



**HAL**  
open science

# Solveur par éléments finis pour modéliser les transferts conducto-radiatifs dans des milieux hétérogènes à des échelles discrètes et continues

Salih Ouchtout, Y. Favennec, Benoit Rousseau, Laurent Cangémi

## ► To cite this version:

Salih Ouchtout, Y. Favennec, Benoit Rousseau, Laurent Cangémi. Solveur par éléments finis pour modéliser les transferts conducto-radiatifs dans des milieux hétérogènes à des échelles discrètes et continues. JITH 2022 - 19ème édition des journées internationales de thermique, Nov 2022, Tanger, Maroc. hal-03782352

**HAL Id: hal-03782352**

**<https://hal.science/hal-03782352>**

Submitted on 21 Sep 2022

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Solveur par éléments finis pour modéliser les transferts conducto-radiatifs dans des milieux hétérogènes à des échelles discrètes et continues

<sup>a,b</sup>Salih OUCHTOUT, <sup>a</sup>Yann FAVENNEC, <sup>a</sup>Benoit ROUSSEAU, <sup>b</sup>Laurent CANGEMI

<sup>a</sup>Nantes Université, CNRS, Laboratoire de Thermique et Énergie de Nantes, LTeN, UMR 6607, 44306 Nantes, France

<sup>b</sup>IFP Energies Nouvelles, 92852 Rueil-Malmaison, France

salih.ouchtout@univ-nantes.fr,

yann.favennec@univ-nantes.fr, benoit.rousseau@univ-nantes.fr, laurent.cangemi@ifpen.fr

**Résumé :** L'article compare trois modèles conducto-radiatifs distincts (continu/équation du transfert radiatif, continu/Rosseland, discret) qui peuvent être utilisés pour modéliser le transfert de chaleur à haute température au sein de céramiques réfractaires poreuses. Les 3 modèles sont traités dans un solveur basé sur la méthode des éléments finis. Les non-linéarités inhérentes sont, ici, traitées à l'aide d'une méthode de point fixe couplée à une méthode de linéarisation Newton-Raphson. En se basant sur des lois d'homogénéisation semi-empiriques, il apparaît que l'approche continue/équation du transfert radiatif donne des résultats satisfaisants, et cela même lorsque les transferts radiatifs prédominent. Le modèle homogénéisé à échelle continue est, ici, un bon candidat pour être utilisé à l'avenir dans des problèmes d'optimisation topologique des céramiques en conditions d'usage.

**Mots clés :** Transfert conducto-radiatif, céramique poreuse, échelles discrète et continue, éléments finis, calcul parallèle, Newton–Raphson.

## 1. Introduction

Dans les domaines respectifs de la production décarbonée et de la récupération de chaleur à haute température ( $T > 1000^\circ\text{C}$ ), il existe un intérêt croissant pour la conception de dispositifs thermiques durables à haute température avec une efficacité thermique élevée tels que les échangeurs de chaleur gaz-gaz [1], les récepteurs solaires volumétriques [2] et les inserts de tubes radiants [1]. Ces systèmes peuvent être décrits comme des échangeurs de chaleur radiato-convectif contenant des structures poreuses qui jouent un rôle clé dans la propagation volumique du rayonnement et de la température advectée par l'écoulement du fluide. En raison de leurs caractéristiques texturales, les céramiques macroporeuses réfractaires telles que les mousses à cellules ouvertes et les milieux à structures à gradient de porosité constituent ainsi des échangeurs radiato-convectifs intéressants [1]. Lorsque les transferts convectifs peuvent être négligés, ce qui est le cas pour les fluides stagnants, une compréhension globale des transferts tant conductifs que radiatifs s'opérant au sein de la structure du milieu poreux peut permettre, dans un premier temps, de les concevoir intelligemment, afin de satisfaire au mieux un objectif énergétique pré-établi.

