



HAL
open science

Caractérisation des propriétés thermophysiques de mousses céramiques à haute température

Morgan Sans

► **To cite this version:**

Morgan Sans. Caractérisation des propriétés thermophysiques de mousses céramiques à haute température. Thermique [physics.class-ph]. Université de Lorraine, 2019. Français. NNT : 2019LORR0192 . tel-02499502

HAL Id: tel-02499502

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-02499502v1>

Submitted on 7 Jul 2021

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.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



Thèse

Présentée à

Université de Lorraine

École doctorale SIMPPÉ: Sciences et Ingénierie des Molécules des Produits des
Procédés et de l'Énergie

par

Morgan SANS

pour obtenir

le grade de Docteur

Spécialité "Énergie et Mécanique"

Caractérisation des propriétés thermophysiques de mousses céramiques à haute température

Soutenance prévue le 6 Novembre 2019

Composition de la commission d'examen :

Rapporteurs :	M. Benoit Rousseau	D.R CNRS HDR - LteN - Université de Nantes
	M. Cyril Caliot	C.R CNRS HDR - LMAP - Université de Pau et des Pays de l'Adour
Examineurs :	Mme. Agnès Delmas	MCF HDR - CETHIL - Université de Lyon
	M. Johann Meulemans	Ingénieur-Docteur - Saint-Gobain Recherche - Aubervilliers
	Mme. Mouna Elhafi	Professeur - Rapsodee - École Nationale des Mines d'Albi-Carmaux
	Mme. Sophia Haussener	Assistant Professor - LRESE - EPFL - Lausanne
	M. Parent Gilles	Professeur - LEMTA - Université de Lorraine, Directeur de thèse
	M. Schick Vincent	MCF - LEMTA - Université de Lorraine, co-directeur de thèse
Invité :	M. Farges Olivier	MCF - LEMTA - Université de Lorraine

Remerciements

Ce travail a été réalisé au Laboratoire Énergie et Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA) de Vandœuvre-lès-Nancy que je souhaite tout d'abord remercier pour l'accueil chaleureux et la bonne humeur quotidienne. Je remercie également messieurs Fabrice Lemoine et Pascal Boulet respectivement ex-directeur et directeur actuel pour m'avoir accueilli au sein de ce laboratoire.

Je tiens à adresser mes plus profonds et chaleureux remerciements à monsieur Gilles Parent pour avoir été un directeur de thèse plus qu'exemplaire durant ces trois années autant sur le plan professionnel qu'humain. Son sens de la rigueur, sa passion de la recherche, ses grandes qualités scientifiques, sa disponibilité, son sens de l'écoute et sa pédagogie m'ont permis d'évoluer et d'apprendre agréablement à ses côtés. Je suis conscient de la chance et de l'honneur d'avoir pu collaborer avec lui. Toujours vigilant quant à l'avancée de ce travail, il a su apporter sa lumière et orienter les choix lorsque l'horizon devenait sombre. Je tiens à écrire ici qu'il a activement participé, plus qu'il ne le pense, à ces heureuses années de doctorat.

Ma profonde gratitude va à monsieur Vincent Schick, co-directeur de ma thèse, pour avoir été à l'origine de ce projet et m'avoir permis, avec une grande liberté, d'entreprendre cette aventure. Outre ses connaissances de la métrologie thermique et de la caractérisation thermique dont j'ai eu la chance de bénéficier comme élève ingénieur à l'ENSEM, je tiens à le remercier pour sa bonne humeur, ses conseils et les bons moments passés autour des bancs de mesure du LEMTA.

Je souhaite adresser une pensée particulière à monsieur Olivier Farges qui, tout juste arrivé comme jeune Maître de Conférence, s'est particulièrement investi dans ce travail. Au-delà de ses qualités scientifiques et des liens professionnels, je tiens à le remercier pour la sympathie et l'écoute qu'il a su me témoigner.

J'aimerais dès à présent exprimer ma plus profonde gratitude à messieurs Cyril Caliot et Benoit Rousseau pour avoir accepté de rapporter ce travail. Mes plus chaleureux remerciements vont à madame Agnès Delmas, monsieur Johann Meulemans, madame Mouna El Hafi et madame Sophia Haussener pour avoir accepté le rôle d'examineur. Rencontrés lors de différents événements scientifiques, la présence de chacun dans ce jury m'honore énormément.

