEMP2010 jusqu'au calcul des flux radiatifs dans une géométrie tridimensionnelle complexe, peut être réalisée sur un PC standard (disposant d'une quantité suffisante de RAM), en moins d'une demi-journée de travail. Cette efficacité computationnelle, combinée à la précision des résultats, démontre le potentiel de notre méthode pour des applications industrielles réelles.

3. Résultats

3.1. Validations

Notre approche a été validée sur un cas test hétérogène en température, en concentration d'espèces gazeuses (H_2O et CO_2), et à pression atmosphérique constante. Les résultats ont été comparés au benchmark établi par Coelho *et al.* [9], qui utilisent la méthode de Monte-Carlo

formulée en termes de flux net radiatif (MC-NEF). La géométrie est une enceinte cylindrique 2D axisymétrique de longueur $L = 1,2$ m et de rayon $R = 0,3$ m dont les parois sont noires. Le profil de température du milieu est décrit par :

$$T(x,r) = 800 + 1200\left(1 - \frac{r}{R}\right)\left(\frac{x}{L}\right) \tag{8}$$

où la paroi située en $x = L$ est à une température de $300\ K$. La fraction volumique de suie est fixée à $f_v = 10^{-7}$. Les fractions molaires de H_2O et CO_2 varient selon les profils suivants :

$$x_{H_2O}(x,r) = 0,05\left[1 - 2\left(\frac{x}{L-0,5}\right)^2\right]\left(2 - \frac{r}{R}\right) \tag{9}$$

$$x_{CO_2}(x,r) = 0,04\left[1 - 3\left(\frac{x}{L-0,5}\right)^2\right]\left(2,5 - \frac{r}{R}\right) \tag{10}$$

La figure 2 présente une comparaison des résultats obtenus avec la méthode RadForcE et ceux du benchmark établi par Coelho *et al*. Les flux radiatifs ont été calculés sur l'ensemble du spectre infrarouge thermique (0.1 , $12\,500\ \mathrm{cm}^{-1}$), en prenant en compte un nombre élevé de raies spectrales : $11\,193\,608$ pour le CO_2 et $111\,269\,699$ pour H_2O. Pour évaluer la robustesse de notre méthode dans différentes conditions de réflectivité des parois, nous avons également effectué des comparaisons avec le benchmark de Perez *et al.* [10]. Dans le cas hétérogène, l'influence du caractère spéculaire ou diffus des parois est négligeable. C'est pourquoi nous avons aussi choisi de valider notre modèle sur un cas homogène à $1\,800$ K, où les différences sont plus marquées entre les deux types de réflexion. Dans cette configuration, les parois sont considérées comme grises avec une émissivité $\varepsilon_w = 0,5$ et une température fixée à 800 K. La composition du milieu gazeux est la suivante : 20 % de H_2O, 10 % de CO_2 et 70 % de N_2, avec une fraction volumique de suies fixée à $f_v = 10^{-7}$. La figure 2 compare les flux radiatifs calculés le long de la paroi latérale du cylindre avec RadForcE et ceux obtenus avec la méthode MC-NEF de Perez *et al.*, pour deux types de parois : diffuses et spéculaires. Comme l'illustre la figure 2, les résultats obtenus avec RadForcE sont en bon accord avec ceux des benchmarks.

3.2. Application à un four industriel

Fort des validations précédentes, nous avons appliqué notre modèle à un cas industriel concret : le calcul du flux radiatif reçu par un bain d'aluminium liquide dans un four de refusion. La géométrie du four, illustrée sur la figure 3, présente une complexité typique des installations industrielles. En l'absence de données expérimentales, nous utilisons un champ thermodynamique homogène comme preuve de concept : une température des parois fixée à 900 K, une température des gaz de $1\,200$ K, une composition gazeuse constituée de 60 % H_2O et 40 % de CO_2, ainsi qu'une fraction volumique de suies $f_v = 10^{-7}$. Toutes les surfaces sont considérées comme grises avec une émissivité $\varepsilon_w = 0,8$. Bien que le champ thermodynamique soit homogène dans cette configuration, toute la complexité spectrale est conservée, avec le même nombre de raies spectrales intégrées que dans les cas de validation précédents.

Dans cette configuration, RadForcE a permis de calculer un flux radiatif de $77,7 \pm 0,2\ kW/m^2$ reçu par le bain d'aluminium. Un atout majeur de notre approche réside dans son insensibilité à la complexité géométrique du four. Comme le montre la figure 3, le temps de calcul reste constant quelle que soit la complexité de la géométrie, contrairement au temps de chargement qui croît linéairement avec le nombre d'éléments géométriques. Cette propriété est intrinsèque à notre méthode de suivi de rayons (ray tracing), où seule l'information d'intersection entre un rayon et la géométrie (représentée par des triangles) est nécessaire.

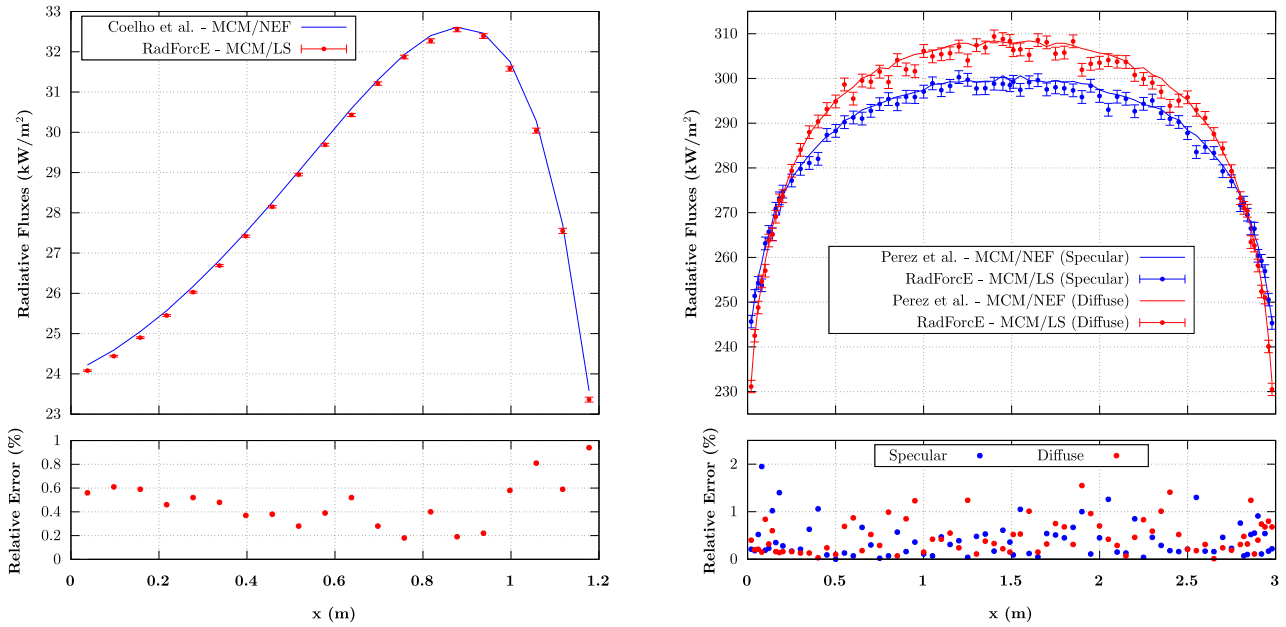


Figure 2 : *Comparaison des flux de chaleur calculés avec RadForcE (données spectroscopiques HITEMP2010 [11]). À gauche : cas hétérogène avec parois noires ($N = 1\,000\,000$ réalisations MC/point, $\mathbb{D}_\nu \in [300, 10\,000]\ \mathrm{cm}^{-1}$), comparé à la méthode de Coelho et al. [9]. À droite : cas homogène avec parois réflectives ($N = 40\,000$ réalisations MC/point, $\mathbb{D}_\nu \in [0.1, 12\,500]\ \mathrm{cm}^{-1}$), comparé à la méthode de Perez et al. [10]. Les barres d'erreur représentent un intervalle de confiance de $\pm 1\sigma$. Sous chaque graphique, l'erreur relative absolue entre les deux modèles est représentée pour chaque point de calcul.*

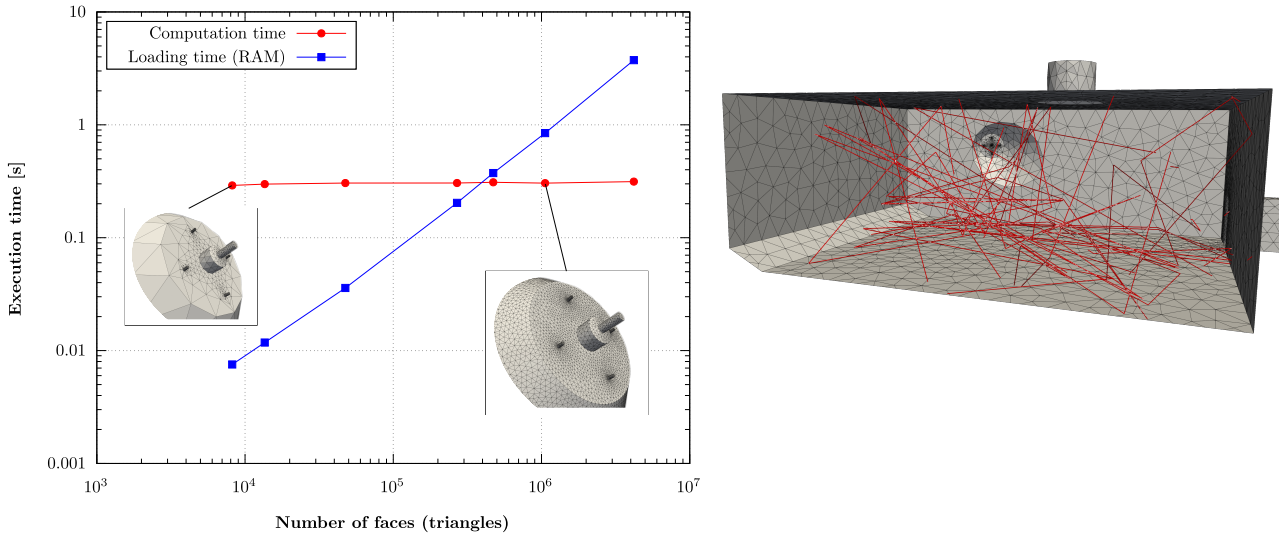


Figure 3 : *À gauche : insensibilité du temps de calcul du flux radiatif moyen (avec ± 1 % d'incertitude) reçu par la sole d'une chambre de combustion en fonction du raffinement géométrique. À droite : visualisation des chemins optiques des photons à l'intérieur du four. Certains photons sont réfléchis ou absorbés par les parois, d'autres sont absorbés par les gaz d'enceinte. Les calculs ont été réalisés avec RadForcE sur un processeur Intel Core i5-1145G7 (1 cœur, 2 threads actifs, 4 GHz).*

4. Conclusion

Cette étude présente une méthode de Monte-Carlo innovante pour estimer les flux radiatifs, couplée à une description spectroscopique raie-par-raie des gaz. Son originalité réside dans la construction explicite des chemins optiques, sans discrétisation préalable du milieu, la rendant particulièrement adaptée aux géométries industrielles, tout en maintenant une insensibilité à la complexité géométrique. L'échantillonnage des raies spectrales via des arbres de probabilité accélère significativement l'interrogation des données spectroscopiques sans calcul explicite des coefficients d'absorption. Cette reformulation non biaisée ouvre la possibilité de calculer des flux radiatifs intégrés sur tout l'infrarouge thermique en quelques secondes, même pour des milieux contenant des centaines de millions de raies spectrales et présentant une hétérogénéité marquée. Bien que les résultats présentés constituent une preuve de concept convaincante, ils s'appuient sur des hypothèses simplificatrices concernant les données thermodynamiques. Un travail est en cours pour intégrer des champs thermodynamiques hétérogènes issus de simulations RANS. L'architecture de notre méthode permettra une intégration directe de ces champs complexes, comme démontré par notre validation. Enfin, cette approche offre la possibilité d'étudier finement les phénomènes de réflexion et d'émissivité spectrale des parois. Cette capacité sera exploitée pour évaluer l'impact du choix des matériaux réfractaires sur les flux radiatifs reçus par l'aluminium, ouvrant ainsi la voie à une optimisation avancée des procédés industriels.

Références

[1] Citepa, Rapport Secten édition 2025 : Émissions de gaz à effet de serre et de polluants atmosphériques en France, 1990–2024 (2025).

[2] M. Galtier, S. Blanco, C. Caliot et al., Integral formulation of null-collision Monte Carlo algorithms, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer (2013), vol. 125, p. 57–68.

[3] M. Galtier, S. Blanco, J. Dauchet et al., Radiative transfer and spectroscopic databases : A line-sampling Monte Carlo approach, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer (2016), vol. 172, p. 83–97.

[4] V. Eymet, D. Poitou, M. Galtier et al., Null-collision meshless Monte-Carlo — Application to the validation of fast radiative transfer solvers embedded in combustion simulators, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer (2013), vol. 129, p. 145–157.

[5] Y. Nyffenegger-Péré, R. Armante, M. Bati et al., Spectrally refined unbiased Monte Carlo estimate of the Earth's global radiative cooling, Proceedings of the National Academy of Sciences (2024), vol. 121, no 5, p. e2315492121.

[6] M. El Hafi, S. Blanco, J. Dauchet et al., Three viewpoints on null-collision Monte Carlo algorithms, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer (2021), vol. 260, p. 107402.

[7] J. Dauchet, J.-J. Bézian, S. Blanco et al., Addressing nonlinearities in Monte Carlo, Scientific Reports (2018), vol. 8, no 1, p. 13302.

[8] M. D. McCool, P. K. Harwood, Probability trees, Proceedings of the Graphics Interface Conference (1997), p. 37–46.

[9] P. J. Coelho, P. Perez, M. El Hafi et al., Benchmark numerical solutions for radiative heat transfer in two-dimensional axisymmetric enclosures with nongray sooting media, Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals (2003), vol. 43, no 5, p. 425–444.

[10] P. Perez, M. El-Hafi, P. J. Coelho et al., Accurate solutions for radiative heat transfer in two-dimensional axisymmetric enclosures with gas radiation and reflective surfaces, Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals (2005), vol. 47, no 1, p. 39–63.

[11] L. S. Rothman, I. E. Gordon, R. J. Barber et al., HITEMP, the high-temperature molecular spectroscopic database, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer (2010), vol. 111, no 15, p. 2139–2150.

Remerciements

Les auteurs remercient les entreprises Constellium et Saint-Gobain pour la mise à disposition des données numériques et techniques nécessaires à cette étude. Les ressources en calcul ont été fournies en partie par le Mésocentre EXPLOR hébergé par l'Université de Lorraine.

Thème 14

Transferts thermiques à l'échelle micro et nanométrique

Ébullition convective du CO dans un micro-canal : Prédiction des performances thermiques par apprentissage automatique 574

Ébullition convective du CO_2 dans un micro-canal : Prédiction des performances thermiques par apprentissage automatique

Ahmadou Tidiane Diaby[1]*, Issa Jaffal[1], Marie-Christine Duluc[1], Pascal Tobaly[1,2]

[1]Lafset, Cnam
292, rue Saint-Martin - 75003 Paris
[2]Université Sorbonne Paris Nord
99, avenue Jean-Baptiste Clément - 93430 Villetaneuse, France
*(auteur correspondant : ahmadou-tidiane.diaby@lecnam.net)

Résumé - Cette étude porte sur le transfert de chaleur par ébullition du CO_2. Le fluide s'écoule dans un tube cylindrique de diamètre 0,7 mm. Le tube est chauffé à flux imposé. Les essais ont été réalisés pour trois températures de saturation (−10, -5 et 0 °C), pour des flux massiques compris entre 300 et 900 kg.m^{-2}.s^{-1} et des densités de flux de chaleur variant de 5 à 20 kW.m^{-2}. Le titre en vapeur avant chauffage varie de 0 à 1. Deux modèles de réseaux de neurones ont été développés pour prédire le coefficient d'échange thermique (R^2 = 0,934) et le gradient de pression (R^2 = 0,989) à partir des quatre paramètres précédents. L'analyse de l'importance des variables et des courbes de dépendance partielle révèle que le flux massique est le paramètre le plus influent tant pour le coefficient d'échange que pour les pertes de charge.

Abstract - This study investigates heat transfer during CO_2 boiling in a cylindrical tube with a diameter of 0.7 mm, measured using an insulated heating tube and a pressure sensor. The tests cover various saturation temperatures (−10 to 0 °C), mass fluxes from 300 to 900 kg.m^{-2}.s^{-1}, vapor qualities from 0 to 1, and heat fluxes from 5 to 20 kW.m^{-2}. Two neural network models were developed to predict the heat transfer coefficient (R^2 = 0.934) and the pressure gradient (R^2 = 0.989) from the four input parameters. Analysis using feature importance and partial dependence plots shows that the mass flux is the most influential parameter for both the heat transfer coefficient and the pressure drop.

Nomenclature

d	différence
G	flux massique, kg.m^{-2}.s^{-1}
h	Coefficient d'échange thermique, kW.m^{-2}.K^{-1}
k	conductivité thermique, W m^{-1}.K^{-1}
L	longueur, m
P	pression, Pa
Q	puissance thermique, W
q''	densité flux de chaleur, kW.m^{-2}
r	rayon, m
T	température, °C
x	titre vapeur
z	position axiale le long du tube, m
Indices et exposants	
e	entrée
i	intérieur
o	extérieur
p	paroi
sat	saturation
mes	donnée expérimentale
mod	modèle

1. Introduction

Le transfert de chaleur par ébullition dans les micro ou mini-canaux a fait l'objet de nombreux travaux. Des modèles et corrélations ont été proposées pour déterminer le coefficient d'échange thermique et la perte de charge [1–2]. Un désaccord persiste cependant sur la définition précise des mini- et micro-canaux, Cheng et Mewes [3] et Kandlikar [4] proposant des classifications différentes, Shah [5] souligne que la définition de Kandlikar reste la plus utilisée.

Les micro-canaux connaissent un développement rapide, en particulier pour la gestion thermique diphasique. Les applications de l'apprentissage automatique dans ce domaine se multiplient également, comme le souligne la revue de Miao et al. [6]. Des modèles optimisés par approche bayésienne permettent désormais de prédire avec précision le transfert de chaleur et la perte de charge [7].

Les réseaux de neurones artificiels sont particulièrement efficaces pour modéliser des phénomènes fortement non linéaires, et des outils comme l'analyse de l'importance des variables et les courbes de dépendance partielle facilitent l'interprétation des modèles et la compréhension des mécanismes sous-jacents.

Dans ce contexte, ce travail vise à développer et valider un modèle d'apprentissage automatique destiné à prédire le coefficient d'échange thermique et la perte de charge dans un micro-canal. Ce modèle, développé à partir de données expérimentales, sera aussi utilisé pour analyser l'influence des différents paramètres expérimentaux.

2. Méthodes et matériels

2.1. Installation expérimentale

Une installation expérimentale à boucle fermée de CO_2 a été conçue pour étudier l'ébullition en écoulement dans un micro-canal horizontal et la chute de pression associée (Figure 1). Elle comprend des sections de préchauffage, de test, d'observation et de post-chauffage, et permet le contrôle du débit massique et des conditions thermodynamiques.

La section de test est thermiquement isolée par un matériau à faible conductivité thermique (k = 0,022 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$) et d'épaisseur 0,08 m, afin de minimiser les pertes thermiques vers l'environnement. Elle est entourée de plaques de cuivre quasi-isothermes, refroidies par un fluide secondaire (éthanol) circulant dans des tubes en contact thermique avec celles-ci. Ces plaques assurent une condition de paroi quasi isotherme et agissent comme un bouclier thermique vis à vis de l'extérieur. L'hypothèse de flux thermique imposé est justifiée par le maintien des plaques à température constante et les pertes thermiques négligeables vers l'extérieur [8], ce qui assure une distribution quasi uniforme du flux thermique. Dans ces conditions, l'inertie thermique du tube est négligeable en régime permanent.

La température du fluide secondaire, régulée par un bain thermostaté externe, permet d'imposer et de contrôler avec précision la température de saturation du CO_2 dans la section de test. La boucle primaire comprend un condenseur, une pompe à diaphragme, une vanne d'expansion. Un flacon de séparation assure la stabilité de l'écoulement, la régulation de la pression et l'absence de cavitation. Le préchauffage du fluide réfrigérant (CO_2) est assuré par un cordon électrique enroulé autour du tube : Le CO_2, initialement à l'état de liquide sous-refroidi est injecté à l'entrée de la section de test, à l'état saturé avec un titre de vapeur contrôlé.

Les mesures de pression et de température sont effectuées à l'entrée et à la sortie du préchauffeur à l'aide de capteurs de pression et de thermocouples. L'incertitude associée à ces paramètres expérimentaux est précisée dans les travaux de Diaby et al. [8].

2.2. Section d'essai

Une vue schématique de la section de test est présentée sur la Figure 2. La section de test est composée d'une section de mesure suivie d'une section de visualisation. La section de mesure est constituée d'un tube circulaire lisse et droit en acier inoxydable 316L, de 20 mm de diamètre extérieur, 0,7 mm de diamètre intérieur et 200 mm de longueur. Un cordon électrique est enroulé autour du tube et connecté à une source d'alimentation.