Pour atteindre cet objectif, nous envisageons d'exploiter deux outils que nous avons développés ces dernières années dans notre équipe au LTeN. Dans ce contexte, nous avons implémenté un solveur éléments finis rapide et précis dédié à la résolution de l'équation de transfert radiatif (ETR). Ce solveur, qui est basé sur des éléments finis vectoriels stabilisés [3, 4], a été parallélisé de manière à ce que le calcul puisse s'exécuter sur plusieurs processeurs. De plus, sa version « sans matrice » réduit fortement la charge mémoire de chaque processeur, ce qui permet de traiter des géométries complexes. Ce solveur, qui utilise par ailleurs des pré-conditionneurs efficaces, prend en compte plusieurs types de conditions aux limites radiatives telles que l'intensité radiative collimatée entrante, l'émission et les réflexions spéculaires. Le solveur est également capable de concevoir une discrétisation angulaire [5]. Le couplage de cet outil avec des méthodes d'optimisation peut permettre d'optimiser les processus de transfert de chaleur impliquant la conduction et le rayonnement à haute température.

Dans ce travail, nous considérons dans un premier temps un modèle couplé basé sur l'approche continue (CS-CM). C'est, ici, un problème couplé non linéaire entre une équation vectorielle intégro-différentielle et une équation aux dérivées partielles non linéaire. Nous procédons à l'approximation numérique du modèle dans un cadre variationnel et nous effectuons la discrétisation complète du problème basée sur la méthode des ordonnées discrètes pour la discrétisation angulaire et la méthode des éléments finis vectoriels pour la discrétisation spatiale. La méthode de Newton-Raphson est utilisée pour la linéarisation du problème. Par ailleurs les contributions conductive et radiative peuvent être déterminées séparément, de manière découplée. L'une des manières les plus simples d'effectuer le calcul radiatif peut aussi consister à incorporer l'approximation de diffusion de Rosseland

(CS-RM) "continuous-scale Rosseland model", qui suppose que le milieu poreux soit optiquement épais [6]. Enfin, nous considérerons l'approche discrète comme troisième et dernier modèle (DS-CM) "discrete-scale coupled model" pour décrire localement les transferts de chaleur par conduction et rayonnement. Au niveau des résultats numériques, et afin de valider le schéma numérique pour le premier modèle, nous considérons d'abord une géométrie tridimensionnelle (3D), prise en sandwich entre deux plaques parallèles à des températures différentes [7], et remplie de manière continue d'un milieu absorbant et diffusant [8,9]. Les résultats sont discutés pour différents nombres de Stark, albédos et épaisseurs optiques. En passant au modèle de Rosseland et en réalisant les simulations avec des paramètres identiques à ceux utilisés de l'approche continue, nous présentons des résultats de validation ainsi que de comparaison entre (CS-CM) et (CSRM). Enfin, pour l'échelle discrète, nous traitons les transferts de chaleur par conduction et rayonnement dans un matériau poreux 3D, décrit par des cellules cubiques agencées périodiquement. Cela nous permet de comparer les résultats de (DS-CM) avec ceux de (CS-CM). Enfin, les résultats issus de (CS-CM), (CS-RM) et (DS-CM) seront discutés.

## 2. Modèles de transferts conducto-radiatifs

Dans ce travail, trois modèles conducto-radiatifs distincts sont considérés : a) le modèle couplé à échelle discrète (DS-CM) impliquant deux phases, à savoir le vide dans lequel est transporté le rayonnement et la phase solide opaque siège du transport conductif, les échanges entre ces deux physiques s'effectuant, ici, à la frontière interne entre les deux domaines; b) le modèle couplé à l'échelle continue (CS-CM) qui couple à la fois la physique du rayonnement (ETR) et celle de la conduction dans un même domaine, les propriétés physiques effectives étant calculées à partir de la géométrie 3D utilisée à l'échelle discrète; c) l'approximation de Rosseland (RM) qui combine la physique du rayonnement et de la conduction dans une seule équation de conduction non linéaire.

### 1.1. Le modèle couplé à échelle continue (CS-CM)

Afin de décrire le modèle mathématique qui régit la physique du rayonnement couplée à celle de la conduction, dans un milieu continu, notons l'ensemble ouvert borné  $\Omega \subset \mathbb{R}^3$  qui représente le domaine spatial d'intérêt. (Dans la présente étude, ce domaine est un parallélépipède avec  $\Omega = \{(x, y, z) | x \in [0, L_x], y \in [0, L_y], z \in [0, L_z]\}$ ). La frontière du domaine, notée  $\partial\Omega$ , forme l'union des conditions de Neumann et de Dirichlet, notées respectivement  $\Gamma_N$  et  $\Gamma_D$ , et  $\Gamma_D$  elle-même est l'union de  $\Gamma_D^+$  et  $\Gamma_D^-$ , de sorte que différentes conditions peuvent être appliquées à la frontière du domaine 3D, telles que la température prescrite, la condition adiabatique et les intensités radiatives. Pour les dérivations mathématiques, soit  $\mathbf{n}$  le vecteur unitaire extérieur normal au domaine  $\Omega$ . L'ETR en régime de diffusion indépendante s'écrit alors :