Moi, si je devais résumer ma vie aujourd'hui avec vous, je dirais que c'est d'abord des rencontres. Des gens qui m'ont tendu la main, peut-être à un moment où je ne pouvais pas, où j'étais seul chez

moi. Et c'est assez curieux de se dire que les hasards, les rencontres forgent une destinée... Parmi ces personnes, mes premières pensées vont directement à ma famille qui m'a toujours apporté un indéfectible soutien et qui, qu'importe les tracasseries, a toujours été présente. Je veux qu'ils sachent qu'ils comptent énormément pour moi. Une pensée particulière pour ma mère Véronique qui a toujours les mots justes, mon père Stéphane qui m'a toujours amené à prendre de bonnes décisions et ma petite sœur Mary qui m'apporte chaque jour sa joie de vivre et son humour. Je profite de ces remerciements pour lui dire que je suis et resterai fier d'elle. Je suis heureux de la relation si singulière que nous partageons.

J'adresse mes plus profonds remerciements à mes amis de longue date. J'ai eu la chance de croiser leur chemin et ils sont restés, à tout instant, de bons camarades. Ils occupent une place très importante. Je pense particulièrement à vous Gaël, Thibault, Sandra, Luc, Loïc et Alexis. Une pensée pour Naïma à qui je souhaite répondre "qu'on en reparlera quand il faudra porter quelque chose de lourd". Doudzy, cerf-volant cosmique rencontré au milieu des Vosges, une pensée particulière pour toi. Pour tous nos échanges, footballistiques ou non, je te laisse ma carte de visite.

J'ai évidemment une pensée pour toutes les personnes rencontrées au sein du LEMTA qui m'ont aidé, plus qu'ils ne pensent, à ne pas craquer comme les jambes de Djibril. Je tiens à remercier messieurs Christian Moyne, Benjamin Remy, Yves Jannot et Denis Maillet pour les nombreuses discussions scientifiques et leur participation. Je remercie Irène, l'ex-maman des doctorants et Valérie la nouvelle pour leur support, leur gentillesse et leur capacité à solutionner tous nos problèmes. Ma profonde gratitude à l'équipe des BIATSS pour avoir illuminé mes journées professionnellement et personnellement. Comme Luigi ils ont toujours les bons tuyaux. Je pense particulièrement à Jamel, Mathieu, Jean-Yves, Franck, Jérémy et Hadrien qui, j'espère, saura choisir sa lentille. Simon, tu me fais penser à Georges politiquement. Enfin, je souhaite remercier mes compagnons doctorants qui m'ont côtoyé et surtout supporté ces trois dernières années. Je pense à Shirin "the colleague", Céline le mangeur de crêpe, Benoît le député européen, Tahiti Thomas, Axel platinum et Mathilde from the block.

Enfin, je ne saurais terminer ces remerciements sans parler de toi Vesna. Tout ce temps passé à tes côtés est inestimable à mes yeux et tu sais que rien n'aurait été possible sans toi. Tu me rends chaque jour un peu meilleur qu'hier et je souhaite que, main dans la main, nous découvrons la suite du chemin tous les deux.

Et là normalement il faut une citation latine : "Mundi placet et spiritus minima", ça n'a aucun sens mais on pourrait très bien imaginer une traduction du type "le roseau plie, mais ne cède qu'en cas de pépin" ce qui ne veut rien dire non plus. Merci à tous. Et franchement... voilà.

Nancy, le 11 Septembre 2019.

Morgan Sans.

À Mary,

"J'ai toujours eu du bol avec l'aléatoire, moi"