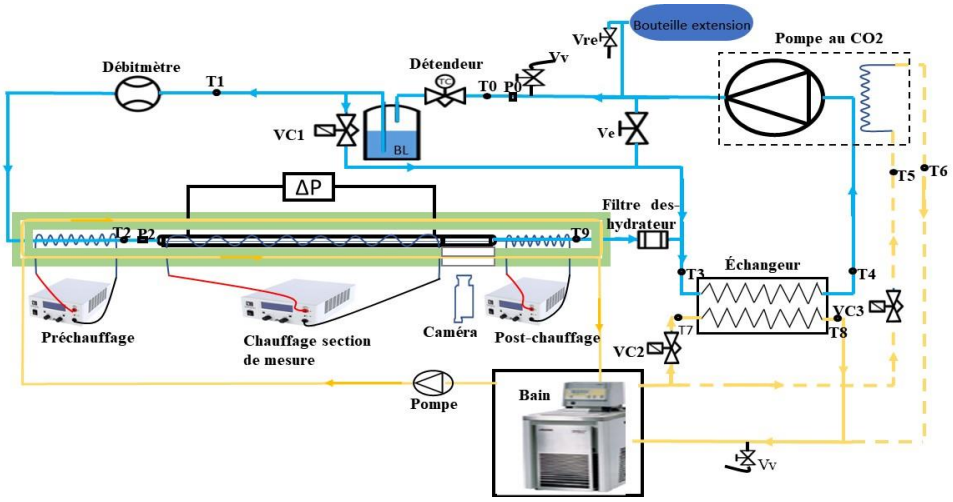


Figure 1 : *Vue schématique de l'installation expérimentale*

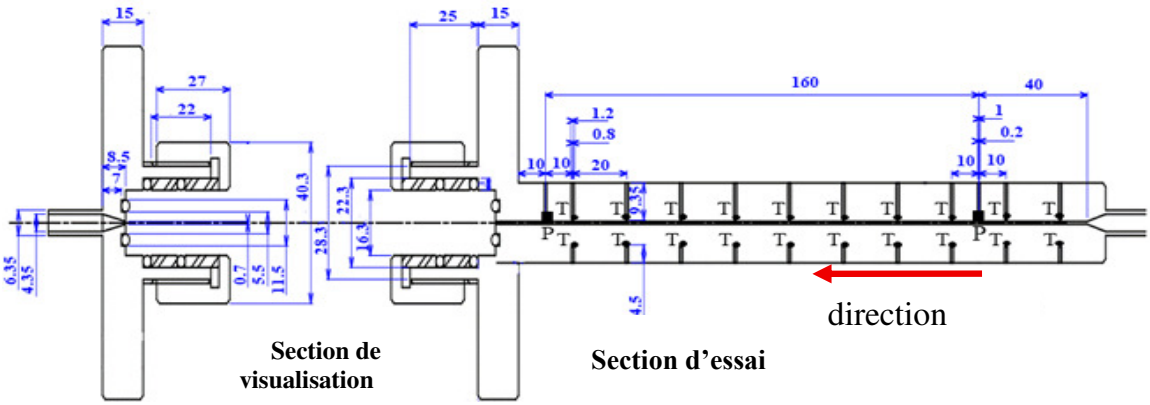


Figure 2 : *Schéma de la section d'essai*

Les thermocouples utilisés pour la mesure de la température sont insérés dans des vis entièrement percées et fixés à dix positions axiales différentes (z_j, j = 1,…,10) le long du tube. Pour une position axiale donnée z_j, deux thermocouples sont insérés à des rayons égaux à 0,65 mm et 5,5 mm par rapport à l'axe du tube. Les positions axiales z_i sont espacées de 20 mm. En aval de la section de mesure se trouve une section de visualisation constituée d'un tube en verre de 160 mm de longueur et de même diamètre intérieur que la section de test.

Les mesures comportent 448 observations et ont été réalisées dans une précédente étude utilisant la même installation [8], permettant de comparer les résultats avec ceux de la littérature puis d'élargir les conditions opératoires à des températures inférieures à 0 °C.

2.3. Traitement des données expérimentales

La valeur locale du coefficient de transfert thermique h_i est déterminée dans la section de test à partir de la mesure de la densité de flux de chaleur q_i'', de la température de saturation du fluide à l'intérieur du micro-canal $T_{sat,j}$ et de la température de la paroi interne du tube $T_{p,j}$. Le coefficient de transfert de chaleur local est calculé à l'aide de l'équation 1 et la moyenne h est déterminée par l'équation 2. Grâce au bouclier thermique et à l'isolation, les pertes de chaleur sont négligeables. La puissance électrique Q (W), générée sur la surface externe du tube $2\pi r_o L$, est entièrement transférée au fluide. La densité de flux de chaleur à la paroi interne est calculée à l'aide de l'équation 3.

$$h_j = \frac{q''_i}{T_{p,j} - T_{sat,j}} \tag{1}$$

$$h = \frac{1}{10}\sum_{j}^{10} h_j \tag{2}$$

$$q''_i = \frac{Q}{2\pi r_i L} \tag{3}$$

Le profil de température au sein du tube, la température de la paroi interne du tube, la température de saturation du fluide, l'interpolation linéaire du profil de pression, la détermination du titre de vapeur en régime permanent, ainsi que les calculs d'incertitude sont détaillés dans Diaby et al. [8].

2.4. Modélisation par réseaux de neurones

Deux modèles de réseaux de neurones supervisés ont été entraînés à partir des données obtenues expérimentalement pour prédire le coefficient d'échange thermique et le gradient de pression en fonction de la température de saturation T_{sat}, du flux massique G, de la densité de flux de chaleur q" et du titre de vapeur à l'entrée de la section d'essai xe. Ces données (448 observations) ont été réparties en deux sous-ensembles selon une proportion couramment utilisée dans la littérature [9] : 80 % pour l'entraînement du modèle (358 observations) et 20 % pour l'évaluation sur un jeu de test indépendant (90 observations).

Les configurations optimales des hyperparamètres des modèles ont été déterminées à l'aide de la méthode de Grid Search proposée par la bibliothèque scikit-learn de Python, en explorant le nombre de couches cachées, le nombre de neurones, la fonction d'activation, le taux d'apprentissage ou le nombre d'itérations, le coefficient de régularisation (L2), le taux d'apprentissage initial et l'algorithme d'optimisation (Tableau 1). Une validation croisée à 5 plis (cv = 5) a été utilisée dans le Grid Search [9], ce qui implique que chaque combinaison d'hyperparamètres a été entraînée et évaluée cinq fois sur différentes partitions des données d'entrainement avant de sélectionner la configuration optimale.

Les performances des modèles seront d'abord évaluées sur le jeu de test. Enfin, les courbes représentant l'évolution du coefficient d'échange et de la perte de charge en fonction du titre de vapeur seront tracées et comparées aux données expérimentales.

2.5. Interprétation des modèles

La méthode de l'importance des variables par permutation a été utilisée afin d'identifier les paramètres d'entrée les plus importants pour chaque modèle [10]. La méthode utilisée consiste à mesurer l'augmentation de la racine de l'erreur quadratique moyenne (*RMSE*) du modèle lorsque les valeurs d'une entrée sont permutées de manière aléatoire, rompant ainsi sa relation avec la sortie. Plus l'augmentation de l'erreur est importante, plus la variable est considérée comme influente pour le modèle.

Hyperparamètre	Valeurs testées
Nombre de neurones	**Une couche cachée** : 4, 8, 12, 16, 20, 24, 28, 32 neurones **Deux couches cachées** : (8, 4), (12, 6), (16, 8), (20, 10), (24, 12), (28, 14), (32, 16) neurones
Fonction d'activation	ReLU, Tanh
Coefficient de régularisation (L2)	0.0001, 0.001, 0.01, 0.1
Taux d'apprentissage initial	0.001, 0.01
Algorithme d'optimisation	Adam, LBFGS

Tableau 1 : *Valeurs des hyperparamètres testés pour l'optimisation des réseaux de neurones.*

Enfin, les courbes de dépendance partielle ont été utilisées pour visualiser les tendances des deux grandeurs de sortie en fonction de chacune des entrées, illustrant l'influence de chaque paramètre sur les prédictions du modèle [10]. Elles permettent ainsi de mieux comprendre l'effet individuel de chaque paramètre d'entrée sur les prédictions et d'évaluer la cohérence physique du modèle.

3. Résultats et discussions

3.1. Analyse expérimentale

Les expériences sont réalisées en conditions stationnaires. La température à l'entrée du micro-canal est fixée à -10 °C, -5 °C ou 0 °C. Le flux massique varie entre 300 et 900 kg.m^{-2}.s^{-1}, tandis que la densité de flux de chaleur appliquée est comprise entre 5 et 20 kW.m^{-2}. Les données sont enregistrées chaque seconde pendant une période de 20 minutes une fois le régime permanent atteint.

Dans cette section, nous présentons un aperçu représentatif des résultats expérimentaux obtenus. Étant donné l'importance et la quantité des données collectées, il n'est pas possible de toutes les exposer ici. Pour illustrer les tendances générales observées, nous proposons à titre d'illustration un cas typique correspondant à une température de saturation T_{sat}= -10 °C et un flux thermique de q''= 20 kW.m^{-1}. Ce choix permet de mettre en évidence l'influence du flux massique et du titre en vapeur sur le coefficient d'échange. La Figure 3a montre l'évolution de ce coefficient en fonction du titre de vapeur pour différentes valeurs de flux massique, dans ces conditions. On observe une augmentation du coefficient d'échange avec le flux massique tant que le titre en vapeur reste en deçà d'une valeur limite correspondant à l'assèchement du micro-canal. Cette diminution est liée à la formation de zones sèches sur la paroi, où le contact fluide-paroi devient partiel, réduisant significativement l'échange thermique.

Sous les mêmes conditions de test, l'évolution du profil de perte de charge le long de la conduite, exprimée sous forme de gradient de pression dans le micro-canal a été étudiée en fonction du titre de vapeur. La Figure 3b montre que le gradient de pression augmente avec le flux massique, ce qui s'explique par l'accroissement de la vitesse du fluide et les pertes de charge associées. À des titres de vapeur élevés, correspondant à l'assèchement partiel du micro-canal, une variation plus importante du gradient de pression est observée, due à l'augmentation de la vitesse en phase vapeur.

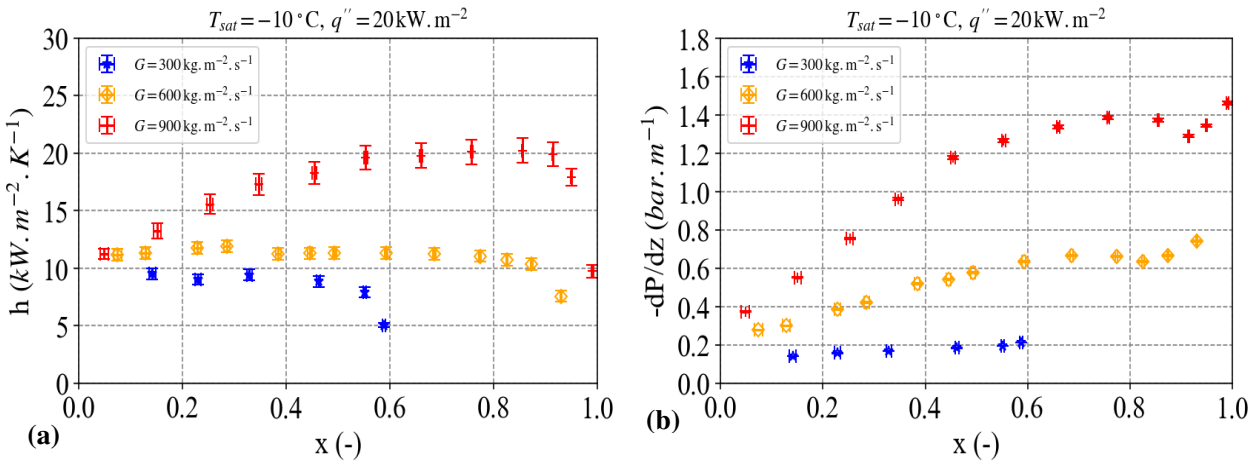


Figure 3 : *Evolution du coefficient d'échange thermique et du gradient de pression en fonction du titre vapeur pour différent flux massique:(a) coefficient d'échange thermique et (b) gradient de pression*

3.2. Évaluation des modèles

Les performances des modèles ont été évaluées sur un jeu de test composé de 90 observations. La Figure 4 illustre la comparaison entre les valeurs observées et les valeurs prédites, avec deux droites en traits pointillés représentant une marge d'erreur de ±20 %.

Le modèle du coefficient d'échange thermique présente une racine de l'erreur quadratique moyenne (*RMSE*) de 1,51 kW.m^{-2}.K^{-1} et un coefficient de détermination R^2 égal à 0,934, traduisant une bonne capacité de prédiction. Toutefois, les erreurs relatives pour les faibles valeurs du coefficient d'échange, comprises entre 0 et 10 kW.m^{-2}.K^{-1}, sont élevées, dépassant souvent la marge d'erreur de ±20 %. Cela peut être dû à la moindre précision des mesures à faible débit, liée aux limités de fonctionnement du débitmètre. La performance du modèle du gradient de pression est très satisfaisante, avec un *RMSE* de 0,0429 bar et un coefficient R^2 égal à 0,989. Les dépassements de la marge d'erreur sont très rares (trois cas seulement).

Les prédictions des modèles ont également été confrontées aux données expérimentales (Figure 5) à l'aide de courbes représentant l'évolution en fonction du titre de vapeur x_e pour les mêmes conditions que la Figure 3 : température de saturation T_{sat} = −10 °C, densité de flux thermique q" = 20 kW.m^{-2}, et trois flux massiques G : 300, 600 et 900 kg.m^{-2}.s^{-1}. Les courbes représentant le coefficient d'échange thermique sont globalement en accord avec les données expérimentales, sauf lorsque G = 900 kg.m^{-2}.s^{-1} pour des valeurs de x_e autour de 0,5, où le modèle présente un comportement incohérent avec la quasi-linéarité des mesures (Figure 4a). Cela pourrait s'expliquer par un surapprentissage**,** susceptible d'être corrigé par des techniques de régularisation [9] ou par l'intégration de connaissances physiques [11].

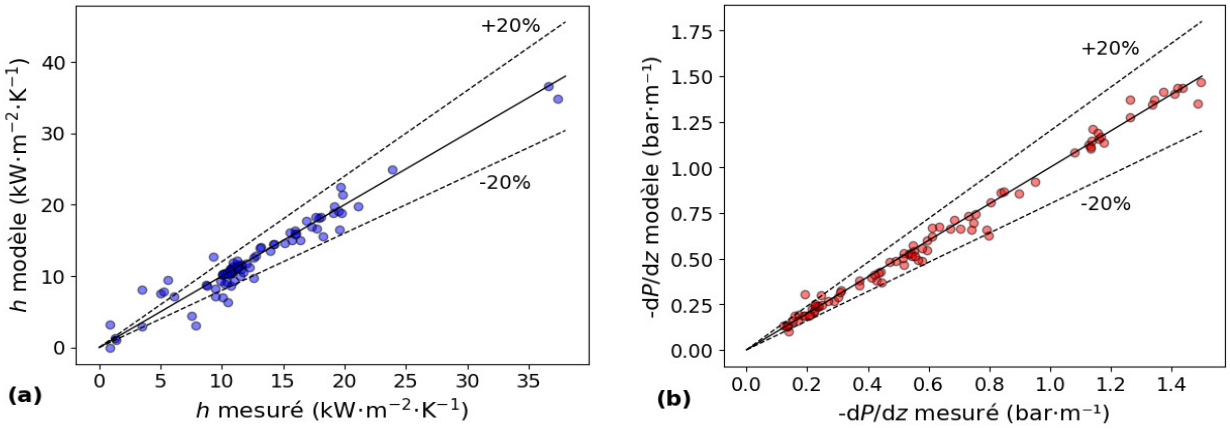


Figure 4 *: Comparaison des valeurs expérimentales et prédites par les modèles pour les points du test : (a) coefficient d'échange thermique h, (b) gradient de pression* -d*P*/d*z*

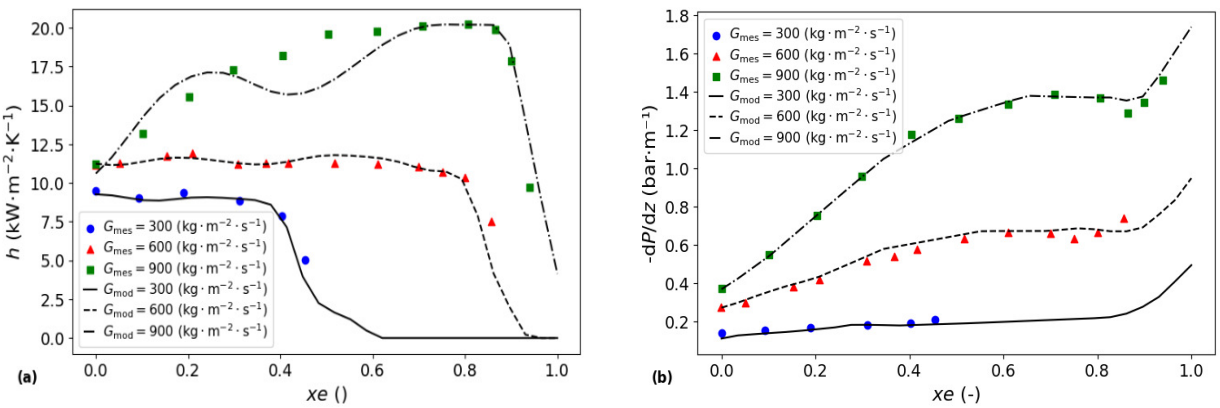


Figure 5 : *Mesures expérimentales et courbes de prédiction des modèles en fonction du titre de vapeur : (a) coefficient d'échange thermique h, (b) gradient de pression* -d*P*/d*z*

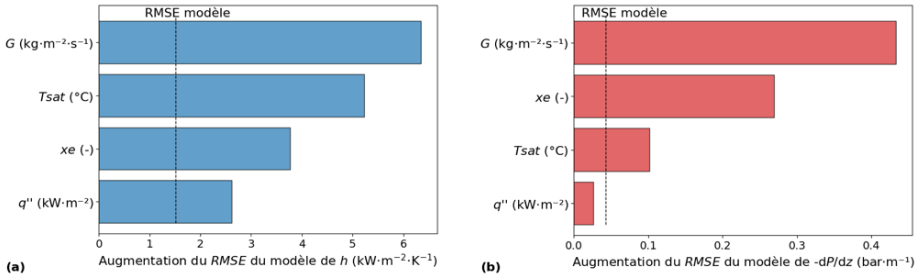


Figure 6 : *Importance des variables par permutation (augmentation de la RMSE) et RMSE des modèles pour : (a) coefficient d'échange thermique h); (b) gradient de pression -dP/dz*

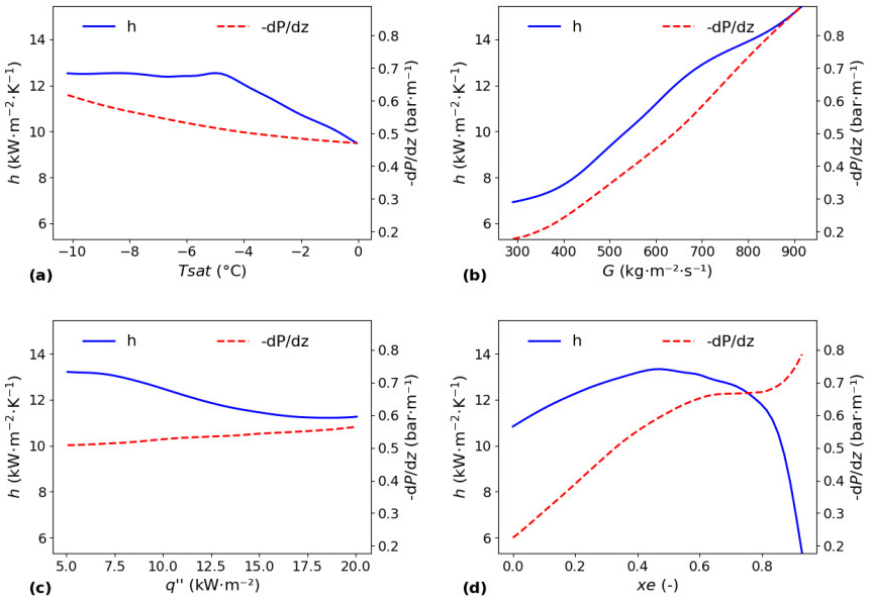


Figure 7 : *Courbes de dépendance partielle du coefficient d'échange thermique h et du gradient de pression* -d*P*/d*z en fonction des paramètres d'entrée*

La variation du coefficient d'échange thermique en fonction de x_e suit globalement une tendance linéaire pour les faibles valeurs avant de chuter brutalement au-delà d'un certain seuil (par exemple $x_e \approx 0{,}8$ pour $G = 900$ kg.m^{-2}·s^{-1}). La prédiction du modèle du gradient de pression est quasiment conforme aux mesures, avec une tendance quasi-linéaire avant $x_e \approx 0{,}8$, suivie d'une augmentation rapide (Figure 4a).

3.3. Interprétation des modèles

L'importance des variables par permutation a permis d'évaluer la contribution relative de chaque paramètre d'entrée aux performances des modèles, illustrant ainsi leur influence potentielle sur le transfert de chaleur et le gradient de pression. La Figure 6 montre que le flux massique G est le paramètre le plus déterminant pour la prédiction des deux sorties, suivi par T_{sat}, x_e, q'' pour le modèle du coefficient d'échange thermique h, et par x_e, T_{sat} et q'' pour le modèle du gradient de pression $-\mathrm{d}P/\mathrm{d}z$. L'impact de la densité de flux q'' sur ce dernier est négligeable (≈1/17 de celui de G), en accord avec l'absence de relation directe entre le flux thermique et les pertes de charge.

La Figure 7 présente les courbes de dépendance partielle correspondantes. Elles confirment la forte dépendance des deux grandeurs h et $-dP/dz$ au flux massique G (Figure 7b) et leur faible sensibilité au flux thermique (Figure 7c). Le coefficient d'échange thermique h varie de manière quasi-linéaire en fonction de G. Le gradient de pression $-\mathrm{d}P/\mathrm{d}z$ évolue également de façon quasi-linéaire par rapport à tous les paramètres, à l'exception du titre de vapeur x_e, pour lequel on observe une brusque augmentation à partir d'un seuil aux alentours de $x_e = 0{,}8$.

Enfin, ces courbes contribuent à la validation du modèle et à une meilleure interprétation des phénomènes physiques sous-jacents. Cependant, elles représentent une tendance moyenne et ne rendent pas compte des interactions complexes entre les variables d'entrée (G, T_{sat}, q''et x_e)**,** susceptibles d'influencer significativement les sorties du système (h et -dP/dz).