$$\mathbf{s} \cdot \nabla I(\mathbf{x}, \mathbf{s}) + \beta I(\mathbf{x}, \mathbf{s}) - \sigma \int_{4\pi} I(\mathbf{x}, \mathbf{s}') \Phi(\mathbf{s}, \mathbf{s}') d\mathbf{s}' - \kappa \frac{1}{\pi} \sigma_B n^2 T^4 = 0$$

ici  $\mathbf{x} = (x, y, z) \in \Omega$ ,  $\mathbf{s} \in S^2$  est la direction de propagation,  $\beta = \kappa + \sigma$  le coefficient d'extinction,  $\sigma$  le coefficient de diffusion,  $\kappa$  le coefficient d'absorption,  $\sigma_B$  la constante de Stephan-Boltzmann,  $n$  l'indice de réfraction du milieu et  $T$  la température.  $\Phi$  est la fonction de phase de Henyey-Greenstein normalisée en 3D.

La résolution de l'ETR passe par la prise en compte des conditions aux limites. Afin de reproduire l'émission du rayonnement et la périodicité sur d'autres bords nous avons pour  $\mathbf{s} \cdot \mathbf{n} < 0$  :

$$\begin{aligned} I(\mathbf{x}, \mathbf{s}) &= \epsilon \frac{1}{\pi} \sigma_B n^2 T^4 \quad \forall \mathbf{x} = \{x_{\min}, x_{\max}\} \\ I(\mathbf{x}, \mathbf{s}) &= (1 - \epsilon) I(\mathbf{x}, \mathbf{s}') \quad \forall \mathbf{x} = \{x_{\min}, x_{\max}\} \end{aligned}$$

où  $\epsilon$  l'émissivité de la frontière.  $\mathbf{s}'$  se déduit de  $\mathbf{s}$  via la matrice de rotation Householder. L'équation de la chaleur en régime permanent impliquant tient compte de la loi de Fourier du terme source radiatif [6] :

$$\nabla \cdot (-\lambda \nabla T) + 4\kappa \pi I_b - \kappa G = 0$$

avec  $\lambda$  étant la conductivité thermique. Dans cette équation d'équilibre,  $G$  désigne la densité radiative et  $I_b$  désigne le terme source du corps noir :

$$G(\mathbf{x}) = \int_{4\pi} I(\mathbf{x}, \mathbf{s}) d\mathbf{s} \quad , \quad I_b = I_b(T) = \frac{1}{\pi} \sigma_B n^2 T^4$$

L'équation aux dérivées partielles pour la conduction thermique est accompagnée de ses conditions aux limites.

La température est prescrite sur  $x = x_{\min}$  et  $x = x_{\max}$ , et la condition adiabatique est prescrite partout ailleurs :

$$T = T^- \quad \forall x = \{x_{\min}\} \quad , \quad T = T^+ \quad \forall x = \{x_{\max}\} \quad \text{et} \quad -\nabla T \cdot \mathbf{n} = 0 \quad \forall x = ]x_{\min}, x_{\max}[$$

### 1.2. Le modèle de Rosseland à échelle continue (CS-RM)

Dans l'approximation de Rosseland, le terme source radiatif est une fonction non linéaire explicite de la température [5] :

$$-\nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \nabla \cdot (\alpha T^4 \nabla T) = 0 \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{16n^2 \sigma_B}{3\beta}$$

où  $n$  est l'indice de réfraction,  $\sigma_B$  la constante de Stephan-Boltzmann et  $\beta$  le coefficient d'extinction. Notons que l'approximation de Rosseland ne doit généralement être utilisée qu'au sein de milieux optiquement épais.