Leodagan, Kaamelott, Livre II, Le sort Perdu

Table des matières

Nomenclature	v
1 Contexte, application et caractérisation multi-physique des propriétés équivalentes . .	5
1.1 Introduction	5
1.2 Contexte de l'étude et application visée	6
1.3 Les mousses céramiques et les applications actuelles	9
1.4 La caractérisation des propriétés thermiques équivalentes	16
1.5 Conclusion	27
2 Modèle direct d'un problème couplé conducto-radiatif : Développement et stratégie .	29
2.1 Modélisation du transfert thermique	30
2.2 Développement d'un code de calcul du transfert couplé	37
2.3 Validation et Résultats	63
2.4 Synthèse : Stratégie et choix	74
3 Caractérisation des propriétés thermiques de mousses céramiques par méthode Flash	77
3.1 Introduction	77
3.2 Modélisation directe du problème	78
3.3 Etude expérimentale	85
3.4 Inversion, analyse et stratégie	94
3.5 Résultats et analyses	128
3.6 Conclusion	156
4 Méthode flash numérique : modélisation du transfert couplé conducto-radiatif	161
4.1 Introduction	161
4.2 Méthode	163
4.3 Résultats	182
4.4 Conclusion	220
5 Caractérisation des coefficients de dispersion thermique	225
5.1 Introduction	225

5.2	Expérience	227
5.3	Modèle	229
5.4	Résultats	242
5.5	Conclusion	257

NOMENCLATURE & ABBRÉVIATIONS

Nomenclature

Abbréviations

MOD	Méthode des Ordonnées Discrètes
ARM	Absorption Reciprocity Method
ERM	Emission Reciprocity Method
OARM	Optimized Absorption Reciprocity Method
OERM	Optimized Emission Reciprocity Method
ORM	Optimized Reciprocity Method avec couplage ARM/ERM
ORM2	Optimized Reciprocity Method avec couplage OARM/OERM
MVF	Méthode des Volumes Finis
MMC	Méthode de de Monte Carlo
P_1	Méthode des harmoniques sphériques (ordre 1)
cp	Conduction Pure
cr	Conducto-Radiatif
ETR	Équation du Transfert Radiatif
PPI	Pore Per Inch = Pores par pouce
RDFI	Radiative Distribution Function Identification

Symboles grecques

λ	Conductivité thermique [W/(mK)]
ε	Porosité [-]
β	Coefficient d'extinction [1/m]
ρ	Masse volumique [kg/m ³]
ν	Fréquence [Hz]

Ω	Angle solide [sr]
κ	Coefficient d'absorption [1/m]
σ	Coefficient de diffusion [1/m]
σ_{SB}	Constante de Stefan-Boltzmann [$W\ m^2/K^4$]
τ	Épaisseur optique [-]
ρ_{sp}	Réflexivité spéculaire [-]
ρ_d	Réflexivité diffuse [-]
ϵ	Émissivité [-]
ΔX	Discrétisation de la variable X
λ_{moy}	Longueur d'onde du maximum d'émission [μm]
Γ	Domaine du volume de contrôle
$\partial\Gamma$	Contour du volume de contrôle
α_n	$n^{ième}$ paramètre structural
$\delta(t)$	Fonction Dirac [K]
δ^*	Pas de déplacement adimensionné par une longueur caractéristique du problème [-]
δ_b	Pas de déplacement après un contact à l'interface [m]
δ_d	Pas de déplacement en volume [m]
δ_w	Pas de déplacement avant une rencontre avec l'interface [m]
Λ	Coefficient de dispersion thermique [$W/(mK)$]
λ_p	Conductivité plexiglas [$W/(mK)$]
μ	Coefficient de relaxation [-]
ν_f	Viscosité dynamique [$kg/(m\ s)$]
Φ	Densité de flux [W/m^2]
θ_m	Température du milieu poreux dans l'espace de Laplace [K]
$\tilde{\theta}_m$	Température du milieu poreux dans l'espace de Laplace-Fourier [K]
ξ	Temps adimensionné [-]
x^*, y^* et z^*	Coordonnées adimensionnés par une longueur caractéristique du problème en base cartésienne [-]

indices inférieurs

\perp	Perpendiculaire
t	Total
//	Parallèle

e,w,s,n	Frontière est, ouest, sud et nord du volume de contrôle
r	Radial
x	Axial
E,W,S,N	Nœuds voisins du nœud P respectivement placé à l'est, ouest, sud et nord
eq	Équivalent
exp	Expérience
f	Fluide
mod	Modèle
opt	Optimal
s	Solide
rad	Radiative
ν	Spectrale
w	à l'interface
V	En volume
S	En surface
min	Minimum
max	Maximum
i	Élément émettant
j	Élément traversé (absorbant)
m	$m^{\text{ème}}$ bande fréquentielle
n	$n^{\text{ème}}$ quantum émis
e	Émise
P	Centre du volume de contrôle
cold	Froid
hot	Chaud
foam	Mousse
sem	Semelles
ext	Extérieur
conv	Convection
ref	Référence
ext	Surface extérieure
∞	Environnement, loin du système