4. Conclusion

Les réseaux de neurones ont permis de prédire avec précision le gradient de pression dans un micro-canal (R^2 = 0,989). Le modèle du coefficient d'échange thermique (R^2 = 0,934) s'est révélé moins prédictif pour les faibles valeurs, potentiellement en raison de mesures moins précises dans cette zone. Les courbes représentant ces deux sorties en fonction du titre de vapeur ont confirmé que les prédictions suivent globalement les observations. L'intégration de connaissances physiques dans les réseaux de neurones permettrait de produire des modèles encore plus pertinents.

L'apprentissage automatique offre des outils utiles pour prédire les performances, mais également pour mieux comprendre les phénomènes thermiques liés aux écoulements dans les micro-canaux. Dans cette étude, l'analyse par permutation a permis de hiérarchiser les paramètres influents sur le coefficient d'échange thermique et le gradient de pression, soulignant que le flux massique est le paramètre le plus influent. Les courbes de dépendance partielle ont permis d'estimer les tendances associées.

Références

[1] L. Cheng, G. Xia, J.R. Thome, Flow boiling heat transfer and two-phase flow phenomena of CO_2 in macro-and micro-channel evaporators: Fundamentals, applications and engineering design, Applied Thermal Engineering 195 (2021), 117070.

[2] L. Cheng, G. Xia, Fundamental issues, mechanisms and models of flow boiling heat transfer in microscale channels, International Journal of Heat and Mass Transfer 108 (2017), 97–127.

[3] L. Cheng, D. Mewes, Review of two-phase flow and flow boiling of mixtures in small and mini channels, International Journal of Multiphase Flow 32 (2006), 183–207.

[4] S. G. Kandlikar, Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels, Experimental Thermal and Fluid Science 26 (2002), 389–407.

[5] M. M. Shah, Unified correlation for heat transfer during boiling in plain mini/micro and conventional channels, International Journal of Refrigeration 74 (2017), 606–626.

[6] Y. Miao, T. Zhang, X. Xu, S. Yang, H. Chen, H. Huang, A comprehensive review on advanced microchannel cooling technologies: two-phase thermal management and machine learning applications, Applied Thermal Engineering 279 (2025) 127697.

[7] Z. Said, P. Sharma, E.M. Abo-Zahhad, S. Kumar, A. Waqas, M. S. Hossain, Bayesian-optimized machine learning for flow boiling heat transfer prediction in microchannel heat sinks, Case Studies in Thermal Engineering 76 (2025) 107353.

[8] A. T. Diaby, M.-C. Duluc, B. Tremeac, P. Tobaly, Experimental investigation on heat transfer and pressure drop during CO_2 boiling in a cylindrical microchannel, 26th International Congress of Refrigeration**.** (Paris, France, August 21–25, 2023).

[9] A. Géron, Hands-On Machine Learning with Scikit-Learn, Keras, and TensorFlow: Concepts, Tools, and Techniques to Build Intelligent Systems 2nd edition (2019).

[10] C. Molnar, Interpretable Machine Learning: A Guide for Making Black Box Models Explainable. 2nd edition (2022).

[11] G. E. Karniadakis, I. G. Kevrekidis, L. Lu, P. Perdikaris, S. Wang, L. Yang, Physics-informed machine learning. Nature Reviews Physics, 3 (2021), 422-440.

Thème 15

Énergétique et optimisation des systèmes

Développement d'un prototype de refroidissement de composants électroniques à haute densité de flux par immersion diphasique 584
Effet Joule in situ pour la régénération thermique des MOFs : étude du graphite et du composite MOF/graphite à basse tension (type PV) 592
Impact de différentes stratégies de contrôle d'espaces d'agriculture en environnement contrôlé sur la consommation énergétique de ces espaces 600
Optimizing the carbon footprint of an offshore upstream asset by maximizing its energy efficiency : An integrated exergetic modeling approach 608

Développement d'un prototype de refroidissement de composants électroniques à haute densité de flux par immersion diphasique

Oumaima EL HASSINE*, Hervé NOËL, Pascal LE BIDEAU, Thibaut COLINART

IRDL, UMR CNRS 6027, Univ. Bretagne Sud, Bretagne INP, ENSTA, Institut Polytechnique de Paris, Univ. Brest, Lorient, France
*(auteur correspondant : oumaima.el-hassine@univ-ubs.fr)

Résumé - La montée en puissance des processeurs, amplifiée par l'essor de l'intelligence artificielle, accroît la densité énergétique des data centers et met en limite les solutions de refroidissement classiques. Le refroidissement par immersion diphasique constitue une alternative prometteuse. Dans cette étude, un prototype expérimental a été développé. Il est composé d'une cuve de 30 L remplie d'un fluide diélectrique, équipée de deux résistances chauffantes simulant la charge thermique, d'un condenseur optimisé, d'un système de purge et d'une régulation automatique de la pression. Les essais menés à différentes puissances démontrent la faisabilité, la stabilité et l'efficacité du dispositif. Ces résultats ouvrent des perspectives pour le refroidissement des serveurs haute performance de nouvelle génération.

Nomenclature

CPU	Central Processing Unit
GPU	Graphics Processing Unit
TDP	Thermal Design Power
PUE	Power Usage Effectiveness
q_v	Débit volumique, $m^3.s^{-1}$
ρ	Masse volumique, $kg.m^{-3}$
c_p	Capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
p	Pression, bar
P	Puissance, W
S	Surface d'échange, m^2
T	Température, K
h_{cv}	Coef. de transfert convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$
q''	Flux thermique, $W.m^{-2}$
Indices et exposants	
ent	Entrée
sort	Sortie
ext	Extérieur
EC	Elément Chauffant
liq	Liquide
vap	Vapeur
sup	Supérieur
cond	Condenseur

1. Introduction

Avec l'essor massif du numérique, les data centers représentent une part croissante de la consommation énergétique mondiale et sont confrontés à des densités de chaleur toujours plus élevées. Les composants électroniques modernes, en particulier les processeurs (CPU) et les accélérateurs graphiques (GPU), atteignent désormais des puissances thermiques dissipées (TDP) dépassant les 700 W par unité en 2025 [1] et pourraient atteindre 1500 W avant 2030 [2]. Cette tendance est appelée à s'accentuer avec le développement de l'intelligence artificielle et du calcul haute performance. Cette augmentation du TDP s'accompagne d'une élévation des températures de fonctionnement, entraînant une hausse significative du taux de défaillance des équipements électroniques. Il est notamment rapporté qu'environ 55% des défaillances matérielles sont directement liées à des températures excessives [3].

Le refroidissement par air, largement utilisé dans l'électronique, repose sur des ventilateurs pour évacuer la chaleur. Le refroidissement à air permet de gérer des puissances TDP jusqu'à 300 W(40–55 $W.cm^{-2}$)[4] ce qui devient insuffisant pour les systèmes de calcul haute performance dont les densités de puissance ne cessent d'augmenter [5]. Dans ce contexte, les

solutions de refroidissement conventionnelles — qu'elles reposent sur l'air ou sur des systèmes liquides monophasiques — atteignent aujourd'hui leurs limites en termes d'efficacité énergétique et de fiabilité [3],[7]. Face à ces limitations, les systèmes de refroidissement liquide avancés permettent de supporter des puissances jusqu'à 1200 W (150–175 $W.cm^{-2}$)[4].

A contrario, les solutions de refroidissement par immersion diphasique, apparaissent particulièrement prometteuses grâce à une densité de refroidissement plus élevée et une efficacité énergétique supérieure [8],[9]. Cependant, le fonctionnement des systèmes d'immersion diphasique en cycle fermé soulève plusieurs défis techniques. L'un des plus critiques concerne le contrôle de la pression interne, fortement influencée par la présence de gaz non condensables[9],[8],[11]. Ces gaz, principalement l'air, ont tendance à s'accumuler au niveau du condenseur, réduisant la surface de condensation disponible et dégradant fortement les performances thermiques. Leur présence peut ainsi diminuer l'efficacité du refroidissement. Une communication interne [11] sur un premier prototype de refroidissement par immersion diphasique, confirme l'importance de la maîtrise de la pression dans les systèmes de refroidissement par immersion diphasique. L'air emprisonné a un effet significatif sur le transfert de chaleur par condensation. L'absence de contrôle de la pression peut induire des fuites ou surpressions entraînant des dégradations des performances thermiques. Les travaux de Parent et al. [12] soulignent d'ailleurs l'importance des conditions de fonctionnement du condenseur, notamment l'augmentation du débit du fluide de refroidissement qui permet de réduire la résistance thermique totale ainsi que la pression interne lorsque la puissance dissipée augmente.

Dans ce contexte, l'objectif de cette étude est de développer et de tester un prototype de refroidissement par immersion diphasique capable d'évacuer de manière stable, fiable et reproductible des charges thermiques supérieures à 200 W, répondant ainsi aux exigences croissantes des data centers de nouvelle génération.

2. Présentation du dispositif expérimental

Un dispositif expérimental a été développé dans le but de reproduire le comportement thermique de serveurs informatiques immergés, tout en assurant un contrôle précis des paramètres de fonctionnement tels que la température, la pression et le débit (Figure 1).

Le dispositif est constitué d'une cuve en PMMA (2) (335 × 295 × 440 mm^3) remplie de fluide diélectrique (3) non commercialisé, développé pour le refroidissement par immersion diphasique et dont nous ne sommes pas autorisés à révéler la composition actuellement, développé pour le refroidissement par immersion diphasique. Avec un point d'ébullition de 49 °C et une chaleur latente de 115 $kJ.kg^{-1}$, il présente une faible viscosité, une bonne conductivité thermique et un très faible GWP, ce qui en fait un fluide performant et adapté aux cycles ébullition-condensation. Deux éléments chauffants en céramique (1), de dimensions 50 × 50 × 3 mm^3 et d'une puissance maximale de 1 500 W chacun, sont installés dans la cuve afin de simuler la dissipation thermique de composants électroniques à forte densité de puissance. Leur alimentation et leur pilotage sont assurés par un contrôleur de puissance (10). Lors de leur mise en fonctionnement, ces résistances provoquent un changement d'état local du fluide conduisant à un régime d'ébullition nucléée. La vapeur générée migre à travers le liquide jusqu'à la surface libre (ciel gazeux). Le condenseur (4) refroidi par un circuit d'eau externe régulé par un bain thermostaté (7) assure la condensation de la vapeur et le retour gravitaire du fluide dans la cuve, fermant ainsi le cycle diphasique. La gestion dynamique du fluide est assurée par une électrovanne (5), utilisée notamment pour la purge des gaz non condensables.

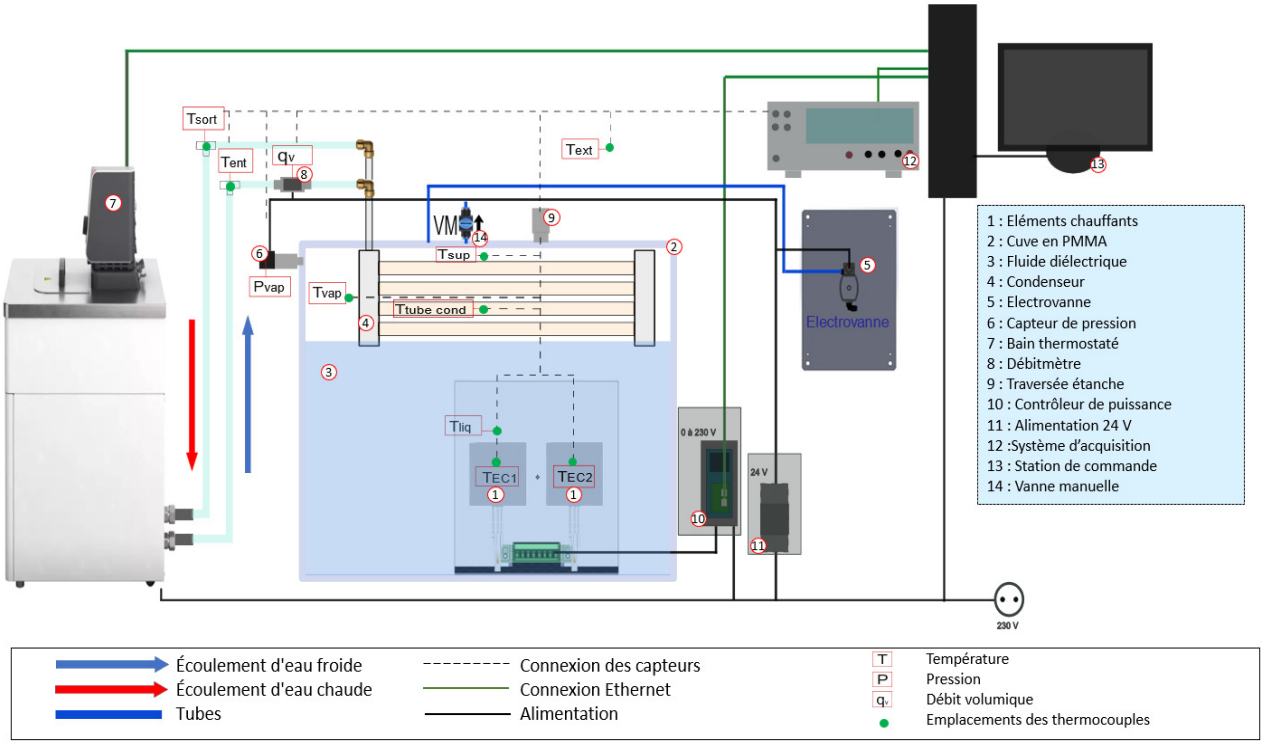


Figure 1 : *Schéma d'ensemble du prototype de refroidissement par immersion diphasique.*

L'installation est dotée d'une instrumentation complète permettant le suivi et l'analyse des grandeurs physiques clés du système. Un débitmètre (8) mesure le débit volumique ainsi que la température de l'eau circulant dans le condenseur. Un capteur de pression (6), positionné dans la partie supérieure de la cuve, permet de suivre l'évolution de la pression interne du système. Plusieurs thermocouples sont disposés à des emplacements stratégiques : dans la zone de vapeur autour et au-dessus du condenseur, sur l'un des tubes du condenseur, ainsi qu'au sein du fluide diélectrique. Les éléments chauffants intègrent également des thermocouples pour le suivi direct de leur température. L'ensemble des thermocouples est raccordé via une traversée étanche (9) traverse le couvercle, garantissant l'intégrité hermétique du système. Enfin, des thermocouples supplémentaires sont insérés dans des doigts de gant positionnés à l'entrée et à la sortie du condenseur afin de mesurer les températures du fluide de refroidissement.

Les signaux issus de l'ensemble des capteurs sont centralisés sur un système d'acquisition de données (12) avec un pas de 4 secondes, assurant également le pilotage des différents composants via un ordinateur (13). Cette interface permet la visualisation et l'enregistrement en temps réel des températures, pressions et débits indispensables à la caractérisation expérimentale du prototype.

Une attention particulière a été portée à l'étanchéité du prototype afin de garantir un fonctionnement en cycle fermé sans fuite de vapeur diélectrique. Des presse-étoupes assurent le passage hermétique des câbles d'alimentation et des conduites reliées aux électrovannes. Une vue d'ensemble du prototype est proposée sur la Figure 2.

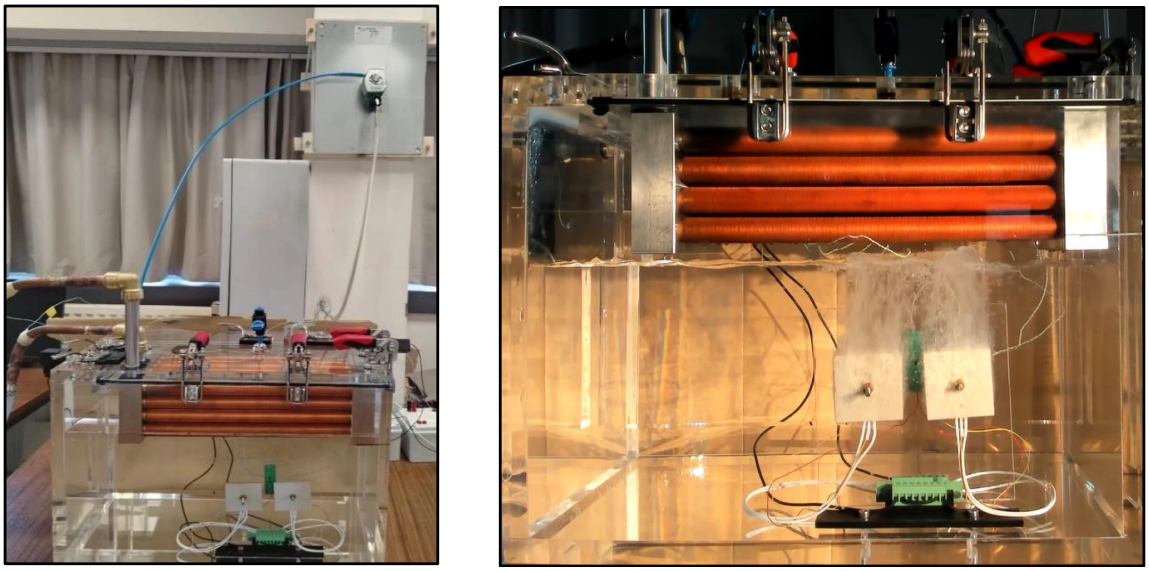


Figure 2 : *Vue d'ensemble du prototype expérimental (gauche) et visualisation de l'ébullition nucléée (droite).*

3. Conduite et analyse des essais expérimentaux

Avant chaque essai, une phase de dégazage est réalisée jusqu'à ce que la cuve soit purgée de l'air résiduel. Le bain thermostaté est réglé à 40 °C afin de porter la vapeur à une température suffisante pour initier efficacement le processus de condensation. Une fois cette condition atteinte, les résistances peuvent être mises sous tension. La vapeur générée occupe progressivement le volume entourant le condenseur, permettant l'initiation du cycle évaporation–condensation. Deux essais ont été effectués afin de caractériser le fonctionnement du prototype et d'évaluer l'influence des paramètres d'entrée sur la stabilité du système, l'évolution des températures caractéristiques, ainsi que l'efficacité du transfert thermique.

- Le premier essai porte sur l'effet d'un flux thermique dissipé, appliqué successivement à 2 W.cm^{-2}, 4 W.cm^{-2} et 6 W.cm^{-2}, tandis que les conditions de fonctionnement du condenseur sont maintenues constantes (débit d'eau fixé à 7 L.min^{-1}et température du bain thermostaté réglée à 30 °C).
- Le second essai examine l'impact du débit d'eau du condenseur sur les mécanismes de condensation et sur la stabilité thermique du système. Trois débits sont testés (5,19 L.min^{-1}, 7,24 L.min^{-1} et 9,08 L.min^{-1}) avec une température d'eau d'entrée du condenseur maintenue à 30 °C, pour une puissance totale dissipée constante de 600 W par les deux éléments chauffants.

Pour évaluer la performance du système, la puissance thermique extraite par le condenseur P_{cond} est calculée à partir du débit volumique q_v et des températures d'entrée et de sortie de l'eau :

$$P_{cond} = \rho . q_v . c_p . (T_{sort} - T_{ent}) \quad (1)$$

Le coefficient de transfert convectif h_{cv} quantifie l'intensité des échanges thermiques dans le bain diphasique et constitue un indicateur clé des performances du système. Il est déterminé à partir de la puissance totale dissipée par les éléments chauffants P_{EC}, leur surface totale d'échange S_{EC} ainsi que leur température moyenne et celle du liquide :

$$h_{cv} = \frac{P_{EC}}{S_{EC} . (T_{EC} - T_{liq})} \quad (2)$$

4. Résultats et discussions

La Figure 3 présente l'évolution temporelle de la pression de vapeur. Même après l'extraction de l'air résiduel, la pression continue d'augmenter, car le système déclenche automatiquement des purges dès que le gradient d'augmentation de la pression de vapeur p_{vap} devient significatif. Ce critère permet d'identifier une dérive rapide de la pression, révélatrice d'une accumulation de vapeur non condensée.

Durant cette phase transitoire (Pour l'essai 1 à t=4,3h ; 4,5h ; 5,7h ; 6,1h) (Pour l'essai 2 à t=2,2h), la production de vapeur dépasse la capacité de condensation, ce qui entraîne une élévation progressive de la pression. La gestion de la pression interne se fait à l'aide d'une électrovanne qui s'ouvre si la variation de pression de 0,002 à 0,004 bar, l'ouverture de l'électrovanne provoque alors une chute immédiate de la pression. La stabilisation n'est atteinte que lorsque le condenseur parvient à évacuer l'intégralité de la puissance dissipée, rétablissant l'équilibre entre évaporation et condensation.

Dans l'essai 1, l'augmentation de la puissance se traduit ainsi par une hausse initiale de la pression (pics de pression), suivie d'une purge entrainant une baisse rapide de la pression.

Dans l'essai 2, l'augmentation du débit d'eau d'entrée contribue à une tendance baissière de la pression interne. Cette diminution s'explique par une condensation plus efficace, directement améliorée par l'augmentation du débit, qui renforce la capacité du condenseur à condenser la vapeur produite.