### 1.3. Le modèle couplé à échelle discrète (DS-CM)

Dans le modèle, le domaine de la phase solide est entièrement intégré dans une boîte. Cette boîte, hors la phase solide, est la phase vide. La phase solide est notée  $\Omega_s \subset \mathbb{R}^3$ , et la phase vide est notée  $\Omega_v \subset \mathbb{R}^3$ . Leur union donne le domaine entier traité dans la section précédente, c'est-à-dire  $\Omega_v \cup \Omega_s = \Omega$ . De plus, la limite de phase solide (resp. vide) est notée  $\partial\Omega_s$  (resp.  $\partial\Omega_v$ ). L'interface solide-vide est notée  $\Gamma = \partial\Omega_s \cap \partial\Omega_v$ . Aussi, notons  $\mathbf{n}_s$  (resp.  $\mathbf{n}_v$ ) le vecteur unitaire extérieur normal à la phase solide (resp. le vide). La figure 1 représente les deux domaines distincts ainsi que le processus d'immersion du domaine solide dans le domaine vide. L'équation de conduction thermique en régime permanent est résolue en phase solide uniquement. Comme cette phase est supposée opaque, le transfert d'énergie entre les deux phases se produit uniquement sur la frontière et, par conséquent, aucun terme source n'intervient dans cette équation aux dérivées partielles. Le problème de conduction consiste alors à rechercher une fonction scalaire  $T$  telle que :

$$-\nabla \cdot (\lambda \nabla T) = 0 \quad \forall \mathbf{x} \in \Omega$$

où  $\lambda$  désigne la conductivité thermique homogène du matériau. Comme pour les deux modèles précédents, la température est prescrite aux deux extrémités du milieu, donc :

$$\begin{aligned} T &= T_{s,g-}^\partial \text{ sur } \partial\Omega_{s,D,-} \subset \Gamma; \quad \partial\Omega_{s,D,-} = \{\mathbf{x} \in \partial\Omega_s, \quad \mathbf{x} < \delta + \min_{\Omega^s} \mathbf{x}'\} \\ T &= T_{s,g+}^\partial \text{ sur } \partial\Omega_{s,D,+} \subset \Gamma; \quad \partial\Omega_{s,D,+} = \{\mathbf{x} \in \partial\Omega_s, \quad \mathbf{x} < -\delta + \max_{\Omega^s} \mathbf{x}'\} \end{aligned}$$

Dans ces relations, l'indice 'D' signifie 'Dirichlet', et  $\delta$  est un paramètre défini par l'utilisateur positif suffisamment petit pour que la condition de Dirichlet soit appliquée sur une limite de surface suffisamment grande. L'équation de conduction dans la phase solide est en outre alimentée par la condition d'échange de flux qui a lieu sur la frontière et qui tient compte à la fois du rayonnement sortant et du rayonnement entrant :

$$-\lambda \nabla T \cdot \mathbf{n} = \epsilon \sigma_B n_s^2 (T_{s-v}^\partial)^4 - \epsilon \int_{\mathbf{s} \cdot \mathbf{n}_v > 0} I(\mathbf{x} \cdot \mathbf{n}_v) ds$$

Dans cette équation,  $T_{s-v}^\partial$  représente la température de l'interface solide-vide,  $\epsilon$  désigne l'émissivité du milieu solide,  $\sigma_B$  désigne la constante de Stefan-Boltzmann,  $n_s$  est l'indice de réfraction de la phase solide. Le premier terme du côté droit du signe d'égalité désigne la perte d'émission, tandis que le second terme désigne le flux de rayonnement entrant. Nous utilisons en outre les équations simplifiées de transfert radiatif en régime permanent pour le vide qui est un milieu non absorbant et non diffusant, et où aucune émission ne se produit :

$$\mathbf{s} \cdot \nabla I = 0$$

La température non nulle produisant une émission sur la limite commune vide-solide  $\Gamma$  entre en jeu comme condition de valeur limite (l'indice 'in' signifie 'ingoing'), et la condition limite de réflexion spéculaire est également prescrite (il est du même type que pour le modèle couplé à échelle continue) :

$$I_{\text{in}}(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \epsilon \frac{1}{\pi} \sigma_B n_v^2 (T_{s-v}^\partial)^4 + (1 - \epsilon) I(\mathbf{x}, \mathbf{s}') \quad \text{on } \Gamma, \quad \mathbf{s} \cdot \mathbf{n}_v < 0$$

où  $\rho$  désigne la réflectivité de la surface. Finalement, aux deux extrémités du domaine, des températures chaude et froide sont prescrites, donnant la condition d'émission :

$$I(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \epsilon \frac{1}{\pi} \sigma_B n^2 T^4 \quad \forall \mathbf{x} = \{x_{\min}, x_{\max}\}$$