Symboles latins

a	Diffusivité thermique [m^2/s]
T	Température [K]
t	Temps [s]
\vec{q}	Vecteur densité de flux [W/m^2]
C_p	Capacité thermique [$\text{J kg}/\text{K}$]
I	Luminance [$\text{W}/(\text{m}^3 \text{sr})$]
S	Surface [m^2]
\vec{r}	Vecteur position [m]
s	Abscisse curviligne [m]
P	Fonction de phase [-]
x, y, z	Coordonnées (base cartésienne) [m]
r, ϕ, θ	Coordonnées radiale, azimutale et polaire (base sphérique) [m]
r, θ, z	Coordonnées radiale, azimutale et axiale (base cylindrique) [m]
V	Volume [m^3]
R_x	Nombre aléatoire tiré pour la détermination de la variable x [-]
N_q	Nombre de quanta [-]
p_X	Densité de probabilité d'une variable aléatoire X [-]
\bar{s}	Source volumique dans l'espace de Laplace [m^2/s]
<u>cov</u>	Matrice de covariance
<u>Hcov</u>	Matrice hybride
<u>D</u>	Matrice diagonale
\underline{S}_n	Sensibilité associée au $n^{\text{ième}}$ paramètre structural
\vec{n}_{fs}	normal sortant à l'interface fluide/solide [-]
D_{cell}	Taille de cellules [m]
D_x, D_r	Coefficient de dispersion massique [m^2/s]
g	fonction cumulée [-]
h	Coefficient d'échange équivalent [$\text{W}/(\text{m}^2 \text{K})$]
h_i	Coefficient d'échange interne [$\text{W}/(\text{m}^2 \text{K})$]
K	Paramètre d'ajustement [-]
$P_{\text{cond} \rightarrow \text{cond}}$	Probabilité de continuer un chemin conducteur [-]
$P_{\text{cond} \rightarrow \text{conv}}$	Probabilité de suivre un chemin convectif [-]
Q_d	Débit [m^3/s]

S^*	Sensibilité réduite [K]
t^*	Temps adimensionné par le nombre de Fourier [-]
t_d	Temps d'excitation [s]
T_m	Température milieu poreux [K]
T_p	Température plexiglas [K]
T_{fe}	Température fluide en entrée [K]
v_D	Vitesse de Darcy [m/s]
v_f	Vitesse intersticielle [m/s]
Pe	Nombre de Péclet [-]
Pr	Nombre de Prandtl [-]
Re	Nombre de Reynolds [-]
p^e	Puissance radiative émise [W]
p^{tr}	Puissance radiative portée par un quantum [W]
N	Nombre de Stark [-]
N_t	Nombre total d'éléments (surfaces et volumes) [-]
k	Nombre total d'éléments (surfaces et volumes) [-]
L	Longueur du milieu [m]
T^*	Température adimensionnée [-]
\underline{S}	Matrice de sensibilité
\vec{n}	Normal sortante à la surface considérée [-]
e	Longueur semelle [m]
J	Fonction coût [-]
R	Rayon de l'échantillon [m]
Y	Niveaux numériques [-]

Autres symboles

\cdot^*	Grandeur adimensionnée
\cdot^\dagger	Conjugué
$\langle \cdot \rangle$	Moyenne volumique
$\bar{\cdot}$	Moyenne spatiale
$\tilde{\cdot}$	Fluctuation spatiale de la grandeur

indices supérieurs

0	Corps noir
e	Émise
ech	Échangée
k	$k^{\text{ème}}$ intervalle de temps
l	= (r, z) flux selon la coordonnée r ou z
p	$p^{\text{ième}}$ itération de l'algorithme d'inversion