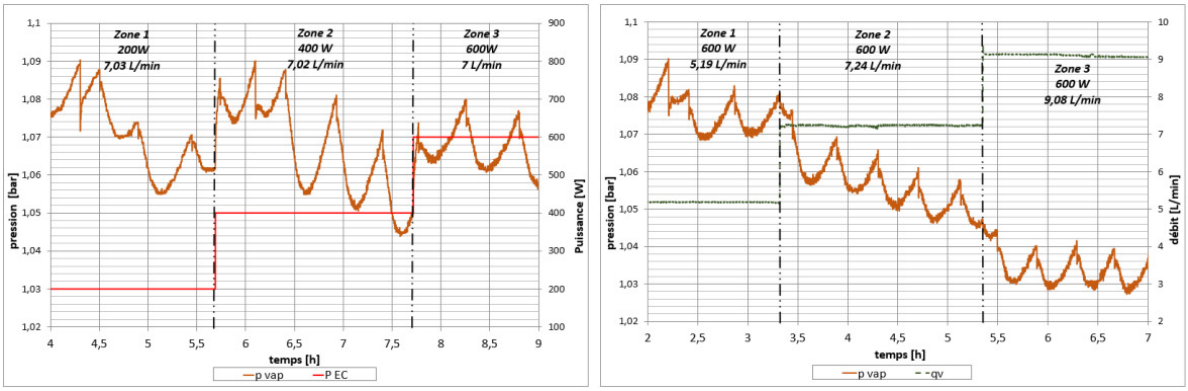


Figure 3 : *Évolution temporelle de la pression pour l'essai 1 (gauche) et 2 (droite).*

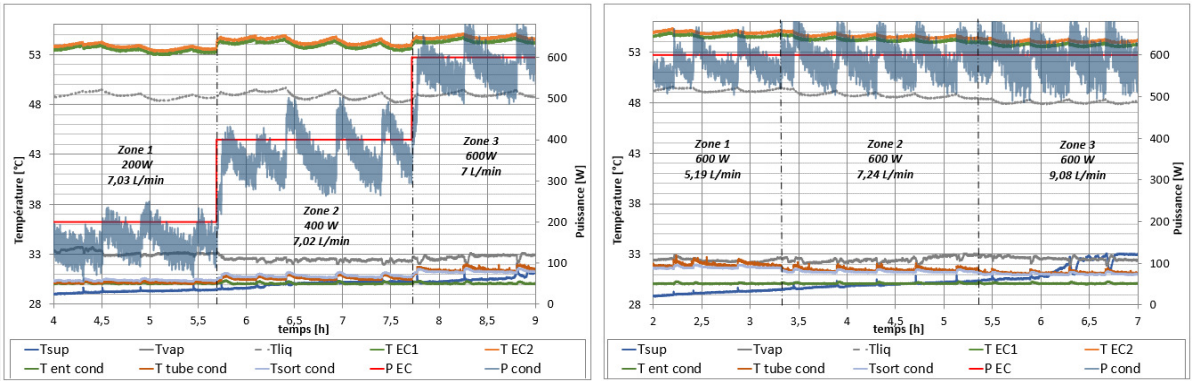


Figure 4 : *Évolution temporelle des températures en différents points du prototype mesurées et des puissances évacuées par le condenseur pour l'essai 1 (gauche) et 2 (droite).*

La Figure 4 présente l'évolution des températures mesurées en différents points de la cuve lors du fonctionnement du prototype. Les emplacements précis des capteurs sont indiqués dans la Figure 1.

Dans l'essai 1, l'augmentation de la puissance totale de 200 à 600 W entraîne une légère hausse d'environ 1 °C des températures des éléments chauffants de 53,4 °C à 54,3 °C pour EC_1 et de 53,8 °C à 54,7 °C pour EC_2, traduisant l'efficacité de l'ébullition nucléée pour la dissipation du flux thermique. Les températures du liquide restent quant à elles quasi inchangées, avec des variations inférieures à 0,2 °C malgré une puissance triplée, confirmant la stabilité thermodynamique du bain. La température de vapeur autour du condenseur demeure stable autour de 33 °C avec une température d'entrée de condenseur de 30 °C. Les purges ont un impact quasi instantané mais limité sur les différentes températures.

À l'inverse, dans l'essai 2, l'augmentation du débit de 5 à 9 $L.min^{-1}$ avec une puissance totale des deux éléments chauffants maintenue à 600 W et une température d'entrée de condenseur maintenue à 30 °C entraîne une baisse de températures des éléments chauffants environ 1 °C, passant de 54,6°C à 53,7°C pour EC_1 et de 55 °C à 54,1 °C pour EC_2. La température du liquide suit la même tendance, passant d'environ 49,3 °C à 48,1 °C. Enfin, les températures vapeur et condenseur restent stables autour de 32,5 °C, montrant que le cycle évaporation-condensation est peu sensible à l'augmentation du débit dans cette plage de fonctionnement.

L'évolution du coefficient de transfert thermique suit logiquement celle des températures et de la puissance dissipée. Lorsque la puissance augmente de 200 à 600 W (essai 1), il progresse fortement, passant de 4337 à 10840 $W.m^{-2}.K^{-1}$ (Tableau 1). Cette augmentation traduit l'intensification du régime d'ébullition nucléée : davantage de bulles se forment, se détachent et renouvellent le fluide au contact des surfaces chauffantes, ce qui améliore l'efficacité du transfert thermique.

Dans l'essai 2, lorsque la puissance dissipée est maintenue à 600 W et que le débit d'eau est progressivement augmenté (de 5,19 à 9,08 $L.min^{-1}$), le coefficient d'échange convectif évolue peu, oscillant autour de 10300 $W.m^{-2}.K^{-1}$. Parallèlement, le pourcentage de puissance récupérée par le condenseur augmente légèrement, de 96,7 % à 98,3 %, signe d'une meilleure extraction de chaleur par le circuit d'eau. Toutefois, cette amélioration ne se traduit plus par une intensification du transfert thermique au niveau des surfaces chauffantes : le système opère déjà en régime d'ébullition nucléée pleinement développé, avec un flux thermique établi à 60 $kW.m^{-2}$. L'augmentation du débit améliore donc la stabilité globale du système, mais n'accroît plus l'efficacité locale du transfert thermique.

Tableau 1:Evolution du coefficient de transfert thermique dans les deux essais

Essai	Zone	P_{EC} (W)	P_{cond} (W)	Pourcentage récupéré par condenseur	q_v ($L.min^{-1}$)	$T_{EC} - T_{Liq}$ (K)	h_{cv} ($W.m^{-2}.K^{-1}$)	q'' ($W.cm^{-2}$)
1	1	200	148	74%	7,03	4,6	4337	2
	2	400	371	92,8 %	7,02	5,08	7875	4
	3	600	579	96,5 %	7,00	5,54	10840	6
2	1	600	580	96,7 %	5,19	5,7	10462	6
	2	600	586	97,7 %	7,24	5,9	10170	6
	3	600	590	98,3 %	9,08	5,8	10345	6

5. Conclusions

Dans cette étude, un prototype expérimental a été développé pour explorer le refroidissement diphasique d'éléments chauffants de forte densité de puissance. Ce dispositif se distingue par plusieurs caractéristiques innovantes : une géométrie compacte permettant de reproduire fidèlement les conditions de forte densité thermique, une instrumentation fine pour le suivi des températures du fluide diélectrique, le calcul de la puissance récupérée par le condenseur et le contrôle du process, un système automatisé intégrant une électrovanne pour la gestion de la pression et l'évacuation des gaz non condensables. L'utilisation d'un fluide diélectrique à faible GWP constitue également un choix original et adapté aux systèmes diphasiques modernes.

Les campagnes expérimentales menées sur le prototype ont permis de caractériser les mécanismes assurant la stabilité et l'efficacité du système. Les purges automatiques se sont révélées essentielles pour éliminer les gaz non condensables, dont la présence perturbe l'équilibre thermodynamique et retarde l'établissement du régime stationnaire. À chaque purge, une chute de pression est observée, favorisant la condensation et intensifiant le phénomène d'ébullition.

Une fois ces perturbations éliminées, le système atteint rapidement un fonctionnement stable, en s'approchant d'un régime stationnaire propice à un bilan thermique. Les températures des éléments chauffants se maintiennent dans une plage étroite de 53 à 55 °C Prouvant l'efficacité de ce régime d'ébullition pour la dissipation thermique. La température du liquide reste homogène, autour de 48 à 49 °C, tandis que la stabilité des températures de vapeur et de surface de condenseur confirme l'établissement d'un cycle évaporation–condensation stable.

L'étude du coefficient de transfert thermique met en évidence deux régimes distincts. Dans le premier essai, l'augmentation de la puissance dissipée améliore significativement le transfert thermique, signe d'un renforcement de l'ébullition nucléée. Dans le second essai, réalisé à puissance constante, l'augmentation du débit d'eau n'apporte pas de gain significatif, le coefficient est stable autour de 10300 $W.m^{-2}.K^{-1}$, indiquant que le système atteint déjà son efficacité maximale, avec un flux thermique établi de $6W.cm^{-2}$.

Ces résultats démontrent la capacité du prototype à reproduire fidèlement les phénomènes caractéristiques du refroidissement par immersion diphasique. Le banc d'essai ainsi qualifié constitue une base robuste pour des investigations futures, notamment en vue d'explorer des puissances plus élevées et d'optimiser la conception du système pour des densités thermiques accrues. Le condenseur, dimensionné pour des charges supérieures, offre une marge d'évolution favorable à l'extension du champ d'application.

Références

[1] M. Azarifar, M. Arik, et J.-Y. Chang, « Liquid cooling of data centers: A necessity facing challenges », *Appl. Therm. Eng.*, vol. 247, p. 123112, juin 2024, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2024.123112.

[2] C. Chen *et al.*, « Practices and insights into liquid cooling on meta's ai training platforms », 2023, [En ligne]. Disponible sur: https://www.opencompute.org/documents/practices-and-insights-into-liquid-cooling-on-metas-ai-training-platforms-ocp-format-august-14-2023-pdf

[3] S. K. Samal, H.-C. Chang, Y. Fulpagare, et C.-C. Wang, « Thermal management of data centers: Chip-scale cooling using novel distributed inlet–outlet jet impingement liquid cold plate », *Appl. Therm. Eng.*, vol. 271, p. 126360, juill. 2025, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2025.126360.

[4] G. Refai-Ahmed *et al.*, « EPTC 2021 Invited Technology Talk: Roadmap Based on Holistic Understanding of Thermo-Mechanical Challenges from Package to System to Maximize Silicon

Performance », in *2021 IEEE 23rd Electronics Packaging Technology Conference (EPTC)*, Singapore, Singapore: IEEE, déc. 2021, p. 530-537. doi: 10.1109/EPTC53413.2021.9663914.

[5] A. Ruichek *et al.*, « Immersion cooling fluid comparison using a single-phase immersion/liquid technique for data centers », *Appl. Therm. Eng.*, vol. 280, p. 128355, déc. 2025, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2025.128355.

[6] C. Zhang, H. Wang, Y. Huang, L. Zhang, et Y. Chen, « Immersion liquid cooling for electronics: Materials, systems, applications and prospects », *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 208, p. 114989, févr. 2025, doi: 10.1016/j.rser.2024.114989.

[7] V. B. Krishnadasan, P. Suresh, et C. Balaji, « Experimental investigations on the performance and bubble dynamics of two-phase immersion cooling system with multiple chips », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 245, p. 126977, août 2025, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2025.126977.

[8] C. Zhang, X. Sun, Z. Han, X. Li, et J. Dong, « Energy saving potential analysis of two-phase immersion cooling system with multi-mode condenser », *Appl. Therm. Eng.*, vol. 219, p. 119614, janv. 2023, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2022.119614.

[9] C. Al Sayed *et al.*, « Localized Pool Boiling and Condensation Experiments over Functional CPU: Optimizing the Overall Thermal Resistance via Different Heat Transfer Scenarios », in *2020 19th IEEE Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITherm)*, juill. 2020, p. 410-416. doi: 10.1109/ITherm45881.2020.9190371.

[10] C.-M. Yang, M. Muneeshwaran, Y. Hu, G. Pottker, et S. F. Yana Motta, « Pool boiling heat transfer evaluation of next-generation dielectric fluid: Opteon^{TM} 2P50 », *Int. J. Thermofluids*, vol. 29, p. 101379, sept. 2025, doi: 10.1016/j.ijft.2025.101379.

[11] H. Noël, P. Glouannec, D. Nortershauser, et S. Masson, « Etude Experimentale Du Refroidissement D'un Element Chauffant Par Ebullition Nucleee », présenté à Colloque Inter-Universitaire Franco-Quebecois 2017, juin 2017.

[12] G. Parent, O. Ghaffari, Y. Nabavi Larimi, et J. Sylvestre, « Condenser operating conditions effects on dielectric liquid boiling and condensation heat transfer in closed systems », *Case Stud. Therm. Eng.*, vol. 59, p. 104462, juill. 2024, doi: 10.1016/j.csite.2024.104462.

Remerciements

Ces travaux ont bénéficié du support financier de « BPI FRANCE » via le projet « IPCEI-CIS » en collaboration avec Orange Labs.

Effet Joule in situ pour la régénération thermique des MOFs : étude du graphite et du composite MOF/graphite à basse tension (type PV)

Moussa HAMIEH[1*], Georgio CHREIM[1], Solomon K GEBREMARIAM[2], Elissa EL RASSY[1], Bakri ABDULHAY[1,3], Xavier PY[1], Thomas DEVIC[2]

[1]Nantes Université, CNRS, Laboratoire de Thermique et Energie, LTeN, UMR6607, F-44000 Nantes - France
[2]Université de Nantes, CNRS, Institut des Matériaux Jean Rouxel, IMN, F-44000 Nantes, France
[3]Laboratoire CERADE, équipe GRINEEC - ESAIP La Salle - Campus Ouest
[*](auteur correspondant : Moussa.Hamieh@univ-nantes.fr)

Résumé - La capture du CO_2 est essentielle pour réduire les émissions industrielles et atteindre la neutralité carbone annoncée pour 2050. Cette étude explore l'utilisation de matrices de graphite et de composites MOF/graphite pour la régénération thermique de l'adsorbant par chauffage électrothermique par effet Joule, en vue d'améliorer les performances des procédés TSA (Temperature Swing Adsorption). Des matrices de graphite de différentes masses volumiques et un composite MOF/graphite ont été testés sous courant électrique, la température ainsi que la résistance ont été mesurées. Les résultats montrent que la teneur en graphite influence fortement la montée en température et que le graphite assure la conduction dans le composite, permettant d'atteindre les températures nécessaires pour la régénération sans dégradation du MOF. Les mesures XRD confirment la stabilité structurelle du MOF après chauffage. Ces résultats ouvrent la voie à l'optimisation de composites électrothermiques pour la capture de CO_2 efficace et durable.

Nomenclature

A	surface d'échange, m^2	h	coefficient de transfert convectif, $\mathrm{W/(m^2\,K)}$
C_p	capacité thermique spécifique, $\mathrm{J/(kg\,K)}$	ε	émissivité du matériau
I	courant électrique appliqué, A	σ	constante de Stefan-Boltzmann, $5.67 \times 10^{-8}\,\mathrm{W/(m^2\,K^4)}$
Q	puissance thermique générée par effet Joule, W	m	masse de l'échantillon, kg
R	résistance électrique de l'échantillon, Ω	ΔH	chaleur d'adsorption du CO_2, $\mathrm{J/mol}$
T	température, K	ρ	masse volumique de la matrice, $\mathrm{kg/m^3}$
t	temps, s		

1. Introduction

La réduction des émissions de dioxyde de carbone (CO_2) est un enjeu principal pour limiter le changement climatique. De nombreux pays visent la neutralité carbone à l'horizon 2050, notamment par le développement de technologies de capture du CO_2 [1, 2].

Parmi les technologies existantes, l'adsorption par des adsorbants physiques apparaît comme une alternative prometteuse aux procédés classiques par absorption, grâce à sa flexibilité et à son potentiel pour la capture industrielle et la capture directe dans l'air [3, 4]. Les Metal-Organic Frameworks (MOFs) sont connus pour leur grande surface spécifique [5], porosité ajustable [6] et leur sélectivité pour le CO_2 [7]. Cependant, l'adsorption étant un phénomène exothermique, de la chaleur est libérée lors de l'adsorption. Étant donné que les MOFs ont une faible conductivité thermique [8], cela entraîne des effets thermiques non négligeables, pouvant réduire leur capacité d'adsorption, comme illustré dans la figure 1 [9]. Dans un mode

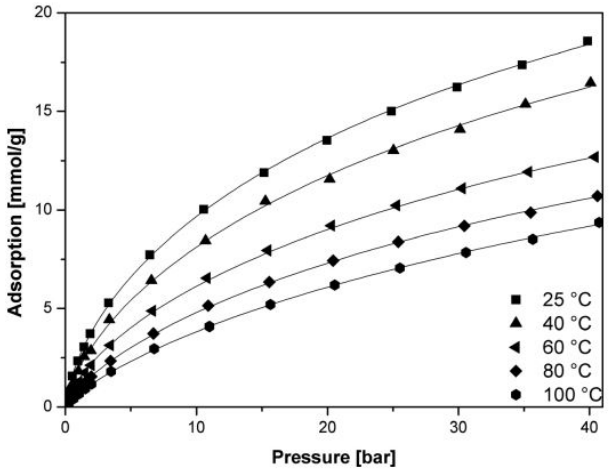


Figure 1 : *Isothermes d'adsorption du CO_2 sur MOF-5 carbonisé (points – données expérimentales, lignes – ajustement selon l'équation de Sips) [9].*

adiabatique, où la chaleur n'est pas dissipée, la température de l'adsorbant augmente fortement, ce qui met en évidence ces effets thermiques et peut ainsi réduire l'efficacité du processus. Ces effets peuvent diminuer la capacité d'adsorption du MOF jusqu'à 50%, et limitent également leur efficacité dans les procédés de régénération à variation de température (TSA) qui sont reconnus par ailleurs comme étant trop énergivores [10, 11].

Pour limiter ces effets, un fonctionnement quasi-isotherme est recherché lors de l'adsorption, en favorisant une dissipation thermique efficace. Cela peut être réalisé par l'ajout de matériaux conducteurs, tels que le graphite naturel expansé (GNE), permettant d'augmenter la conductivité thermique des MOFs [12, 13, 14], reduisant ainsi les gradients de température et la perte de capacité d'adsorption du MOF.

Il convient toutefois de noter que, si un fonctionnement quasi-isotherme est recherché lors de la phase d'adsorption afin de limiter les effets thermiques, la phase de désorption nécessite un apport d'énergie, notamment dans les procédés de type TSA. Dans ce contexte, l'intégration de graphite permet non seulement d'améliorer la dissipation thermique, mais aussi d'envisager un chauffage direct du matériau par effet Joule.

Dans ce travail, une étude des matrices de graphite comme matériau de conversion électrothermique a été faite en présentant les premiers tests effectués sur les composites MOF/GNE.

2. Matériaux et méthodes

Dans cette section, les matériaux et les procédures expérimentales utilisées dans cette étude sont présentés dans un premier temps. La préparation de la matrice de graphite et du composite MOF/graphite est d'abord décrite. Ensuite, le montage expérimental pour les tests électrothermiques, incluant le placement des électrodes, la mesure de la température et l'acquisition des données sont présentés.

2.1. Matériaux

La matrice de graphite a été préparée à partir de GNE. Le GNE est déposé dans un moule rectangulaire et compacté manuellement pour obtenir une matrice solide illustrée sur la figure 2. Cette matrice est ensuite testée par chauffage électrothermique *in situ* (Effet Joule), afin

d'évaluer sa capacité à convertir directement l'énergie électrique en chaleur. Trois masses volumiques de matrices ont été préparées : 52, 100 et 184 kg/m^3. À masse volumique de graphite croissante, la matrice devient plus anisotrope, ce qui augmente également sa conductivité électrique.

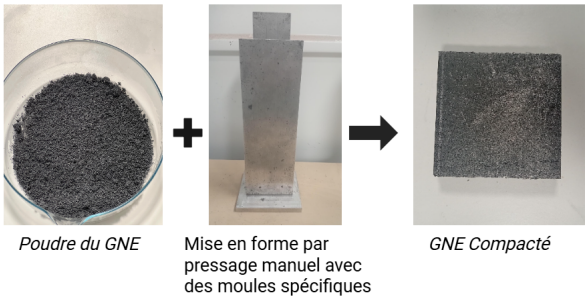


Figure 2 : *Préparation de la matrice de GNE*

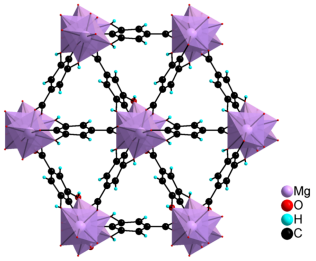


Figure 3 : *Structure cristalline du MOF Mg(H_2gal) (H4gal = acide gallique)*

Le MOF Mg(H_2gal) a été synthétisé à partir de chrolure de magnésium et d'acide gallique selon la procédure déjà décrite [16]. La figure 3 illustre sa structure cristalline, constituée d'unités Mg reliées par des ligands d'acide gallique (H4gal) formant un réseau tridimensionnel (pour plus de clarté, les pores sont représentés vides). Ce MOF a montré des propriétés d'adsorption de CO_2 intéressantes pour sa capture dans différents mélanges de gaz [17].

Le composite MOF/graphite est préparé à partir du MOF indiqué ci-dessus, de graphite naturel expansé (GNE) et d'un liant polymère, l'acide polyacrylique (PAA). La composition massique du composite est de 80 % de MOF, 15 % de GNE et 5 % de liant. Pour un échantillon de 10 g, 8 g de MOF et 1.5 g de GNE sont d'abord mélangés physiquement. En parallèle, 500 mg de PAA sont dissous dans 30 mL d'éthanol sous agitation sur une plaque chauffante à 40 °C et 900 tr/min pendant 1.5 h, jusqu'à l'obtention d'une solution homogène. Cette solution est ensuite ajoutée au mélange MOF/GNE, puis l'ensemble est mélangé manuellement à l'aide d'une spatule afin d'assurer une bonne homogénéité. Le mélange obtenu est ensuite compacté manuellement dans un moule rectangulaire, selon la même procédure que pour la matrice de graphite comme l'indique la figure 4.



Figure 4 : *Préparation du composite MOF/GNE*

2.2. Méthodes

Deux électrodes en fil de cuivre de diamètre 1.6 mm sont insérées dans la plaque de GNE ou de composite. La plaque a une épaisseur de 1 cm largeur et des côtés de 6 cm $\times$ 6 cm, chaque électrode est positionnée à 1 cm du bord latéral. Les électrodes sont connectées à une alimentation continue (DC) stabilisée.