En résumé, un milieu solide est immergé dans une région vide représentée par la boîte englobante de sorte que le milieu solide ne touche aucune limite de la boîte englobante. A la jonction entre le solide et le vide, il y a un échange d'énergie : il y a émission due à la température (du solide vers le vide), absorption du rayonnement (du vide vers le solide), et réflexion partielle du rayonnement (du vide vers le vide). De plus, sur deux parties extrêmes du milieu solide, la température est prescrite de sorte qu'un gradient de température est créé numériquement.

### 3. Résultats numériques

Dans cette section, nous discutons les résultats numériques des trois modèles présentés. En utilisant des techniques de passage entre les deux approches discrètes et continues, nous obtenons les résultats suivants. Premièrement, nous avons effectué la validation du modèle couplé tridimensionnel à échelle par rapport aux travaux unidimensionnels de Viskanta et al. [8, 9]. En se basant sur les données de ces références, la première validation est effectuée sur un milieu absorbant ainsi que sur un milieu absorbant-diffusant, pour des nombres de Stark égaux à 10, 1, 0,1 et 0,01 (Figure 2).

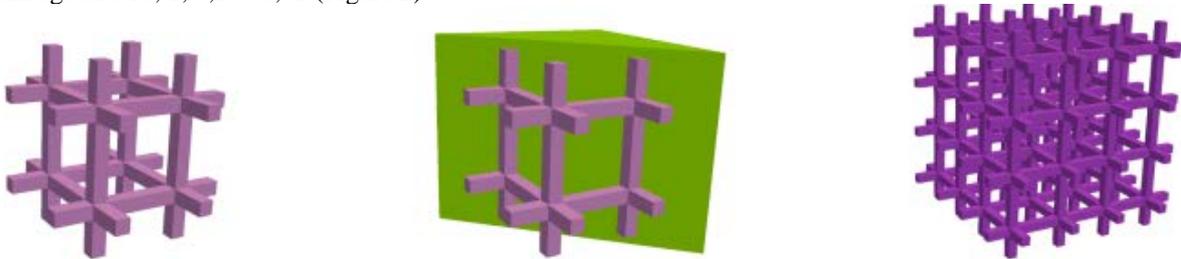


Figure 1 : Domaines traités dans l'approche à échelle discrète. A gauche : la phase solide  $\Omega_s$  (1 VER); milieu : immersion de  $\Omega_s$  dans  $\Omega_v$ (1 VER); à droite : la phase solide  $\Omega_s$  (3 VER dans chaque direction).

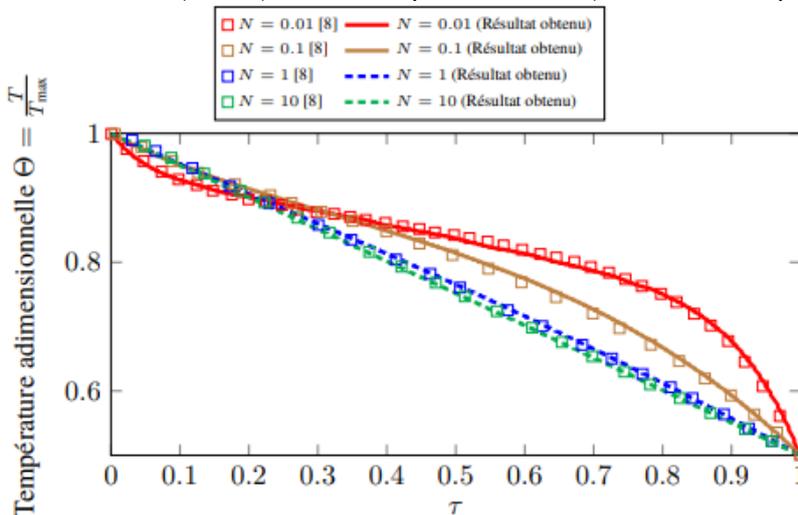


Figure 2 : Comparaison de nos résultats de calcul avec les résultats de Viskanta et al. [8] pour différents paramètres de conduction à rayonnement  $N$ , ( $N=0.01, 0.1, 1, 10$ ) avec  $\theta_0 = \frac{T_{\min}}{T_{\max}} = 0.5$  ( $T_{\max}=2222K$ ), épaisseur optique  $\tau_0 = \kappa L = 1, \kappa = 2624 m^{-1}$  et  $\sigma = 0 m^{-1}$ .