INTRODUCTION GÉNÉRALE

L'industrialisation massive des pays en voie de développement et la croissance de la population mondiale entraînent une forte augmentation des besoins en énergie primaire. Si bien qu'une hausse de la consommation en énergie primaire mondiale de plus de 35% est envisagée dans les trente années à venir [1]. Cela induit nécessairement des problématiques écologiques liées à l'utilisation d'énergies fossiles et à une augmentation des émissions de gaz à effet de serre. Ainsi, depuis les deux dernières décennies, le marché énergétique mondial se tourne vers de nouvelles solutions comme la production d'énergies renouvelables, l'optimisation des systèmes actuels et la récupération des chaleurs fatales (énergies perdues lors de procédés industriels). Ce dernier point concerne principalement les industries mettant en œuvre des procédés à haute température (très énergivores) tels que la sidérurgie, la cimenterie, la métallurgie ou encore l'industrie verrière. Le besoin d'amélioration de l'efficacité énergétique de ce type d'installation passe par le développement de solutions de récupération, stockage et transport de chaleur à haute température. Pour de tels niveaux de température, le rayonnement thermique est le mode principal de transfert de chaleur.

En ce domaine, la recherche et le développement s'intéressent de plus en plus aux absorbeurs volumiques à base de mousses céramiques solides. Venant concurrencer les absorbeurs surfaciques, ces mousses présentent des propriétés géométriques et optiques (porosité, diamètre de pores, émissivité, structure...) qui permettent une récupération très importante du flux radiatif. De plus, elles présentent également une bonne tenue mécanique en température, une conductivité thermique élevée, une inertie chimique et une grande surface d'échange. Cet aspect multifonctionnel les placent naturellement comme bons récupérateurs/échangeurs de chaleur pour des applications haute température voir très haute température (>800 °C). Par exemple, elles sont actuellement utilisées, à température ambiante et plus haute température, comme échangeur thermique diphasique, support de combustion ou pour des applications de catalyses. De plus, elles font l'objet d'un intérêt grandissant dans le domaine du solaire thermique (tour solaire), qui par l'intermédiaire des laboratoires de recherche, multiplie les études théoriques, expérimentales et numériques afin d'améliorer les rendements des installations actuelles et augmenter la compétitivité des centrales à tour.

Les travaux antérieurs ont démontré que les marges d'améliorations les plus significatives concernent principalement l'optimisation des propriétés géométriques, thermiques et optiques des milieux poreux selon l'application traitée. Un exemple simple pour le cas du solaire thermique est de constater que de grandes tailles de pores permettent une meilleure pénétration du flux solaire tandis que de faibles tailles de pores améliorent l'échange fluide/solide. Considérant cet effet contraire de la géométrie hétérogène sur les transferts thermiques et ajoutant d'autres problématiques comme les pertes par ré-émission ou les températures d'air alimentant les cycles thermodynamiques, la recherche d'optima des propriétés intrinsèques de ces matériaux reste un défi scientifique actuel et d'avenir. Cela est valable pour le solaire comme pour les autres applications mentionnées précédemment.

Le développement de moyens expérimentaux, de modélisation et de caractérisation apparaît alors essentiel dans cette démarche. En plus de permettre une meilleure compréhension des mécanismes de transferts de chaleur, ils sont de précieux supports pour relier les propriétés thermiques des poreux à leur géométrie mais aussi pour prédire/quantifier les paramètres optimaux propres au système étudié. Cependant, de nombreuses problématiques restent à résoudre. D'une part, le caractère hostile d'un environnement haute température rend toujours plus complexe la conception d'un banc de mesure ainsi que la métrologie associée. D'autre part, la résolution numérique sur le milieu hétérogène est difficile en raison de l'aspect complexe de la géométrie et le caractère multiphysique des transferts thermiques. Cela requiert bien souvent l'accès à des solveurs commerciaux et des équipements conséquents pour la numérisation et le traitement des géométries ainsi que pour la réalisation des calculs. Le milieu hétérogène est alors généralement assimilé à un milieu homogène équivalent. Cependant, sous cette hypothèse, les différents modes de transfert sont soit traités séparément les uns des autres soit à l'inverse, représentés par un unique paramètre intégrant de fait tous les transferts. Il devient alors difficile d'en séparer les différentes contributions.