Un thermocouple type K et de diamètre 200 μm est placé au centre de la plaque afin de mesurer la température pendant le chauffage. La tension au bornes des électrodes est enregistrée grâce à un enregistreur numérique type SEFRAM DAS1400, et la variation de la température est mesurée avec un système d'acquisition de type Picolog, avec un pas de temps de 1 s. Pour des raisons de lisibilité, les données présentées dans les figures sont sous-échantillonnées, soit en temps (typiquement tous les 10 s), soit en température (tous les 5 ou 10 °C) selon le type de représentation. Ces données sont collectées pour analyser le comportement des matériaux.

À t = 0 s, le système est uniformément à température ambiante et la tension est appliquée aux bornes des deux électrodes. Le courant circule à travers la plaque, parallèlement aux plans de graphène, générant de la chaleur par effet Joule. Cet effet chauffe le matériau jusqu'à l'équilibre thermique, où la puissance dissipée $P = RI^2$ est équilibrée par les pertes par convection et rayonnement. Le refroidissement de l'échantillon après coupure du courant dépend des mêmes mécanismes de transfert thermique et de la température ambiante.

3. Résultats et discussion

Cette section présente les résultats expérimentaux obtenus pour les matrices de graphite et le composite MOF/graphite, ainsi que leur interprétation. Les évolutions thermiques et électriques des matrices du graphite sont d'abord évaluées, puis l'effet de la teneur en graphite et du courant appliqué. Enfin, les performances du composite MOF/graphite et sa stabilité après chauffage sont discutées.

3.1. Matrices de graphite

Cette section présente les résultats électrothermiques obtenus sur les matrices de graphite seules. Les mesures de température et de la résistance ont été effectuées pour différentes masses volumiques et intensités, afin d'évaluer la reproductibilité du chauffage par effet Joule et l'influence des paramètres physiques de la matrice. Les résultats sont illustrés en trois parties : d'abord l'évolution de la température pour une matrice et la reproductibilité des cycles, ensuite la résistance électrique en fonction de l'intensité pour une matrice, et enfin l'effet de la masse volumique sur les performances électrothermiques.

3.1.1. Reproductibilité

La figure 5 décrit la variation de la température et de la tension durant 5 cycles de chauffage et de refroidissement pour la matrice de graphite de masse volumique 100 kg/m^3. Trois matrices ont été étudiées, les résultats bruts pour cette masse volumique sont présentés afin de confirmer la reproductibilité des mesures. Le chauffage a été limité à 115 °C, correspondant à la température maximale d'intérêt pour la désorption du CO_2 dans le composite, au-delà de laquelle le MOF commence à se dégrader.

La montée en température se fait de manière asymptotique, vers un équilibre entre la puissance électrique générée par effet Joule et les pertes thermiques. Le bilan énergétique peut être

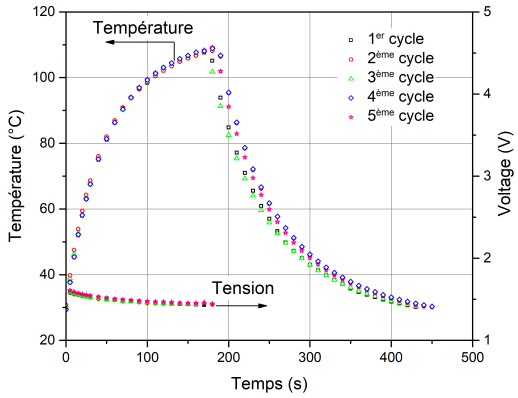


Figure 5 : *Évolution de la température et de la tension en fonction du temps pour la matrice GNE. ρ= 100 kg/m^3 ; I =10 A.*

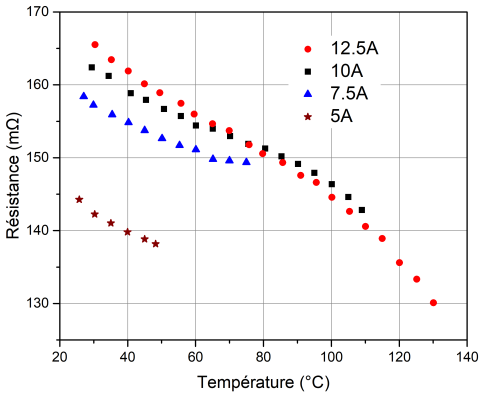


Figure 6 : *Variation de la résistance en fonction de la température pour la matrice GNE. ρ = 100 kg/m^3 ; I = 5, 7.5, 10 et 12.5 A.*

exprimé par :

$$mC_p\frac{dT}{dt} = RI^2 - hA(T - T_{\text{amb}}) - \sigma A\varepsilon(T^4 - T_{\text{amb}}^4) \quad (1)$$

La pente de montée en température diminue lorsque les pertes par convection et rayonnement deviennent plus importantes, et la température se stabilise progressivement lorsque la puissance thermique libérée par effet Joule devient égale aux pertes. Le refroidissement est assuré par la convection naturelle avec l'air ambiant et les pertes radiatives.

Durant ces mesures, le courant est maintenu constant à 10 A. La tension appliquée diminue légèrement au cours du temps, car la résistance électrique de la matrice diminue avec la température. Le potentiel disponible appliqué reste largement suffisant pour maintenir le courant constant, ce qui sera utile pour les expérimentations suivantes où nous examinerons l'évolution de la résistance électrique en fonction de la température et du courant appliqué.

3.1.2. Résistance électrique au cours de la charge pour différentes intensités

Comme indiqué précédemment, la tension diminue légèrement au cours du temps alors que le courant reste constant. Cette diminution est directement liée à la diminution de la résistance électrique du matrice avec l'augmentation de la température, ce qui est confirmé par la figure 6.

La figure 6 présente courbes de résistance électrique de la matrice calculée à partir de la loi d'Ohm en fonction de la température pour des courants de 5, 7.5, 10 et 12.5 A. On observe que, pour une intensité donnée, la résistance diminue avec la température. Pour des intensités plus élevées, la résistance est légèrement plus importante à la même température, mais la tendance générale reste identique. La diminution globale de la resistance électrique résulte de l'augmentation de la conductivité électrique de la matrice et de la diminution de résistance de contact entre la matrice et les électrodes par dilatation thermique des deux matériaux.

Ces résultats sont cohérents avec des mesures récentes de conductivité électrique en fonction de la température sur des matrices similaires, qui montrent également une augmentation de la conductivité avec la température, confirmant l'interprétation des variations de résistance électrique [15].

3.1.3. Influence de la masse volumique de graphite

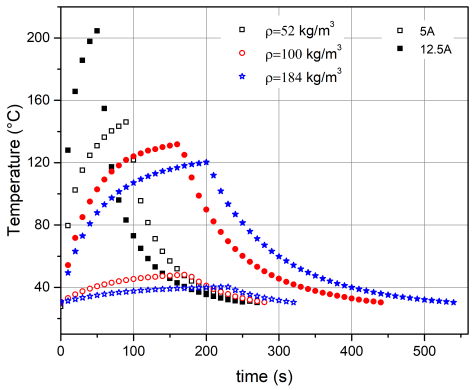


Figure 7 : *Évolution de la température en fonction du temps pour les trois matrices GNE. ρ = 52, 100 et 184 kg/m^3 ; I = 5 (symboles vides) et 12.5 A (symboles pleines).*

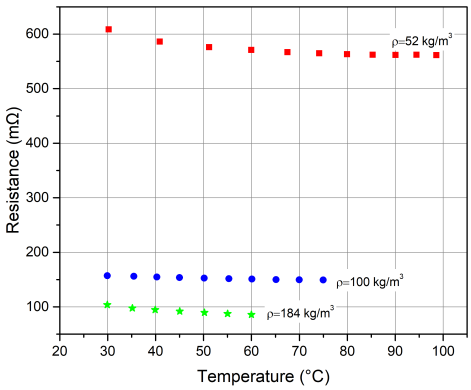


Figure 8 : *Variation de la résistance en fonction de la température pour les trois matrices GNE. ρ = 52, 100 et 184 kg/m^3 ; I = 7.5 A.*

La figure 7 présente l'évolution de la température en fonction du temps pour les trois matrices GNE de masse volumique 52, 100 et 184 kg/m^3, pour deux courants appliqués, 5 et 12.5 A. On observe que les matrices les moins denses chauffent plus rapidement, et que l'augmentation du courant entraîne une température plus élevée, ce qui est cohérent avec la relation de puissance électrique $P = RI^2$.

L'influence de la masse volumique s'explique par le bilan thermique : $mC_p \frac{dT}{dt} \propto RI^2$. Pour une masse volumique plus élevée, la structure est plus anisotrope et les plans de graphène sont mieux alignés radialement, parallèlement à la direction du courant électrique. Cet alignement favorise la conduction électrique le long des plans de graphène, augmentant la conductivité électrique et diminuant la résistance du matériau. Par conséquent, à une intensité de courant donnée, les matrices de plus faible masse volumique présentent un échauffement plus important.

Cette tendance est confirmée par la figure 8, qui illustre la variation de la résistance électrique en fonction de la température de l'échantillon pour les trois masses volumiques. Pour la matrice de 52 kg/m^3, presque isotrope, la résistance diminue de 608.53 à 561.60 mΩ. Pour les matrices plus denses et anisotropes, la résistance est beaucoup plus faible : entre 157.22 et 149.36 mΩ pour 100 kg/m^3 et entre 103.63 et 85.81 mΩ pour 184 kg/m^3.

Ces deux figures montrent de manière cohérente que la masse volumique des matrices joue un rôle crucial sur leur réponse électrothermique, via l'évolution de la température et la diminution de la résistance électrique.

Ces résultats montrent l'influence de la masse volumique et du courant sur les performances des matrices de graphite. Ils servent de base pour l'étude des composites MOF/graphite, où l'ajout de MOF introduit d'autres effets sur le comportement thermique et électrique.

3.2. Composites MOF/GNE

Après avoir étudié les matrices de graphite seules, le comportement électrothermique du composite MOF/graphite a été analysé. la température du MOF seul a été mesuré lorsqu'un courant est appliqué puis celle du composite.

Les variations de la température du MOF et du composite MOF/GNE en fonction du temps sont présentées dans la figure 9, ainsi que la variation de l'intensité du courant durant le chauffage du composite. Aucune variation de température du MOF tout seul n'a été observée (I= 0A) confirmant qu'il est pas un conducteur électrique. En revanche, le composite est le siège d'une augmentation de température jusqu'à environ 110 °C lorsque le courant circule.

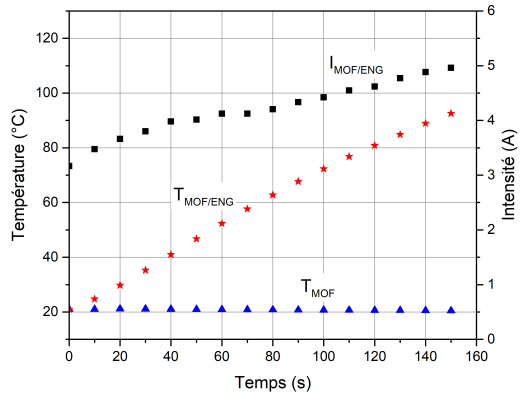


Figure 9 : *Variations des températures et du courant pour le MOF et le composite en fonction du temps sous tension continue de 4.6 V.*

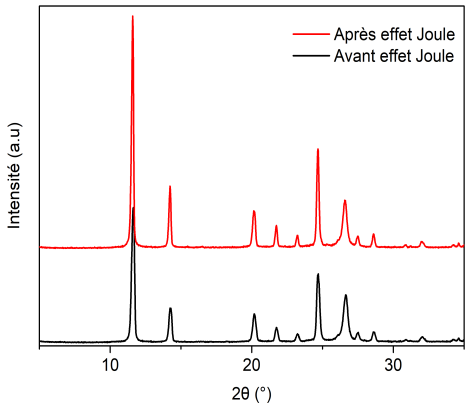


Figure 10 : *DRX pour le composite MOF/GNE avant et après chauffage électrothermique*

L'effet du graphite dans le composite est illustré par la figure 9 : il offre une conduction électrique et facilite l'atteinte de la température nécessaire pour la régénération du CO_2 dans le MOF, tout en restant en dessous du seuil de dégradation du matériau.

La conversion électrothermique (ETC) in situ, consistant à faire passer un courant électrique à travers le composite, pourrait également dégrader le MOF. Ainsi, un composite MOF/GNE, cyclé 10 fois et maintenu 6 heures supplémentaires à 110°C par ETC a été caractérisé par diffraction des rayons X (DRX). Comme illustré sur figure 10, les diagrames DRX du composite avant et après traitement ETC sont equivalents, démontrant que le MOF n'est pas degradé.

Par ailleurs, le graphite permet non seulement de bénéficier d'une conductivité électrique suffisante pour l'ETC, mais aussi d'une conductivité thermique favorable à une homogénéité de la température dans le composite tout en conservant les propriétés après plusieurs cycles.

4. Conclusion et perspectives

Cette étude a montré que les matrices de graphite permettent un chauffage électrothermique par effet Joule, et présentent une montée en température rapide et reproductible, influencée par la masse volumique et le courant appliqué.

L'ajout de graphite au MOF permet de conduire le courant électrique afin d'atteindre les températures nécessaires pour la desorption du CO_2 en utilisant des alimentations électriques à basse tension type PV, ce qui réduit la consommation d'énergie par rapport aux méthodes classiques comme le TSA. Ces résultats démontrent le potentiel des composites MOF/graphite pour des systèmes de capture de CO_2 électrothermiques, offrant une voie vers des procédés efficaces et durables, comme les panneaux photovoltaïques (PV) ou l'éolien. Les mesures DRX confirment que la structure du MOF n'est pas dégradée par le chauffage.

Des travaux futurs seront dédiés à l'optimisation de la composition, la géométrie, l'emplacement des électrodes afin d'améliorer le transfert thermique lors du chauffage électrothermique.

Références

[1] IPCC, *Climate Change 2023 : Synthesis Report. Contribution of Working Groups I, II and III to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, IPCC, Geneva, Switzerland, 2023.

[2] Ministère de la Transition écologique, *Stratégie Nationale Bas-Carbone*, France, 2023.

[3] M. Essalhi, E.-H. Mahmoud, A. Tayeb, R. A. Al-Qahtani, A. S. Farooqi, and M. Abdelnaby, *Structural design of covalent organic frameworks and their recent advancements in carbon capture applications : A review*, Carbon Capture Science & Technology, vol. 14, p. 100370, 2025. DOI : 10.1016/j.ccst.2025.100370.

[4] E. Pérez-Botella, S. Valencia, and F. Rey, *Zeolites in adsorption processes : State of the art and future prospects*, Chemical Reviews, vol. 122, pp. 17647–17695, 2022. DOI : 10.1021/acs.chemrev.2c00140.

[5] H. Furukawa, N. Ko, Y. B. Go, N. Aratani, S. B. Choi, E. Choi, A. Özgur Yazaydin, R. Q. Snurr, M. O'Keeffe, J. Kim, and O. M. Yaghi, *Ultrahigh porosity in metal-organic frameworks*, Science, vol. 329, no. 5990, pp. 424–428, 2010. DOI: 10.1126/science.1192160.

[6] J. L. C. Rowsell and O. M. Yaghi, *Effects of functionalization, catenation, and variation of the metal oxide and organic linking units on the low-pressure hydrogen adsorption properties of metal-organic frameworks*, Journal of the American Chemical Society, vol. 128, no. 4, pp. 1304–1315, 2006. DOI: 10.1021/ja056639q.

[7] Y. Li, Y. Bai, Z. Wang, Q. Gong, M. Li, Y. Bo, H. Xu, G. Jiang, and K. Chi, *Exquisitely Constructing a Robust MOF with Dual Pore Sizes for Efficient CO_2 Capture*, Molecules, **28**, 6276 (2023). DOI: 10.3390/molecules28176276.

[8] J. Huang, X. Xia, X. Hu, S. Li, and K. Liu, *A general method for measuring the thermal conductivity of MOF crystals*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **138**, 11–16 (2019). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.04.018.

[9] W. Kukulka, K. Cendrowski, B. Michalkiewicz, E. Mijowska, *MOF-5 derived carbon as material for CO_2 absorption*, RSC Advances, **9**, 18527–18537 (2019). DOI: 10.1039/C9RA01786K.

[10] R. Zhao, L. Liu, L. Zhao, S. Deng, S. Li, and Y. Zhang, *A comprehensive performance evaluation of temperature swing adsorption for post-combustion carbon dioxide capture*, Renewable and Sustainable Energy Reviews, **114**, 109285 (2019). DOI: 10.1016/j.rser.2019.109285.

[11] R. Zhao, S. Deng, S. Wang, L. Zhao, Y. Zhang, B. Liu, H. Li, and Z. Yu, *Experimental and simulation study on energy consumption of température swing adsorption for CO_2 capture*, Applied Thermal Engineering, **128**, 818–829 (2018). DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2017.09.074.

[12] X. Py, R. Olives, and S. Mauran, *Paraffin/porous-graphite-matrix composite as a high and constant power thermal storage material*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **44**(14), 2727–2737 (2001). DOI: 10.1016/S0017-9310(00)00309-4.

[13] X. Py, E. Daguerre, D. Ménard, *Composites of expanded natural graphite and in situ prepared activated carbons*, Carbon, **40**(8), 1255–1265 (2002). DOI: 10.1016/S0008-6223(01)00285-8.

[14] S. Palla and N. S. Kaisare, *Evaluating the impact of pellet densification and graphite addition for design of on-board hydrogen storage in a fixed bed of MOF-5 pellets*, International Journal of Hydrogen Energy, **45**(48), 25875–25889 (2020). DOI: 10.1016/j.ijhydene.2020.03.165.

[15] Rapport interne LTeN/IREENA "en cours de rédaction de publication".

[16] L. Cooper, T. Hidalgo, M. Gorman, T. Lozano-Fernández, R. Simón-Vázquez, C. Olivier, N. Guillou, C. Serre, C. Martineau, F. Taulelle, D. Damasceno-Borges, G. Maurin, Á. González-Fernández, P. Horcajada, and T. Devic, *A biocompatible porous Mg-gallate metal–organic framework as an antioxidant carrier*, Chem. Commun., **51**, 5848–5851 (2015). DOI: 10.1039/C5CC00745C.

[17] N. Heymans, S. Bourrelly, P. Normand, E. Bloch, H. Mkhadder, L. Cooper, M. Gorman, I. Bouzidi, N. Guillou, G. De Weireld, and T. Devic, *Small-Pore Gallates MOFs for Environmental Applications : Sorption Behaviors and Structural Elucidation of Their High Affinity for CO_2*, J. Phys. Chem. C, **124**(5), 3188–3195 (2020). DOI: 10.1021/acs.jpcc.9b11535.

Remerciements

Ce travail a bénéficié d'une aide de l'État gérée par l'Agence Nationale de la Recherche portant la référence ANR TEM-MOF.

État de l'art sur le contrôle des espaces d'agriculture en environnement contrôlé : cas d'étude de la ferme conteneur de l'École de technologie Supérieure.

State of art on the control of agricultural areas in a controlled environments : Case Study of the École de Technologie Supérieure Container Farm

Émile MENGUY[1], Didier HAILLOT[1*], Stéphane GIBOUT[2]

[1] École de Technologie Supérieure, Département de génie mécanique, L3e, Montréal, Québec, Canada
[2] Université de Pau et des Pays de l'Adour, LaTEP, Pau, France
[*](auteur correspondant : didier.haillot@etsmrl.ca)

Résumé – Ces dernières années, les espaces d'agriculture en environnement contrôlé (AEC) se sont fortement développés. Ces espaces sont équipés de systèmes permettant de contrôler leur climat interne, ce qui engendre une consommation énergétique importante. Il est donc nécessaire de réfléchir à des stratégies de contrôle permettant de réduire cette consommation énergétique. L'objectif de cet article est donc de faire une pré-étude sur les principales stratégies de contrôle existantes. En particulier, elle doit servir à choisir une stratégie adaptée au contrôle d'une ferme conteneur qui va être installée à l'École de Technologie Supérieure (ÉTS) à Montréal, Canada.

Abstract – In recent years, controlled environment agriculture (CEA) spaces have expanded significantly. These spaces are equipped with systems t control their internal climate, resulting in substantial energy consumption. Therefore, it is necessary to consider control strategies to reduce this energy consumption. The objective of this article is to conduct a preliminary study on the main existing control strategies. This review should help in selecting a strategy adapted to the control of a container farm that will be installed at the École de Technologie Supérieure (ÉTS) in Montréal, Canada.

1. Introduction

Afin de répondre aux enjeux de souveraineté alimentaire, les espaces d'agriculture en environnement contrôlé (AEC) se développent fortement au Québec depuis quelques années. D'après le centre de l'agriculture en environnement contrôlé de l'université d'Arizona, l'AEC est une méthode regroupant la science et l'ingénierie afin de créer des conditions optimales pour la croissance des plantes en optimisant l'utilisation de l'eau, de l'énergie, de l'espace et de la satisfaction humaine [1]. Il existe de nombreux espaces d'AEC différents, dépendants du climat, du type de culture, mais aussi des besoins et objectifs de l'exploitant. Ces espaces peuvent être regroupés en deux grandes catégories : les serres, possédant une paroi transparente et les enceintes de production végétale intérieure possédant une paroi opaque [2].

La serre est le type d'espace d'AEC le plus courant. Elle est caractérisée par une structure transparente utilisant le soleil pour faire pousser des plantes tout en les protégeant des conditions climatiques extérieures afin d'améliorer leur croissance [3]. Il existe de nombreux types de serres, classées selon deux critères : leur géométrie et leurs matériaux [4].