Après avoir validé le modèle couplé à l'échelle continue (CS-CM), et afin de réaliser la comparaison entre les trois modèles, nous montrons dans la figures 3 la comparaison entre le modèle (CS-CM) avec le modèle (CS-RM) et dans la figure 4 la comparaison entre (CS-CM) avec (DS-CM). Avec les mêmes données utilisées dans 2, la figure 3 présente les température moyennes avec (CS-RM) le long de l'axe des  $x$ , ainsi que la différence avec la température obtenue par le (CS-CM). L'erreur maximale est d'environ 5 % au maximum pour le cas présentant un fort rayonnement. On déduit de ces comparaisons que les profils de température obtenus avec le modèle de Rosseland tendent vers ceux obtenus avec le modèle de couple à échelle continue lorsque la conduction domine.

Quand le régime radiatif devient plus fort, les erreurs sont plus importantes. La figure 4 décrit les température moyennes avec (DS-CM) le long de l'axe x, ainsi que la différence avec la température obtenue par le modèle CS-CM. À partir de ces profils de températures, on voit que, les modèles CS-CM et DS-CM suivent une même tendance. Finalement, en traitant le cas où le rayonnement est dominant, c'est à dire lorsque le nombre de Stark est petit ( $N=0.01$ ), la figure 5 montre le champ de densité radiative visualisé pour la partie vide du sous-domaine de  $\Omega_v$  et champ de température visualisé pour toute la partie solide  $\Omega_s$ , pour le cas d'une seule cellule unitaire (a) ainsi que et pour le cas de 3 cellulaires unitaires répliquées dans chaque direction en (b).

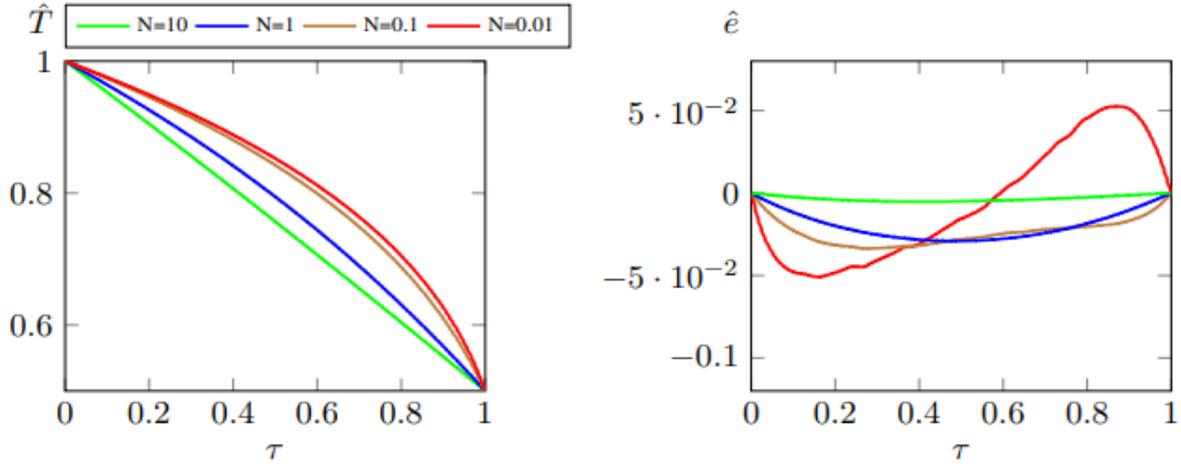


Figure 3 : Titre de la figure Modèle Rosseland. A gauche : température moyenne adimensionnelle le long de l'axe de propagation ex. A droite : la différence des températures entre le modèle de Rosseland et le modèle couplé à échelle continue associé. Avec ( $N = \{10, 1, 0.1, 0.01\}$ ), albédos  $\omega = 0$  et  $\Theta_0 = 0.5$  et  $0.5$ ,  $\tau_0 = 1$ ).