La présente étude concerne la caractérisation des propriétés thermo-physiques de mousses céramiques solides associées aux transferts conductifs, radiatifs et convectifs. Les objectifs de ce travail sont de fournir des outils de modélisation et de caractérisation pertinents du point de vue des transferts couplés. Ce document est structuré en 5 chapitres :

- Le Chapitre 1 est dédié à la synthèse bibliographique des différents éléments motivant notre étude. Premièrement, nous présentons le contexte énergétique mondial actuel, justifions l'intérêt porté à la récupération des chaleurs fatales (énergies perdues pendant un procédé industriel) et identifions le rôle actuel ou futur des mousses céramiques. Ensuite, nous détaillons les propriétés de ces milieux poreux à travers les différentes applications où ils sont actuellement utilisés. À travers le cas de la tour solaire, les avancées récentes et les perspectives futures de la recherche quant à l'optimisation des transferts thermiques sont explicitées. Par

la suite, nous nous concentrons sur un descriptif des méthodes à la fois théoriques, numériques et expérimentales appliquées à la description multiphysique de ces milieux. En plus de présenter un état des lieux des évolutions historiques de ces méthodes, nous mettons en évidence les avantages spécifiques de la procédure de caractérisation thermique proposée dans notre étude.

- Le Chapitre 2 concerne la modélisation des transferts couplés conducto-radiatif d'un milieu homogène équivalent. Tout d'abord, nous présentons les principes physiques fondamentaux gouvernant les différents transferts et nous étudions trois méthodes de résolution des transferts radiatifs. Un nouveau modèle basé sur une résolution de la conduction par la méthode des volumes finis et une résolution du rayonnement par une méthode de Monte Carlo réciproque optimisée sont détaillés. Les hypothèses et simplifications du problème ainsi qu'une stratégie quant au choix de la méthode à utiliser sont identifiées.
- Le Chapitre 3 traite la suite de la procédure d'identification à savoir la construction du modèle, la présentation du banc de mesure, des échantillons, des outils mathématiques nécessaires à l'analyse d'un problème inverse, la stratégie d'inversion, l'identifiabilité des paramètres et les propriétés estimées. Ces dernières sont discutées, analysées et comparées aux lois traditionnellement utilisées.
- Le Chapitre 4 concerne la modélisation numérique d'un problème couplé conducto-radiatif appliqué sur la structure réelle 3D du milieu hétérogène par une méthode de Monte Carlo. Tout d'abord, nous présentons les différents aspects théoriques pour ensuite, valider ce nouvel outil sur des cas-tests simples puis par comparaison direct avec un solveur commercial (Comsol®). Enfin, nous appliquons, sous la forme d'une expérience numérique, la procédure de caractérisation employée dans le chapitre précédent sur des géométries 3D basées sur des cellules de Kelvin.
- Le Chapitre 5 propose une première étude de caractérisation du couplage conducto-advectif en milieu poreux. L'ensemble de la procédure comme le banc de mesure, le modèle et la stratégie d'inversion sont détaillés. Les résultats sont critiqués en fonction des données du problème et sont comparés à la littérature.

CONTEXTE, APPLICATION ET CARACTÉRISATION MULTI-PHYSIQUE DES PROPRIÉTÉS ÉQUIVALENTES

Sommaire

1.1	Introduction	5
1.2	Contexte de l'étude et application visée	6
1.3	Les mousses céramiques et les applications actuelles	9
	1.3.1 Présentation des applications et procédés de fabrication	9
	1.3.2 Absorbants volumiques de rayonnement : les tours solaires	12
	1.3.3 Études des transferts thermiques dans les milieux poreux	13
1.4	La caractérisation des propriétés thermiques équivalentes	16
	1.4.1 Les transferts par "conduction"	17
	1.4.2 Caractérisation des propriétés radiatives	20
	1.4.3 Caractérisation de milieux participant par méthode transitoire	24
1.5	Conclusion	27

1.1 Introduction

Ce premier chapitre installe le contexte dans lequel s'inscrit ce travail de recherche. Nous commençons par la présentation du contexte énergétique actuel et l'application principale d'utilisation des mousses céramiques en cours de développement au laboratoire. Par la suite, nous détaillons plus explicitement les milieux poreux couramment utilisés sur des applications similaires. Ces derniers sont exposés et améliorent la compréhension des besoins pour l'application ciblée comme les modèles à développer, le choix de propriétés géométriques favorables aux différents modes de transfert de chaleur et la caractérisation des propriétés thermophysiques permettant de les représenter. Cette thèse se concentrant particulièrement sur ce dernier point, nous détaillons la riche littérature associée à la caractérisation thermique du milieu hétérogène suivant l'hypothèse du milieu homogène

équivalent et ce, pour les trois types de transferts thermiques traités tout au long de ce manuscrit : la conduction, la convection forcée (transport) et encore plus particulièrement le rayonnement.