Les enceintes de productions végétales intérieures ou EPVI sont des espaces d'AEC dont l'objectif est de limiter les échanges avec le milieu extérieur. Il n'y a plus d'éclairage naturel et la ventilation avec l'extérieur est limitée. Le climat nécessaire pour la croissance des plantes est alors reproduit artificiellement à l'aide d'équipements techniques et de stratégies de contrôle poussées. Cela permet de faire pousser des plantes tout au long de l'année, aussi bien dans des zones très urbanisées que dans des régions isolées, indépendamment des conditions climatiques extérieures. On retrouve principalement deux types d'EPVI [5]. Premièrement, les fermes verticales, qui consistent à superposer les zones de cultures verticalement afin d'optimiser l'espace [6]. Ensuite, les fermes conteneurs (FC) qui consistent à réutiliser des conteneurs de transport et de les aménager pour produire des plantes. Le but est de pouvoir créer des systèmes de production végétale rapides à mettre en place, économiques et permettant de produire à la fois en milieu urbain et dans les régions isolées. Une FC va notamment être installée à l'ÉTS. Son but est de pouvoir tester des technologies innovantes de stockage thermique, tel que les matériaux à changement de phase et de croissance avec la mise en place de bancs hydroponiques et de bancs NFT (Nutrient Film Technique), dont le principe sera expliqué après. Cela permettra aussi d'étudier les performances énergétiques de cet espace.

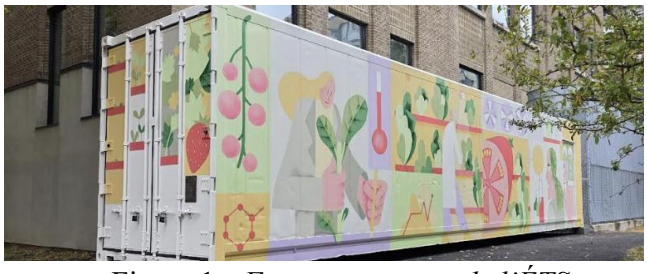


Figure 1 *: Ferme conteneur de l'ÉTS*

Des études énergétiques de FC ont été déjà été réalisées à l'aide de modèles numériques. Les résultats sont résumés dans le tableau 1.

Emplacement	*Climat*	*Cultures*	*Consommation [kWh/m²/an]*	*Source*
Mohe, Chine	Subarctique	Laitue	1307	[7]
Harbin, Chine	Très froid	Laitue	1362	[7]
Urumqi, Chine	Froid	Laitue	1370	[7]
Lanzhou, Chine	Frais	Laitue	1353	[7]
Beijing, Chine	Tempéré	Laitue	1366	[7]
Shanghai, Chine	Chaud	Laitue	1395	[7]
Guangzhou, Chine	Chaud	Laitue	1439	[7]
Haikou, Chine	Très chaud	Laitue	1427	[7]
Boston, É.-U.	Moyennement froid	Laitue	921	[8]
New York, É.-U	Froid	Laitue	790	[9]
		Tomates	813	[9]
Los Angeles, É.-U.	Chaud	Laitue	940	[9]
		Tomates	952	[9]
Shanghai, Chine	Chaud	Laitue	1431	[10]

Tableau 1 : *Consommations énergétiques de fermes conteneurs dans la littérature*

Les études sont réalisées principalement pour la culture de laitue, avec deux études sur la culture des tomates. On observe une consommation énergétique par m² et par an importante. En effet, elle est en moyenne de 1205 kWh/m²/an avec des résultats maximaux de 1431 kWh/m²/an et minimaux de 790 kWh/m²/an.

Une FC est donc un système quasi-isolé, avec de nombreux équipements et des problématiques complexes de maintien de paramètres climatiques interdépendants influencés par le climat extérieur. Il faut donc mettre en place une stratégie de contrôle adaptée, afin de répondre à ces problématiques tout en optimisant la consommation énergétique. Cependant, il

y a actuellement peu d'études sur la mise en place d'un contrôle dans une FC. L'objectif de cet article est donc de faire un état de l'art des principales stratégies de contrôle utilisées actuellement dans les espaces d'AEC afin de déterminer la plus adaptée au contrôle d'une FC.

2. Le contrôle des espaces d'agriculture en environnement contrôlé

Étudier le contrôle des espaces d'AEC est essentiel, dans le but de réduire leur consommation énergétique et d'augmenter le rendement de production des cultures. Le schéma de principe du contrôle est détaillé dans la figure 1.

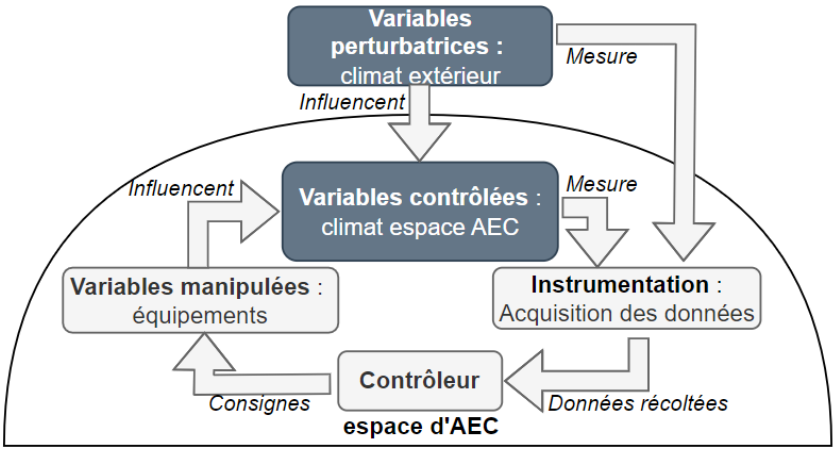


Figure 2 : *Schéma de principe du contrôle d'un espace AEC*

On peut classer les variables d'intérêt dans trois catégories. Premièrement, les variables contrôlées, qui sont les paramètres du climat intérieur que l'on souhaite maintenir. Ensuite, les variables perturbatrices qui sont celles que l'on ne peut pas contrôler, mais qui vont influencer les variables contrôlées [11], [12]. On y retrouve principalement les paramètres du climat extérieur (température, humidité, rayonnement, vent). Enfin, les variables manipulées qui sont dépendantes des équipements de la serre, que l'on peut commander et qui vont influencer les variables contrôlées [11]. Le contrôle actif d'un espace AEC fonctionne comme suit : les variables contrôlées et les paramètres du climat extérieur sont mesurés à l'aide de capteurs. Puis un contrôleur récolte ces données et, à l'aide d'une stratégie de contrôle, va envoyer des consignes à des équipements.

2.1. Les variables contrôlées

Les variables contrôlées sont les variables essentielles à la croissance des plantes. Les variables considérées comme critiques et donc les plus souvent contrôlées sont la température, l'humidité, l'intensité lumineuse et son accumulation au cours de la journée (appelée Daily Light Integral ou DLI en mol/m²/j) ainsi que la concentration en CO_2 [2], [11]. On peut aussi ajouter la gestion de l'eau avec la régulation du débit d'irrigation, ainsi que les fertilisants [11] dans le cas de cultures hydroponiques. Les valeurs cibles de ces variables sont différentes selon les plantes. Le tableau 2 montre les valeurs cibles de certains paramètres selon le type de plante.

Type de plante	*Plage de température (°C)*	*Plage d'humidité (%)*	*Plage de DLI (mol/m²/j)*
Concombres	18 -27	60 - 70	15 - 30
Tomates	18 - 27	60 - 90	20 - 30
Poivre	18 - 29	60 - 90	20 - 30
Fraises	10 - 25	40 -95	17 - 20
Laitues	18 - 24	50 - 70	17

Tableau 2 : *Valeurs cibles de quelques paramètres selon le type de plante [13], [14], [15]*

Pour réguler ces variables, il faut donc commencer par les mesurer en installant des capteurs.

2.2. Les équipements

Une fois que nous connaissons les paramètres contrôlés, il faut choisir les équipements qui permettront de réguler ces paramètres. Les plus communs sont introduits ci-après.

La ventilation est présente dans quasiment tous les espaces d'AEC. Elle peut jouer deux rôles différents. Le premier rôle est de renouveler l'air intérieur par de l'air extérieur. Ces échanges d'air influent sur l'humidité, la température ainsi que la concentration en CO_2 dans l'espace [3], [16]. Elle peut être naturelle avec des ouvrants ou forcée à l'aide de ventilateurs. Cette deuxième solution améliore le contrôle de l'air échangé, mais augmente la consommation énergétique [3]. Son deuxième rôle est de créer des mouvements d'air à l'intérieur de l'espace afin d'homogénéiser le climat intérieur. Ce mouvement d'air est essentiel, afin de créer un microclimat « actif » autour des plantes [3]. Cela joue sur la température des feuilles, l'évaporation, l'humidité et l'apport de CO_2. Pour cela des ventilateurs horizontaux placés dans l'espace sont souvent utilisés [3].

Il existe de nombreux systèmes pour chauffer les espaces d'AEC, mais on en retrouve principalement deux : les pompes à chaleur et les générateurs d'air chaud [2]. Les générateurs d'air chaud utilisent du carburant, souvent du gaz, pour chauffer l'air [12], ce qui engendre des gaz à effet de serre. Cependant, le CO_2 émis peut être réutilisé pour la photosynthèse des plantes [16]. Les pompes à chaleur, elles, absorbent la chaleur d'une source froide vers une source chaude [12]. Cela nécessite une demande électrique plus importante, mais produit moins de gaz à effet de serre qu'un générateur à air chaud.

Les ombrages ont la forme d'écrans que l'on ouvre et ferme au-dessus des cultures. Leur but est de limiter la radiation solaire pour éviter les hautes températures en faisant de l'ombre [12], [17]. Ils peuvent aussi servir à garder la chaleur pendant la nuit en diminuant le volume à chauffer ainsi que les pertes par radiation de la canopée vers l'extérieur. [3], [16], [17].

La lumière étant essentielle pour la photosynthèse, il existe plusieurs types de lampes pour créer un éclairage artificiel. On retrouve principalement les lampes au sodium, fluorescentes ou à LED [2], [14], [18]. La technologie LED consomme moins d'énergie et chauffe moins que les lampes à Sodium, ce qui peut être un avantage dans certains espaces susceptibles de surchauffer. Cela permet aussi de les installer plus proche des plantes et de pouvoir mettre une plus grande intensité lumineuse. On peut aussi modifier leur spectre d'émission [2], [14]. Dans certains cas les lampes à Sodium peuvent être préférées. En effet ces lampes chauffant plus, les utiliser peut permettre de réduire les besoins de chauffage [2].

Le CO_2 est un composant essentiel de la photosynthèse. Sa concentration dans l'atmosphère est d'environ 400 ppm, mais il est possible de la doubler, voir tripler dans les espaces d'AEC (jusqu'à 1 200 ppm) pour augmenter les rendements de croissance [19]. Pour injecter du CO_2, il existe deux solutions : utiliser des brûleurs à gaz, qui peuvent aussi servir de système de chauffage, ou vaporiser du CO_2 stocké sous forme liquide [16].

Enfin, l'irrigation et l'apport en nutriments sont essentiels pour les plantes. Il est donc nécessaire de les réguler efficacement afin de répondre aux besoins des plantes tout en réduisant la consommation en eau ainsi que la consommation énergétique. Lorsque les plantes sont plantées en terre, l'irrigation peut être réalisée en arrosant la surface ou en passant des tuyaux dans le sol [12]. D'autres types d'irrigation plus perfectionnés existent avec les bancs hydroponiques ou NFT (Nutrient Film Technique). Dans les bancs hydroponiques, les racines des plantes sont plongées dans un mélange d'eau et de nutriments. Pour les NFT la solution nutritive circule dans des tuyaux en PVC et nourrit les plantes par les racines [20]. Cette solution nutritive est réalisée dans une cuve avec un contrôleur régulant les nutriments, le pH et la conductivité électrique de la solution [20].

2.3. Les contrôleurs

Les contrôleurs permettent de récolter les données des capteurs et d'envoyer des consignes de fonctionnement aux équipements, en se basant sur une stratégie de contrôle. Badji et al. et Chen et al. ont déjà réalisé une première revue des stratégies de contrôle [12], [17]. Celles-ci seront répertoriées et complétées, en mettant en valeur leurs avantages et points négatifs.

2.3.1. Contrôle tout ou rien

Le contrôle tout ou rien est le contrôle le plus simple à mettre en place. Des valeurs de consignes sont définies et, lorsque le paramètre à contrôler passe en dessous ou au-dessus de cette valeur, l'équipement s'allume ou s'éteint. Ce contrôle peut être amélioré en mettant en place une hystérésis. Cela permet de limiter les changements d'état des équipements lorsque le paramètre à contrôler oscille autour de la valeur de consigne. Par exemple, le chauffage s'allume si la température passe sous les 18°C, mais ne s'arrête que si la température passe au-dessus de 20°C. Ce contrôle a l'avantage d'être simple à mettre en place et robuste, mais il n'est cependant pas précis [12], à cause de son fonctionnement binaire.

2.3.2. Contrôle Proportionnel Intégral Dérivé (PID)

Le contrôle PID est un type de contrôle très utilisé dans les espaces d'AEC. C'est un contrôle en boucle fermé basé sur la formule classique suivante [11] :

$$U(t) = c_{kp}E(t) + \frac{1}{c_{Ti}}\int_0^T E(\eta)d\eta + c_{Td}\frac{dE(t)}{dt} \quad (1)$$

Ici $U(t)$ est le signal de contrôle envoyé aux équipements, $E(t)$ est le signal d'erreur, c'est-à-dire la différence entre la valeur de consigne du paramètre contrôlé et la valeur mesurée, c_{kp} est le gain proportionnel, c_{Ti} et c_{Td} sont des constantes de temps dites intégrale et dérivée. Enfin $\frac{1}{c_{Ti}}\int_0^T E(\eta)d\eta$ et $c_{Td}\frac{dE(t)}{dt}$ sont les termes intégrateur et dérivateur. Ce contrôle est composé de trois parties, un correcteur proportionnel (P), qui sert à corriger l'erreur actuelle, un correcteur intégral (I) qui corrige l'accumulation des erreurs passées et un correcteur dérivé (D) qui anticipe les erreurs futures en observant la vitesse de changement de l'erreur. Le contrôle PID est un contrôle robuste et simple à mettre en place, ce qui justifie son utilisation importante. Cependant ce type de contrôle ne se base que sur la mesure du paramètre à contrôler et pas sur les mesures des paramètres perturbateurs, comme les conditions extérieures, ce qui peut limiter les performances par rapport à d'autres contrôles présentés après. De plus, il y a des risques de perte de contrôle et d'avoir un temps de réponse long lorsque la variable à contrôler s'éloigne fortement de la consigne, ce qui le rend inutilisable dans certains cas particuliers [12]. Ensuite, ce type de régulateur ne peut prendre qu'une entrée à la fois. Par exemple, si l'on veut réguler la température et l'humidité, il faudra créer deux boucles de régulations indépendantes, ce qui peut poser des problèmes lors de la mise en place, ces paramètres étant liés physiquement. Pour prendre directement en compte les paramètres extérieurs, il est possible d'ajouter un contrôleur de planification des gains [11]. Ce contrôleur modifie les gains du PID en fonction des conditions climatiques extérieures, à partir d'une base de données [11].

2.3.3. Contrôle prédictif

Le contrôle prédictif ou MPC (Model Predictive Control) en anglais est une stratégie de contrôle en boucle fermé basée sur un modèle numérique du système à contrôler [12]. À l'aide de modèles physiques, un modèle numérique comprenant des équations décrivant le système est écrit [21]. À chaque instant, ce modèle calcule la valeur attendue sur un temps futur des

paramètres contrôlés en fonction des états actuels des équipements et paramètres extérieurs. Puis le contrôleur utilise ces paramètres calculés pour déterminer la commande optimale à réaliser sur les équipements, dans le but d'atteindre l'objectif de contrôle. Une fois la commande réalisée, on répète le processus à l'instant suivant avec les paramètres mis à jour [11]. Cette stratégie de contrôle comporte de nombreux avantages. Elle permet de réguler efficacement les variables contrôlées, en prévoyant leurs états futurs. De plus, c'est un algorithme robuste qui prend en compte les mesures des paramètres perturbateurs [21]. Ce type de contrôle permet aussi de réguler en même temps plusieurs paramètres dépendants physiquement. Cependant, ce contrôle demande beaucoup de ressources de calcul. De plus, il requiert un modèle numérique du système précis, la précision de l'algorithme dépendant de ce modèle [12], [18].

2.3.4. Logique floue

Le principe de la logique floue n'est pas basé sur un modèle mathématique, mais inspiré du raisonnement humain. Les paramètres à contrôler et perturbateurs sont pris en entrée et définis avec des termes linguistiques. Par exemple l'erreur sur la température dans un espace d'AEC pourra être définie comme « très froide », « froide », « chaude » ou « très chaude ». La même démarche est réalisée pour les variables de sortie. Par exemple on pourra avoir « chauffage fort », « chauffage faible », « neutre », « ventilation faible », « ventilation forte ». Les paramètres sont liés à leurs termes linguistiques par des fonctions d'appartenance, qui sont souvent triangulaires ou trapézoïdales. Par exemple l'erreur de température « froide » pourra être définie par une fonction triangle de valeur maximum 1 pour une erreur de 4°C, nulle pour une erreur inférieure à 2°C ou supérieure à 6 °C et qui vaut 0,5 pour une erreur de 3°C ou de 5°C. Ensuite, des règles de logiques floues de la forme « SI-ALORS » sont écrites. On aura par exemple : « **SI** température est *Très froide* **ALORS** chauffage est *Fort ».* Le contrôleur procède alors comme suit : la première étape (fuzzification) consiste à transformer les valeurs réelles mesurées en valeurs floues à l'aide des fonctions d'appartenance. Ensuite, les sorties floues sont déduites à partir des règles de logique floues. Enfin, on déduit la valeur numérique de la sortie [11], [12], [20]. Pour cela la méthode du centre de gravité est souvent choisie. Par exemple une erreur de température de -4°C est mesurée. Un contrôleur à logique floue donnera à l'étape de fuzzification des valeurs de la forme « chaud = 0,8 » et « très chaud = 0,2 ». Des règles de logique floue déduiront une sortie de la forme « ventilation faible = 0,8 » et « ventilation forte = 0,2 ». Enfin une méthode du centre de gravité donnera comme commande de sortie « mettre la ventilation à 60% ». Ce contrôle est utile quand la modélisation du système est difficile à faire et que les paramètres sont non linéaires. En effet, il a l'avantage d'être très flexible et ne nécessite pas de modèle précis [18]. De plus, il permet de réguler plusieurs paramètres à la fois. Cependant il demande une grande connaissance de l'entièreté des états de fonctionnement du système [12]. Enfin, le nombre de règles logiques augmente exponentiellement lorsque l'on veut augmenter la fiabilité du système [12]. Ce sont ces règles qui contraignent les performances du système [18]. Cette approche, qui repose sur des règles écrites par des experts, présente l'avantage de pouvoir expliquer les actions de régulation entreprises (explicabilité).

2.3.5. Réseau de neurones

Les réseaux de neurones sont capables de prédire avec beaucoup de précision le comportement des paramètres étudiés, même lorsque le système est non linéaire [22]. Ils ont des temps de réponse rapide et peuvent fonctionner dans des espaces de grandes dimensions [11]. Ils ont aussi l'avantage de pouvoir coupler la régulation de plusieurs paramètres. Pour améliorer la précision, il faut entraîner l'algorithme avec des données du système ou d'un modèle numérique de ce système, mais cela augmente le temps d'apprentissage. À l'inverse, s'il n'y a pas assez de données, le système sera peu précis [11], il y a donc un compromis à

trouver. Le réseau de neurones peut aussi permettre à créer un jumeau numérique, qui est une copie virtuelle du système, utilisable pour un contrôle prédictif par exemple.

3. Conclusion

Cette revue sert de pré-étude afin de sélectionner e contrôle le plus adapté à mettre en place dans une FC. On retrouve principalement cinq types de contrôle, résumés dans le tableau 3 : les contrôle tout ou rien, PID, prédictif, à logique floue et les réseaux de neurones.

Contrôleur	*Avantages*	*Limites*
Tout ou rien	Simple à mettre en place [12]	Contrôle limité [12] Démarrages et arrêts fréquents [16]
PID	Structure simple et facile d'utilisation [18] Simple et robuste [12] Grande répétabilité [12] Contrôle précis [23]	Difficulté à contrôler plusieurs variables en même temps [18] Ne prends pas en compte la mesure des paramètres extérieurs [12] Possibilité de perte du contrôle lors de changements trop forts du point de consigne [12]
Prédictif	Prédis la dynamique future du système [18] Possibilité d'optimiser des systèmes multi contraintes [18] Minimise les effets des perturbations [11]	Complexité informatique, demande beaucoup de ressources de calcul [12], [18] Forte dépendance à des modèles, précision dépend de la qualité du modèle [12], [18]
Logique floue	Pas besoin de modèle précis [18] Peu contrôler des systèmes complexes avec plusieurs entrées/sorties, qui varient dans le temps [24] Bon contrôle des systèmes non linéaires [18] Performances supérieures au PID [25]	Faibles performances en temps réel [18] Contraint par les règles de base [18]
Réseau de neurones	Capacité d'autoapprentissage [18] Traitement des données en temps réel [18] Réponse rapide [11] Capacité à interpoler [11] Flexibilité pour décrire les fonctions non linéaires [11] Fonctionne avec des espaces de grandes dimensions [11]	Demande beaucoup de données, temps d'entraînement et ressources informatiques [18]

Tableau 3 : avantages et limites des principales stratégies de contrôle

Les contrôles tout ou rien et PID sont écartés car l'objectif est d'étudier de nouvelles stratégies globales et auto adaptatives. Ensuite, il n'y a actuellement aucun modèle de la FC de l'ÉTS et sa mise en route n'étant pas encore réalisée, nous ne possédons pas de données sur son fonctionnement. Il n'est donc pas encore possible de mettre en place un contrôle prédictif ou d'entraîner un réseau de neurones. Il est donc envisagé dans un premier temps d'implémenter un régulateur à règles floues. Puis, lorsque la FC sera conçue, un modèle numérique sera créé, ce qui permettra de mettre en place un contrôle prédictif et d'entrainer un réseau de neurones. Ces différentes méthodes seront mises en œuvre et étudiées dans des prochaines études afin de produire de la connaissance.

Références

[1] University of Arizona's Controlled Environment Agriculture Center, What is Controlled Environment Agriculture? https://ceac.arizona.edu/about/about-us (2026).

[2] *Mise en place : Le comité d'experts sur les technologies de production atypiques au service de la sécurité alimentaire du Canada*, Conseil des académies canadiennes (2024).