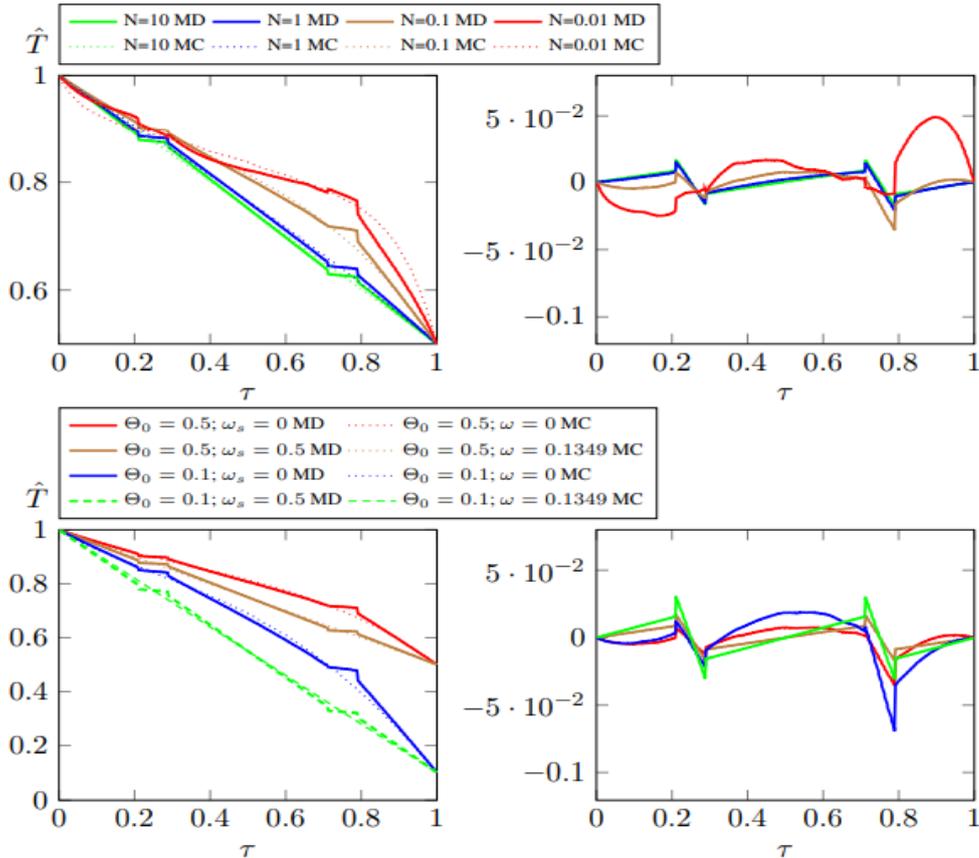


Figure 4 : Résultats de l'approche à échelle discrète DS-CM à gauche et sa comparaison avec l'approche à échelle continue CS-CM à droite la différence  $\text{Val}(\text{CS-CM}) - \text{Val}(\text{DS-CM})$ ; les sous-figures du haut dans le cas de  $\sigma = 0$  pour différentes valeurs de  $N \in \{10, 1, 0.1, 0.01\}$  et les sous-figures du bas dans le cas de  $\sigma \neq 0$  pour différentes valeurs de  $\Theta_0$  et  $\omega$  (pour CS-CM) |  $\omega_s$  (pour DS-CM).