[3] P. A. M. Geelen, J. O. Voogt, et P. A. van Weel, *Plant Empowerment, The basic principles*. in letsgrow (2021).

[4] P. Piché, *Amélioration du comportement thermique d'une serre nordique communautaire* (2021).

[5] L. Xi, M. Zhang, L. Zhang, T. T. S. Lew, et Y. M. Lam, Novel Materials for Urban Farming, *Adv. Mater.*, vol. 34, nº 25, p. 2105009 (juin 2022).

[6] S. Erekath, H. Seidlitz, M. Schreiner, et C. Dreyer, Food for future: Exploring cutting-edge technology and practices in vertical farm, *Sustain. Cities Soc.*, vol. 106, p. 105357 (juill. 2024).

[7] R. Song, D. Liu, Y. Pan, Y. Cheng, et C. Meng, Container farms: Energy modeling considering crop growth and energy-saving potential in different climates, *J. Clean. Prod.*, vol. 420, p. 138353, (2023).

[8] M. Liebman-Pelaez, J. Kongoletos, L. K. Norford, et C. Reinhart, Validation of a building energy model of a hydroponic container farm and its application in urban design, *Energy Build.*, vol. 250, p. 111192 (2021).

[9] X. Liu, *Design of a Modified Shipping Container as Modular Unit for the Minimally Structured & Modular Vertical Farm (MSM-VF)* (2014).

[10] Z. Yu *et al.*, Energy examination and optimization workflow for container farms: A case study in Shanghai, China, *Appl. Energy*, vol. 374, p. 124038 (nov. 2024).

[11] F. Rodríguez, M. Berenguel, J. L. Guzmán, et A. Ramírez-Arias, *Modeling and Control of Greenhouse Crop Growth*, Advances in Industrial Control. Cham: Springer International Publishing (2015).

[12] A. Badji, A. Benseddik, H. Bensaha, A. Boukhelifa, et I. Hasrane, Design, technology, and management of greenhouse: A review, *J. Clean. Prod.*, vol. 373, p. 133753, (nov. 2022).

[13] G. Schimelpfenig, *cea-hvac-practices-guide,* Ressource Innovation Institute, (2022).

[14] G. Schimelpfenig, *Best practices Guide : Lighting.* Ressource Innovation Institute, (mars 2022).

[15] N. Mattson, *Monitoring is crucial for growing lettuce and leafy greens year round*, hort americas.

[16] N. Castilla, *Greenhouse technology and management*, 2eme édition. CABI, 2013.

[17] H. A. Ahemd, A. A. Al-Faraj, et A. M. Abdel-Ghany, Shading greenhouses to improve the microclimate, energy and water saving in hot regions: A review, *Sci. Hortic.*, vol. 201, p. 36-45 (mars 2016).

[18] S. Chen, A. Liu, F. Tang, P. Hou, Y. Lu, et P. Yuan, A Review of Environmental Control Strategies and Models for Modern Agricultural Greenhouses, *Sensors*, vol. 25, nº 5, p. 1388 (févr. 2025).

[19] T. Barendregt et al., 2023 TECHNICAL ADVISORY COUNCIL CONTROLS & AUTOMATION WORKING GROUP MEMBERS, (2024).

[20] P. Ponce, A. Molina, P. Cepeda, E. Lugo, et B. MacCleery, *Greenhouse Design and Control*, CRC Press. (2015).

[21] A. Hamza et M. Ramdani, Non-PDC Interval Type-2 Fuzzy Model Predictive Microclimate Control of a Greenhouse, *J. Control Autom. Electr. Syst.*, vol. 31, nº 1, p. 62-72 (févr. 2020).

[22] J.-T. Ding, H.-Y. Tu, Z.-L. Zang, M. Huang, et S.-J. Zhou, Precise control and prediction of the greenhouse growth environment of Dendrobium candidum, *Comput. Electron. Agric.*, vol. 151, p. 453-459 (août 2018).

[23] C. D. Johnson, *Process Control Instrumentation Technology*, 8th Edition. Harlow: Pearson (2013).

[24] G. Chaudhary, S. Kaur, B. Mehta, et R. Tewani, Observer based fuzzy and PID controlled smart greenhouse, *J. Stat. Manag. Syst.*, vol. 22, nº 2, p. 393-401, (févr. 2019).

[25] M. I. H. Nour, J. Ooi, et K. Y. Chan, Fuzzy logic control vs. conventional PID control of an inverted pendulum robot, in *2007 International Conference on Intelligent and Advanced Systems*, Kuala Lumpur: IEEE, (nov. 2007), p. 209-214.

Remerciements

Ce projet a bénéficié du soutien du Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada (CRSNG) à travers les subventions Alliance ALLRP 561361-21.

Optimisation dynamique de l'empreinte carbone et de l'efficacité énergétique d'un site de production de pétrole offshore : Une approche intégrée exergétique

Optimizing the carbon footprint of an offshore upstream asset by maximizing its energy efficiency : An integrated exergetic modelling approach

Nathan SENECHAU[12*], Maxime HIGELIN[1], Laurent AVAULLEE[1], Sylvain SERRA[2], Sabine SOCHARD[2], Jean-Michel RENEAUME[2]

[1] TotalEnergies SE, Pau, France
[2] Universite de Pau et des Pays de l'Adour, LaTEP, Pau, France
[*] (nathan.senechau@univ-pau.fr)

Résumé - L'objectif de cette étude consiste à proposer une nouvelle méthodologie pour la modélisation et l'optimisation dynamique exergétique des sites offshore pétroliers intégrant l'ensemble de la chaine fluide. Cette nouvelle méthodologie a été appliquée à un champ offshore à taille réelle exploité par la Compagnie TotalEnergies au large de l'Angola appelé 'Girassol'. Ce modèle est utilisé afin de comparer l'optimisation dynamique respectivement des irréversibilités et de l'empreinte carbone du site en vue de réduire ses émissions et d'améliorer son rendement énergétique sur l'ensemble de sa durée de vie.

Abstract - The objective of this study is to propose a new methodology for the dynamic exergy-based modelling and optimization of offshore oil sites, integrating the entire fluid chain. This novel approach is developed using a full-scale offshore field operated by TotalEnergies off the coast of Angola, known as 'Girassol'. The model applies dynamical optimization to compare both the irreversibilities and the site's carbon footprint, with the aim of reducing its emissions and improving its energy efficiency.

Nomenclature

b	Molar exergy, $\mathrm{J/mol}$
C_{oil}	Standard cumulated oil rate, STB
g	Gravitational acceleration constant, $\mathrm{m/s^2}$
Δh	Molar enthalpy deviation, $\mathrm{J/mol}$
$\dot{I}$	Irreversibilities, $\mathrm{J/s}$
IP	Well productivity index, $\mathrm{STB/(bara \cdot s)}$
N, Nc	Total number of timestep and component
$\dot{n}$	Molar flowrate, $\mathrm{mol/s}$
P	Pressure, bara
ΔP	Deviation from atmospheric pressure, bara
Symboles grecs	
ϕ	Fugacity coefficient
τ	Time horizon period
Indices et exposants	
bhp	Bottom well pressure
ie, is, j	Inlet, outlet stream, work source
k, q	Chemical, simple pure component
lin	Res to bottom well liquid rate
R	Ideal gas constant, $\mathrm{J/mol \cdot K}$
Δs	Molar entropy deviation, $\mathrm{J/mol \cdot K}$
t	Time, s
T	Temperature, K
ΔT	Deviation from ambient temperature, K
$\dot{V}$	Standard volumetric rate, $\mathrm{STB/d}$
$\dot{W}$	Mechanical or electrical work, W
z_a	Altitude, m
z	Molar composition fraction
$lout$	Bottom to head well liquid rate
o, g, w	Oil, gas, water
res	Reservoir
whp	Well head pressure
$*$	Ideal gas state
$_0$	Ambiant conditions

1. Introduction

1.1. Context

TotalEnergies operates several offshore oil and gas production plants off the coast of Angola. In particular, the oldest Floating Production Storage and Offloading (FPSO) unit still in operation on a deep offshore field is the Girassol FPSO. In recent years, monitoring of greenhouse gas (GHG) emissions has shown that more than 60% of the GHG emissions from the company's offshore oil and gas production assets result from the combustion of fuel gas in the gas turbines [1], which supply the FPSO with electrical power, totaling around 60 to 75 MWelec.

1.2. Objectives

Exergetic theory has been fully developed, tested, and used since the beginning of the 20th century in a wide range of industrial sectors, including oil and gas [2]. Its ability to assist engineers in retrofitting and operational optimization of industrial systems has already been demonstrated. In the case of offshore oil and gas plants, exergetic analysis has been applied separately to both the subsurface and surface areas in few relevant works [3]-[7]. However, the design of offshore assets highly depends on the site conditions consequently the modelling and optimization results are very specific to the site [8]-[11]. None of these studies have taken into account the fact that on FPSOs, there are material and energetic feedback mechanisms such as gas-lift and water flow rates toward the subsurface, which are critical to better understanding the behavior of these installations and improving their energy efficiency and CO_2 emissions. Therefore, this is the novelty of this work, we implement exergy computation in a dynamic, integrated offshore FPSO model and dynamically optimized operational variables with an ojective function constituted with irreversibilities or carbon footprint. The surface process of the FPSO mainly consists of the separation train, the recompression train, the gas turbines, and water treatment and reinjection. The separation train is composed of three separation stages (HP high, MP middle, and LP low pressure separators). The flowsheet structure of the Girassol offshore field is presented in Figure 1 below :

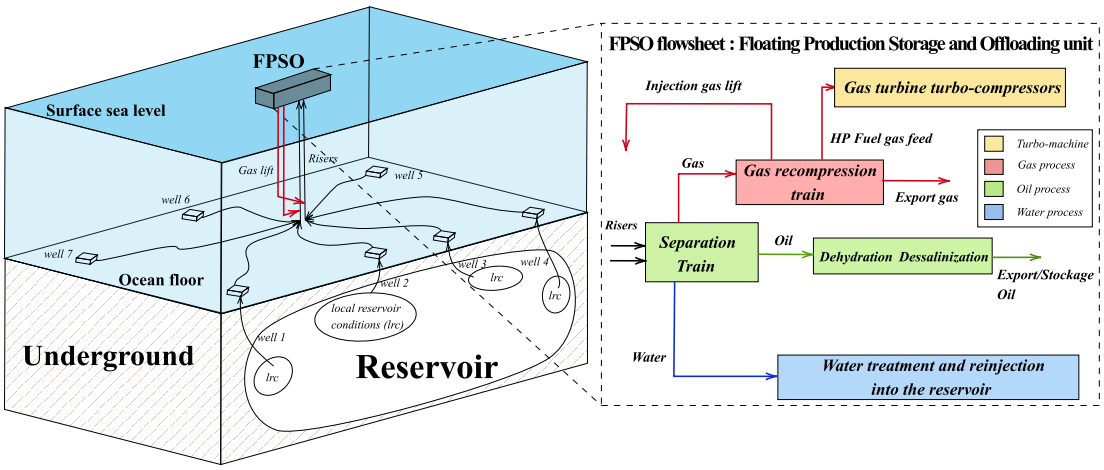


Figure 1 : *Girassol field flowsheet*

2. Methodology and tools

2.1. Exergy computation methodology

The exergy is computed in this work using the homogeneous thermodynamic approach [12] considering that kinetic exergy is negligible. In this method, exergy is defined by the following equation [13]-[15] :

$$b = \Delta h(\Delta T, \Delta P, z) - T_0 \Delta s(\Delta T, \Delta P, z) + \sum_{i=k}^{N_c} z_k [b_k^{0,*} + RT_0 ln(z_k \phi_k)] + g z_a \quad (1)$$

The molar exergy b is defined as a function of enthalpy deviation Δh and entropy deviation Δs. The reference enthalpy is the ideal gas enthalpy of formation at 1 bar and 298 K, defined as zero, $\Delta T = T - T_0$, $\Delta P = P - P_0$. The chemical exergy is computed by the standard ideal gas exergy $b_k^{0,*}$ introduced by Szargut et al in 1989 [16], [17] where each k component is a combination of different q pure simple components according to a ν_q stoichiometric formation coefficient. Then at each monthly time step the exergy losses are included in the exergy destruction [15]. In our study we will consider that at each monthly time step t our system is in steady state as simulation dynamics are governed exclusively by the monthly evolution of reservoir conditions associated with its depletion through the time. The exergetic balance on the system can be expressed by the following equation :

$$\sum_j \dot{W}_j + \sum_i \dot{n}_{i,e} b_{i,e} - \dot{n}_{i,s} b_{i,s} - \dot{I} = 0 \quad (2)$$

This exergetic method has been implemented in C++ in the software BEST [18], developed by the Company for thermodynamic simulation purposes.

2.2. Surface model

The BEST software uses a homogeneous approach with equations of state (EoS) to compute enthalpy and entropy of the stream ; in our case, the Peng-Robinson equation of 1978 with the modification by Soreid & Whitson (1992) for water-hydrocarbon interactions is used. BEST is able to perform phase equilibrium calculations, such as multiple flash calculations, as well as polytropic compression, pumping, and expansion turbine simulations. Gas turbine power production is necessary to supply in electricity and mechanical work the compressors and pumps that handle gas recompression and water reinjection into the reservoir. The power-consuming equipment includes the electrical gas compressors from the LP and MP stages, recycling oil and water pumps, cooling loop and raw seawater pumps. Six turbo-compressors are used for the HP compression train supplied by two turbines drivers. The last type of equipment are the two water reinjection pumps, each with its own driver turbine. For gas turbine modelling, it was necessary to implement the model in pure Python because none of the softwares proposed in this study could have correctly simulated the gas turbines present on the Girassol FPSO, especially with a model that takes into account the engine supplier curve. Data from these curves enable us to compute the realistic operating point of the turbines based on certain functional parameters. These parameters include the ambient air temperature entering the compressor and the net power required from the turbine to supply in electricity other equipments. The continuous extrapolation toward zero is handled by Bezier curves [19], allowing the optimizer to eventually converge to a state in which one of the turbine is off and the second is at partial load.

2.3. Subsurface model

The modelling of the subsurface equipment flowsheet has been done with the software GAP from the IPM Petroleum Engineer Expert PETEX software solution [20]. This tool is used by the Company to simulate the properties and the amount of each phase flowrate from the bottom of the wells to the top of the network thanks to the Black-Oil (BO) method. Girassol field is composed of three main reservoirs but in the BO model each well corresponds to a dataset of local reservoir conditions as shown in Figure 1. We detail below this method just for one well at a time step t. First GAP applies linear interpolation using the well and reservoir dataset to determine the reservoir pressure P_{res} and the well bottom conditions : the well's productivity index IP (which depends on the geometry parameters of the completion and the mechanical properties of the fluid), the oil/gas ratio GOR, and the water/liquid ratio WCT depending on the cumulative oil production $C_{oil}(t)$. Then GAP computes the flowrate between the reservoir and the bottom of the well $\dot{V}_{lin}$ expressed as a function of IP and the difference between the reservoir pressure P_{res} and the bottom hole pressure P_{bhp} : $\dot{V}_{lin} = IP(P_{res} - P_{bhp})$. Secondly GAP computes a dataset of the flowrate through the well, $\dot{V}_{lout}$, for various ranges of P_{whp} well head pressure. The correct liquid volumetric rate is deduced from the intersection between the $\dot{V}_{lin}$ and the corresponding $\dot{V}_{lout}$ curve cf Figure 2. The $\dot{V}_o$ oil volumetric rate determined is add to the last cumulated oil production $C_{oil}(t)$ and then this new cumulated oil value $C_{oil}(t+dt)$ is used to compute the new bottom well conditions. GAP releases this loop for each well. Once all the wells flowrates have been computed, GAP resolves the network mass and energy balances by using pressure loss correlations. Pipe's temperatures are computed independently by a thermal equation with no spatial dependency and a constant heat loss transfer coefficient depending on the pipe material and the surrounding temperature of the wall. This temperature is determined from an Angola sea water temperature dataset as a function of depth.

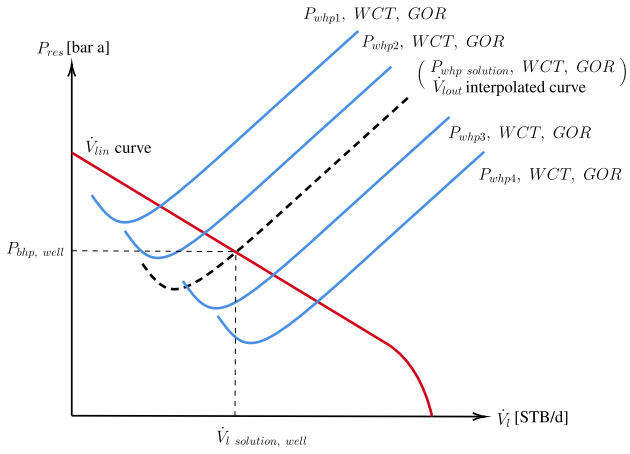


Figure 2 : $\dot{V}_{lin}$ / $\dot{V}_{lout}$ *intersection*

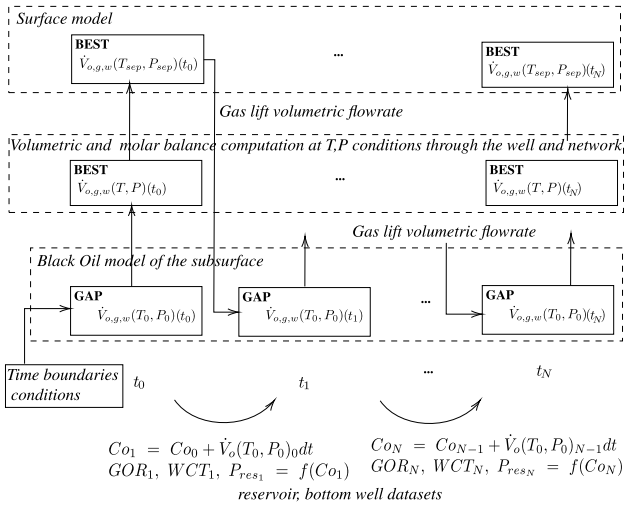


Figure 3 : *Workflow GAP/BEST*

2.4. Python coupling model

The coupling between the two software packages involves on the one hand utilizing the BEST software, which enables exergy calculations and surface process simulation and on the other hand using GAP for the subsurface with the PETEX 'Open Server' API [20]. At the beginning it is necessary to initialize the reservoirs with the corresponding historical cumulative

production data as shown on the Figure 3. If the simulation starts after the historical start date of gas lift operations, it is also necessary to initialize the density and molar composition of the gas lift in GAP. Once initialization is complete, allocation and flow rates of gas lift between risers can be set, subject to the maximum gas lift flow rate constraint. The GAP solver is then called to resolve the entire subsurface model and determine pressures, temperatures, and standard volumetric flow rates of oil, gas, and water at each node of the subsurface network, from the reservoirs to the inlet of the first surface three-phase separator cf 2.3. The BEST software then performs a mirror simulation of the GAP subsurface model to calculate the molar compositions corresponding to the standard flow rates at each node. A sequence of pressure and temperature flashes enables calculation of the respective thermodynamic states at the bottomhole, wellhead, and gas lift injection nodes in the network. BEST then carries out the material balance for the surface model before calculating energy balances to determine surface mechanical and electrical power requirements. Finally, the gas turbine models are called to cover the site's power balance. Ultimately, BEST executes an exergy balance for the entire petroleum production chain. The dynamic simulation integrates the execution of this sequential loop until the simulation time horizon of 23 years is reached.

3. Results and discussions

3.1. Model validation

In the integrated surface-subsurface model, the volumetric balance between the simulation and historical data is validated over the entire field lifespan on the Figure 4, with an **absolute error** around **10%** on model prediction for oil and gas rate. However the error on the water rate increase to **5** $\sim$ **15 %** with the time. This error is due to the lack of accuracy of the IP historical dataset used by the BO model from GAP to interpolate the IP of each well at each time step. It will be necessary to fix the historical data of IP and perform again the simulation to reach better result on the water rate. Nevertheless, the impact of this discrepancies on the water rate is not a problem for the optimization studies that will follow in this work. The model

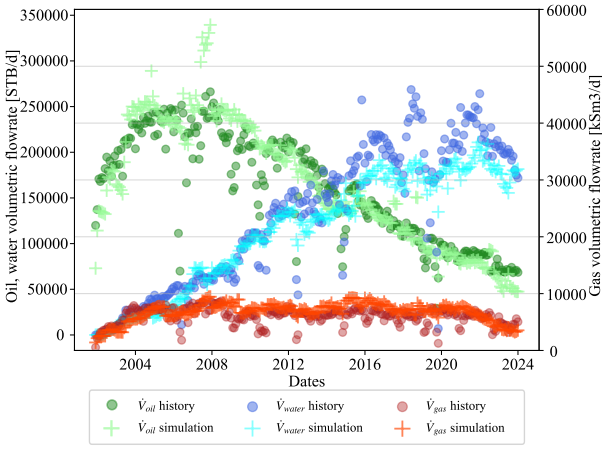


Figure 4 : *Oil, gas & water production history match*

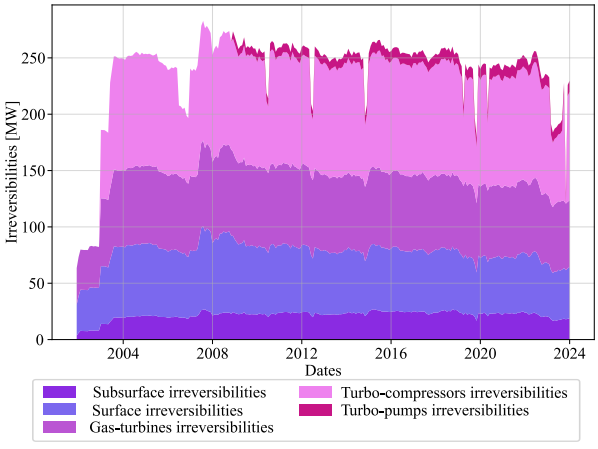


Figure 5 : *Irreversibilities simulation*

estimates that over **80% of the irreversibilities comes from the surface equipment** as suggest in Figure 5. This first result hopefully shows that it is possible to optimize the entire site carbon footprint and irreversibilities by changing the operational variables like process variables in the gas turbine for instance.