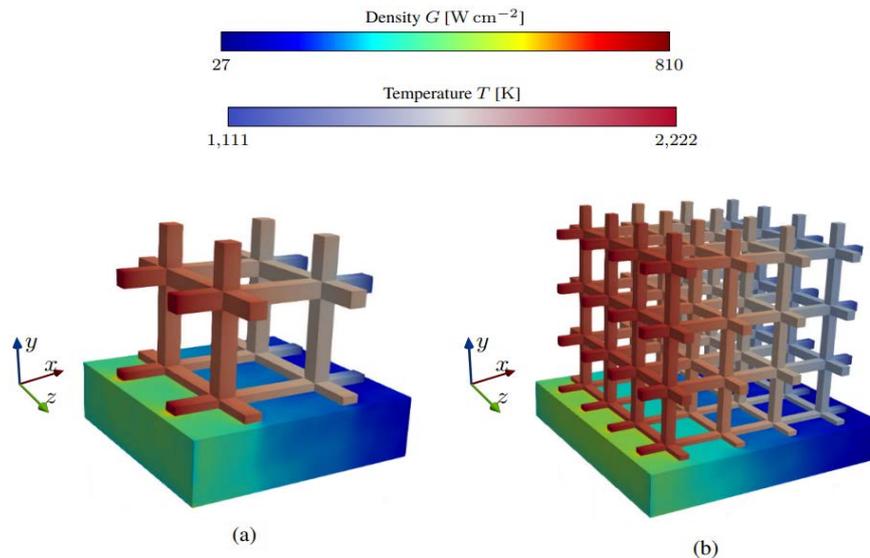


Figure 5 : Champ de température visualisé pour toute la partie solide  $\Omega_s$  et champ de densité radiative visualisé pour la partie vide du sous-domaine de  $\Omega_v$ , pour une cellule unitaire (a) et pour trois cellules unitaires (b), avec  $N = 0.01$ ,  $\theta_0 = 0.5$  ( $T_{\max}=2222\text{K}$ ),  $\tau_0 = 1$ ,  $\kappa = 2624 \text{ m}^{-1}$  et  $\sigma = 0$ .

## Conclusion

Cet article a permis de comparer trois modèles conducto-radiatifs distincts qui peuvent être utilisés pour modéliser le transfert de chaleur à haute température en vue d'être intégrés dans un processus d'optimisation topologique. Les équations de transport ont toutes été résolues avec des schémas éléments finis basés soit sur la méthode de Galerkin pour l'approximation de Rosseland et pour l'équation de la chaleur, soit sous forme vectorielle basée sur la version des éléments finis stabilisés pour l'ETR. La non-linéarité est gérée à l'aide d'un schéma itératif par la méthode de Newton-Raphson qui converge beaucoup plus rapidement que les autres méthodes de type virgule fixe. Les résultats numériques montrent que le modèle simple de Rosseland doit être considéré avec précaution dans un processus d'optimisation topologique. Le problème couplé homogénéisé à échelle continue donne, lui, des résultats satisfaisants et peut être utilisé en toute confiance dans les problèmes d'optimisation topologique.

## Références

- [1] M. Pelanconi, S. Zavattoni, L. Cornolti, R. Puragliesi, E. Arrivabeni, L. Ferrari, S. Gianella, M. Barbato, A. Ortona, Application of ceramic lattice structures to design compact, high temperature heat exchangers: material and architecture selection, *Materials* 14 (2021) 3225.
- [2] T. Fend, B. Hoffschmidt, R. Pitz-Paal, O. Reutter, P. Rietbrock, Porous materials as open volumetric solar receivers: Experimental determination of thermophysical and heat transfer properties, *Energy* 29 (2004) 823–833.
- [3] M. Badri, P. Jolivet, B. Rousseau, S. Le Corre, H. Dignonnet, Y. Favennec, Vectorial finite elements for solving the radiative transfer equation, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 212 (2018) 59–74.
- [4] M. Badri, Y. Favennec, P. Jolivet, B. Rousseau, Conductive-radiative heat transfer within SiC-based cellular ceramics at high-temperatures: A discrete-scale finite element analysis, *Finite Elements in Analysis and Design* 178 (2020) 103410.
- [5] Y. Favennec, T. Mathew, M. A. Badri, P. Jolivet, B. Rousseau, D. Lemonnier, P. J. Coelho, Ad hoc angular discretization of the radiative transfer equation, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 225 (2019) 301–318.
- [6] M. F. Modest, S. Mazumder, Radiative heat transfer, *Academic press*, 2021.
- [7] D. Y. Perraudin, S. Haussener, Numerical quantification of coupling effects for radiation-conduction heat transfer in participating macroporous media: Investigation of a model geometry, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 112 (2017) 387–400.
- [8] R. Viskanta, R. Grosh, Heat transfer by simultaneous conduction and radiation in an absorbing medium (1962).
- [9] R. Viskanta, Heat transfer by conduction and radiation in absorbing and scattering materials (1965).

**Remerciements :** L'un d'entre nous (S.O.) remercie le FEDER, la région Pays de la Loire et le programme I-SITE NExT Innovez pour le financement de son accompagnement post-doctoral. Les auteurs remercient l'ensemble du GDR TAMARYS pour les échanges constructifs concernant la modélisation du transport conducto-radiatif dans les milieux poreux.