3.2. Separation pressure sensitivity analysis

In our case study, the operational variables that can be concretely adjusted at the surface level are the separation and the recompression pressures and the allocation of load rates among the turbogenerators.This section provides a detailed sensitivity analysis of the high-pressure separation pressure in the first three-phase separator at the surface processing facilities. The operating pressure of this separator has a significant impact on overall oil production, energy consumption, and carbon footprint. The sensitivity analysis was carried out over the course of a year after the peak production of the field (2007/2008), with a time step of one month and pressure discretization over four months. The graph in Figure 6 enables identification of the variations

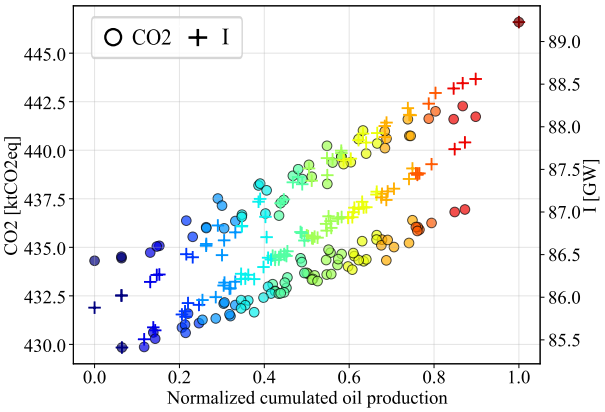


Figure 6 : *CO_2/I influence pressure*

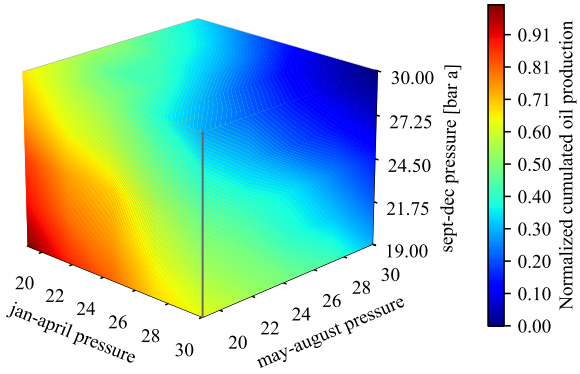


Figure 7 : *Cumulated oil influence pressure*

of the CO_2 emissions from the site on the left-hand y-axis and irreversibilities on the right-hand y-axis as a function of the normalized cumulative oil production as it is confidential data. The colour schemes of the graphs in the Figures 6 and 7 are equivalent. Figure 7 shows the response surface of variations in cumulative oil production directly in relation to the temporal variations of the surface HP separator pressure. Sensitivity analysis of the first high-pressure surface separator demonstrates the **direct dynamic correlation between CO_2 emissions and offshore site irreversibilities**. The sensitivity analysis demonstrate the **linear influence** of the **separation pressure** on both CO_2 emissions and irreversibilities of the site. The Figure 6 suggest that there is optimal range of separation pressure for reducing CO_2 emissions and irreversibilities under the same oil production constraint. An **increase of 7 % of the oil production corresponds to an increase of 2.5 % of the CO_2 emissions and 3.5 % of the irreversibilities**. Thus it is more relevant to optimize the carbon footprint/irreversibilities intensity of the field production to find the optimal separation pressure solutions compared to the historical constant pressure of 25 bar to reduce CO_2 emissions and irreversibilities while improving oil production of the site.

3.3. Gas turbines load allocation optimization

Another interesting variable for optimization is the gas turbine load. The power required to supply the surface process is generally above 25 MW for most of the field's lifespan, so both gas turbines are always running. This configuration allows us to optimize power distribution

between the two turbines over time. This dynamic optimization problem is defined as follows :

$$\underset{l_1,l_2}{\text{Min}}\ \mathcal{I} = \int_0^\tau \dot{I}(l_{1,2}(t))\,dt \quad \text{or} \quad \underset{l_1,l_2}{\text{Min}}\ \mathcal{CO}_2 = \int_0^\tau \dot{CO}_2(l_{1,2}(t))\,dt$$

$$\forall t \in [0,\tau] \qquad l_1(t)\dot{W}_{\text{max}}(T_0(t)) + l_2(t)\dot{W}_{\text{max}}(T_0(t)) - \dot{W}_{GT}(t) = 0 \tag{3}$$

$$l_1 - l_2 > 0 \tag{4}$$

$$0 \leq l_{1,2} \leq 1 \tag{5}$$

The equality constraint (3) define that the sum of the power called at each gas turbine $l_1\dot{W}_{\text{max}}$; $l_2\dot{W}_{\text{max}}$ where $\dot{W}_{\text{max}}$ is the maximum work callable at the ambiant air temperature T_0 at the timestep t has to be equal to the power need $\dot{W}_{GT}(t)$ of the process equipment. The boundary conditions on the turbine load are defined by inequality (5). Inequality (4) expresses the symmetry of the problem, as the values of l_1 and l_2 are interchangeable. CO_2 emissions and I are equivalent for the solution $l_1 = 1; l_2 = 0$ and $l_1 = 0; l_2 = 1$ positions in the domain of research. The optimization solutions are shown in Figures 8 and 9 for both the CO_2 emissions

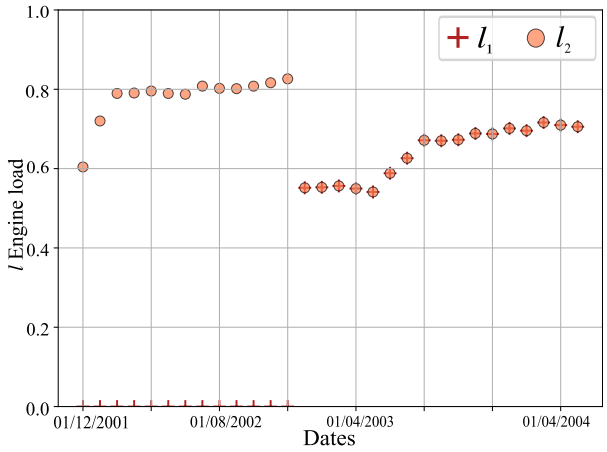


Figure 8 : *CO_2 optimization results*

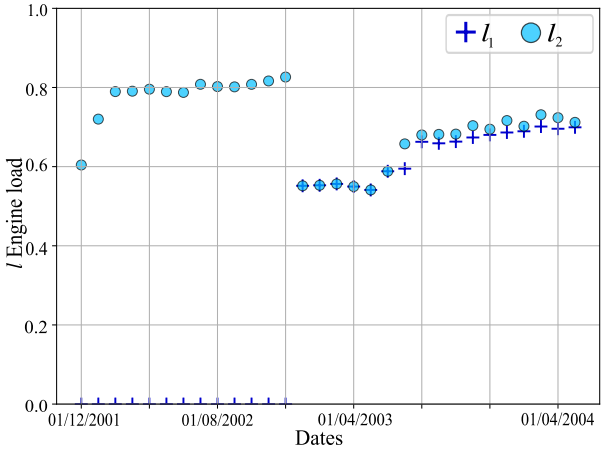


Figure 9 : *$\dot{I}$ optimization results*

and I irreversibility objective functions. As the model is a black-box nonlinear function under linear certain constraints (3), the 'SLSQP' algorithm of the scipy library has been used to solve this optimization problem [21]. The gas turbine optimization shows that it is preferable to use a single turbine at full load as long as possible, then to **distribute power equally between the turbines to minimize CO_2 and irreversibilities**, which confirms results in the literature regarding minimization of the entropy generation in complex systems [22],[23].

4. Conclusions and perspectives

This study has demonstrated that irreversibilities as an objective function, can substitute for CO_2 emissions in terms of the optimisation variables on which the offshore oil and gas production system depends. Exergy is an analytical function that can be calculated only from pressure, temperature, and chemical composition data. It could therefore replace CO_2 emissions as an indicator when these are too complex to monitor or when supplier's performance curves for gas turbines are unavailable. Furthermore, this objective function enables the integration of both an energy performance and a greenhouse gas emissions criteria into a single objective function. Indeed, a reduction in irreversibilities corresponds to a decrease in CO_2 emissions and an improvement in the system's energy efficiency, as less work is required to produce the same amount

of energy in the form of oil. Finally the work forward of this study will be focused on resolution of both high-pressure separation and gas lift risers allocation dynamic optimization problem over the entire lifetime of the field to search for non linearity and then find optimum with lower CO_2 emissions and irreversibilities under cumulated oil and gas production constraint.

References

[1] TotalEnergies, Sustainability and Climate Progress Report, (2025).

[2] E.Sciubba, G.Wall, *A brief Commented History of Exergy From the beginnings to 2004*, Journal of Thermodynamics, 10-1 (2007), 1-26.

[3] M.Akchiche, *Analyse exergétique et optimisation dynamique des systèmes de production d'hydrocarbures dans la perspective de réduire les émissions de CO_2*, Université de Pau et des pays de l'Adour, (2020)

[4] T.V.Nguyen, T.Jacyno, P.Breuhaus, M.Voldsund, B.Elmegaard, *Thermodynamic analysis of an upstream petroleum plant operated on a mature field.*, Energy, 68 (2014), 464-469.

[5] S. de Oliveira Jr, M. Von Hombeeck, *Exergy analysis of Petroleum separation processes in offshore platforms*, Energy convers, Institute for Technological Research and Polytechnic School of the University of Sao Paulo, 38-15 (1997), 1577-1584.

[6] J.A.M.da Silva, S. de Oliveira Jr, *Unit exergy cost and CO_2 emissions of offshore petroleum production*, Energy, 147 (2018), 757-766.

[7] T.V.Nguyen, L.Pierobon, B.Elmegaard, F.Haglind, P.Breuhaus, M.Voldsund, *Exergetic assessment of energy systems on North Sea oil and gas platforms*, Energy, 62 (2013), 23-36.

[8] M.Voldsund, T.V.Nguyen, B.Elmegaard, I.S.Ertesvåg, A.Røsjorde, K.Jøssang, S.Kjelstrup, *Exergy destruction and losses on four North Sea offshore platforms : A comparative study of the oil and gas processing plants.*, Energy, 74 (2014), 45–58

[9] T.V.Nguyen ; M.Voldsund ; B.Elmegaard ; I.S.Ertesvåg ; S.Kjelstrup, *On the definition of exergy efficiencies for petroleum systems : Application to offshore oil and gas processing*, Energy, 73 (2014), 264-281

[10] T.V.Nguyen, T.G.Fülöp, P.Breuhaus, B.Elmegaard, *Life performance of oil and gas platforms : site integration and thermodynamic evaluation*, Energy, 73 (2014), 282-301

[11] M.Voldsund, T.V.Nguyen, B.Elmegaard, I.S.Ertesvåg, S.Kjelstrup, *Thermodynamic performance indicators for evaluation of North Sea oil and gas platforms*, Journal of Oil and Gas facilities, 3 (2014), 51-63.

[12] S.Gourmelon, *Méthodologie d'analyse et de rétro-conception pour l'amélioration énergétique des procédés industriels*, INP Toulouse, (2015)

[13] R.Benelmir, A.Lallemand, M.Feidt, *Analyse exergétique, Définitions*, Energies — Physique énergétique (2002).

[14] A.Lallemand, *Thermodynamique appliquée-Bilans entropiques et exergétiques*, Énergies — Physique énergétique (2021).

[15] R.Benelmir, *Analyse exergétique - Applications*, Energies — Physique énergétique (2019).

[16] J.Szargut, *Chemical exergy of the Elements*, Applied energy, 32 (1989), 269-286

[17] R.Rivero, M.Garfias, *Standard chemical exergy of elements updated*, Energy, 31 (2006).

[18] BEST Basic Element for Simulation in Thermodynamic, BEST TotalEnergies's software, v13.0,(2025)

[19] E.Rahmanovic, M.Petrun, *Analysis of Higher-Order Bézier Curves for Approximation of the Static Magnetic Properties of NO Electrical Steels*, Mathematics, 12, (2024), 445.

[20] PETEX Petroleum Experts Limited, IPM GAP Multiphase Flow Production Optimiser, v14.0,(2022)

[21] Lawson, C. L., and R. J. Hanson, *Solving Least Squares Problems*, SIAM, Philadelphia, PA, (1995).

[22] B.Kilkis, *Is exergy destruction minimization the same thing as energy efficiency maximization ?*, Journal of Energy Systems, (2021), 165-184.

[23] A.Bejan, *Entropy generation minimization : The new thermodynamics of finite-size devices and finite-time processes*, Journal of Applied Physics, 79 (1995).

Liste des auteurs

A

Abadassi, Frédy . . . 373
Abdulhay, Bakri . . . 592
Aboulfalah, Houda . . . 80
Aguilera-Cortes, Israel . . . 146
Asllanaj, Fatmir . . . 492
Augé, Antoni . . . 564
Avetikovi, Nino . . . 313, 322

B

Bailly, Yannick . . . 21
Barriere, Thierry . . . 21
Barthes, Magali . . . 137
Basnet, Sarad . . . 246
Bataille, Françoise . . . 104, 483
Bati, Mégane . . . 564
Battaglia, Jean-Luc . . . 313, 322
Baucour, Philippe . . . 31
Beji, Ranim . . . 331
Berger, Julien . . . 440
Bermeo Varon, Leonardo Antonio . . . 407
Beysens, Daniel . . . 508
Biéron, Marianne . . . 348
Blet, Nicolas . . . 80, 96
Boileau, Thierry . . . 112
Bompas, Jérémy . . . 203
Bossu, Julie . . . 457
Bourdon, Pierre . . . 64
Bourges, Coline . . . 440, 448, 524, 540
Bouzouidja, Ryad . . . 72, 457
Burgers, Ida . . . 313, 322
Bédécarrats, Jean-Pierre . . . 238

C

Caballina, Ophélie . . . 170, 556
Cadiou, Stephen . . . 540
Carin, Muriel . . . 540
Caron, Simon . . . 364
Castanet, Guillaume . . . 170, 194, 398, 556
Celle, Pierre . . . 3
Cherry, Léa . . . 483
Chetehouna, Khaled . . . 154
Chreim, Georgio . . . 592
Cloet, David . . . 279
Colinart, Thibaut . . . 262, 583
Collin, Anthony . . . 212, 516
Contassot-Vivier, Sylvain . . . 492
Coste, Frédéric . . . 220
Cotta, Renato Machado . . . 390
Coureau, Jean-Luc . . . 457
Courtois, Elodie . . . 448, 524
Courtois, Mickaël . . . 448, 524, 540
Coussot, Philippe . . . 288
Coustet, Christophe . . . 564
Couton, Dominique . . . 382
Czerwiec, Thierry . . . 556

D

Dal, Morgan . . . 220
Daout, Cyril . . . 48
Darmet, Natacha . . . 80, 96, 424
Day, Arnaud . . . 457
De Larochelambert, Thierry . . . 21, 500
Dellinger, Nicolas . . . 64
Dembele, Modibo . . . 212
De Melo Antunes, Mariana . . . 313, 322
De Paepe, Ward . . . 203
Devic, Thomas . . . 592
Diaby, Ahmadou Tidiane . . . 573
Didier, Arnaud . . . 279
Diez, Mathilde . . . 416, 548
Djermoune, Asma . . . 186
Douchin, Jérôme . . . 540
Douillard, Clara . . . 348
Dulac, Antonin . . . 279
Duluc, Marie-Christine . . . 573
Dumain, Antoine . . . 398
Dumont, Antoine . . . 474
Duquesne, Marie . . . 238

E

E.H. Bruno, Arthur . . . 390
Ehret, Nathalie . . . 416, 548
El Hafi, Mouna . . . 466

El Hajal, Jean 12
El Hassine, Oumaima 583
Elmaakoul, Anas 80
El Rassy, Elissa 270, 592
Euphrasie, Sébastien 137
Eymet, Vincent 564

F

Faraji, Mustapha 128
Farges, Olivier 466, 564
Fasquelle, Thomas 304
Feldheim, Véronique 474
Fenot, Matthieu 382
Fiard, Jean-Michel 112
Flamant, Gilles 483
Flores, Pedro 508
Forest, Vincent 564
François, Pierre 373
Fudym, Olivier 407
Fuentes, Adrien 262
Funfschilling, Denis 373

G

Gallienne, Nicolas 220
Gardarein, Jean-Laurent 416, 548
Garnier, Bertrand 532
Gaspar, Jonathan 416, 548
Gaud, Nicolas 31
Gavignet, Eric 137
Gebremariam, Solomon 592
Geslain, Edouard 440
Ghenaim, Abdellah 373
Giacometti, Gregory 416
Gibout, Stephane 254, 600
Giraud, Florine 279, 398
Glantz, Tony 120, 162
Godfrin, Lysie 254
Godin, Alexandre 238
Gradeck, Michel 120, 162, 186
Graur, Irina 296
Grigorov, Emil 296
Grégoire, Benjamin 238

H

Haeussler, Anita 483
Haillot, Didier 254, 600
Hamieh, Abbas 137
Hamieh, Moussa 592
Haraketi, Amal 457
Havet, Michel 56
Hermassi, Mohamed Amine 532
Higelin, Maxime 608

I

Iragi, Merveil 270
Ismail, Ali 21

J

Jaffal, Issa 573
Jannot, Yves 424
Jeanningros, Xavier 382
Joly, Frédéric 48, 432
Joseph Charls, Chrisle 112

K

Keller, François-Xavier 40
Khaldi, Idir 516
Kharkwal, Himanshi 137
Kheiri, Abdelhamid 112
Koulali, Aimad 356

L

Labat, Alexandre 104
Labegorre, Bernard 220
Labergue, Alexandre 120, 162
Lachi, Mohammed 390
Lahlou, Fadi 466
Lamoot, Ludovic 154
Lanzetta, Francois 31, 137
Lara Cruz, José Luiz 72, 238
Largiller, Grégory 178
Lawniczak, Fabrice 373
Lazrak, Ossama 304
Le Bideau, Pascal 583
Le Bot, Cédric 72
Lecoanet, Alexandre 186
Lefavrais, Sylvain 508
Legendre, Dominique 194
Le Masson, Philippe 440
Le Mener, Maelenn 448, 524
Le Roux, Diane 262
Letzelter, Mathieu 483
Levy, Sarah 238
Libert, Deniz 540
Lin, Jian 88, 331
Li, Simon 178
Lontsi, Frédéric 270
Lukau M'Nyampara, Judith 72
Luna Valencia, Juan Esteban 120, 162
Lybaert, Paul 474

M

M. M. De Lima E Silva, Sandro 322
Magnenet, Vincent 88
Magueresse, Anthony 262
Malik, Muhammad Yousaf 466
Mancaux, Jean-Marie 229, 340
Manhes, Julien 483

Maris Da Silva Filho, Joao Marcelo 120
Marouf, Abderahmane 373
Marquis, Damien 212
Martin, Céline 416, 548
Mazen, Marie-Sara 238
Menguy, Emile 600
Mer, Samuel 104, 146
Monet-Vidonne, Clément 416
Mougenot, Louis 31
Muselli, Marc 508

N

Nguyen, Van Truong 288
Ni, Jianan 432
Noël, Hervé 262, 583
Nyffenegger-Péré, Yaniss 564

O

Olivès, Régis 229, 340
Orlande, Helcio R. B. 407, 440
Ouaouja, Zakaria 56
Oueslati, Hatem 331
Ould El Moctar, Ahmed 532
Ousegui, Abdellah 56
Ozenne, Valery 313, 322

P

P. Naveira-Cotta, Carolina 390
Palmier, Aubin 382
Papillon, Anthony 540
Pascale, Fabien 492
Pedraza, Fernando 238
Peraltaventocilla, Sergiopedro 194
Perrier, Pierre 296
Perrin, Mickaël 21
Pierre, Thomas 407, 440, 448, 524
Piquard, Louis 3, 564
Potaufeux, Thomas 170, 556
Py, Xavier 270, 592

Q

Quemener, Olivier 432

R

Rabeh, Reda 80
Rahma, Ahmed G. 373
Rambure, Nicolas 12
Remy, Benjamin 80, 96, 112
Reneaume, Jean-Michel 608
Renon, Clément 382
Reulet, Philippe 64
Ridlova, Martina 220
Rigollet, Fabrice 304, 416
Rimbert, Nicolas 154, 186
Riou, Benjamin 466
Robert, Laurence 40
Robinet, Antonin 154
Rochais, Denis 48
Romulus, Estelle 548
Rongier, Clément 12
Rossignol, Fabrice 238
Rosso, Judy 178
Rouaud, Olivier 56
Rouizi, Yassine 48, 432
Roy, Jean-Claude 21
Royon, Laurent 508
Royon, Léo 48
Rozenbaum, Olivier 564
Russeil, Serge 356

S

Sanson, Rémi 178
Santos, Mayara Gil Castro 407
Schick, Vincent 424
Sebilleau, Julien 194
Seiler, Nathalie 186
Sellami, Ilyas 154
Senechau, Nathan 608
Serra, Sylvain 246, 608
Sesmat, Alexis 31
Shah, Syed 137
Shahverdi, Ali 3
Sidi Boulenouar, Rahima 288
Siroux, Monica 88, 331
Sochard, Sabine 608
Sokore, Mohamed 96
Soto, Jérome 270
Soto, Jérôme 270
Stiti, Mehdi 194
Stutz, Benoit 279, 398

T

Tadrist, Lounès 137
Terfous, Abdelali 373
Terrei, Lucas 212, 516
Teulet, Philippe 540
Tobaly, Pascal 573
Topin, Frédéric 178, 296
Toublanc, Cyril 56
Toutant, Adrien 104, 146
Touzouirt, Samy 220
Tu, Junhao 296

V

Valensi, Flavien 540
Varé, Thomas 424
Vecten, Simon 3

Vicente, Jérôme 304
Vieira Da Silva Oliveira, Arthur 120, 162
Vignon, Pierre 457
Vogt Wu, Tingting 457
Vuillerme, Valéry 364

W

Wang, Bowen 492

Z

Zeitoun, Wael 88
Zins, Sabine 279