1.2 Contexte de l'étude et application visée

Depuis la première révolution industrielle qui date de la fin du 19^{ème} siècle, l'augmentation de la population couplée à l'augmentation de la consommation énergétique par individu ont entraîné inévitablement l'augmentation de la production énergétique mondiale et, de ce fait, de l'exploitation des ressources naturelles disponibles. Comme représentée sur la fig. 1.1, données issues de la Statistical Review of World Energy [2], la consommation énergétique mondiale totale en 1992 s'élevait à environ 8500 Mtep (Méga tonne équivalent pétrole) et est en constante augmentation. Elle atteignait 13511 Mtep en 2017 et les prévisions futures affirment que la croissance actuelle observée ne s'inversera pas.

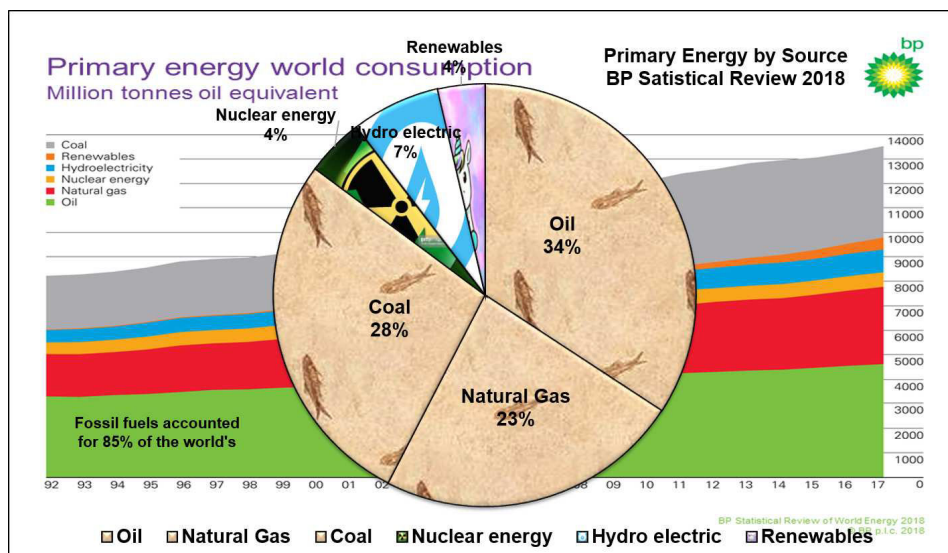


FIGURE 1.1 – Consommation en énergie primaire mondiale entre 1992 et 2017 [2]

De plus, parmi les ressources utilisées, la grande majorité sont issues de sources fossiles qui sont donc, à long terme, épuisables et qui génèrent, lors de la combustion, une grande quantité de CO₂. Devant l'augmentation des problématiques liées à l'augmentation de la présence de cette molécule dans l'atmosphère, désignée comme principale responsable du réchauffement climatique, il est nécessaire de remplacer ces modes de productions "épuisables" par une production d'énergie renouvelable. Actuellement, le pétrole, le gaz naturel et le charbon représente respectivement 34%, 23% et 28% de l'énergie primaire totale consommée soit, à elles trois, 85% tandis que les autres modes d'énergies comme le nucléaire, l'électricité hydraulique et les autres types d'énergies dites renouvelables ne pèsent que 15%. La fig. 1.1 indique notamment que ces trois dernières sont en constante augmentation depuis les deux dernières décennies. Cela est encore plus vrai pour les

énergies renouvelables qui étaient encore pratiquement inexistantes en 1992. Les progrès réalisés ont permis d'atténuer l'augmentation de la consommation en énergies fossiles. Il reste cependant encore beaucoup de développement de ces technologies "propres" à réaliser mais les problématiques écologiques poussent, à l'avenir, à penser de nouvelles techniques de production d'énergie, à optimiser les technologies actuelles et à augmenter leur utilisation aussi bien pour les particuliers que pour les industriels.

Cette volonté de produire une énergie plus propre est couplée, en parallèle, avec la volonté de ré-

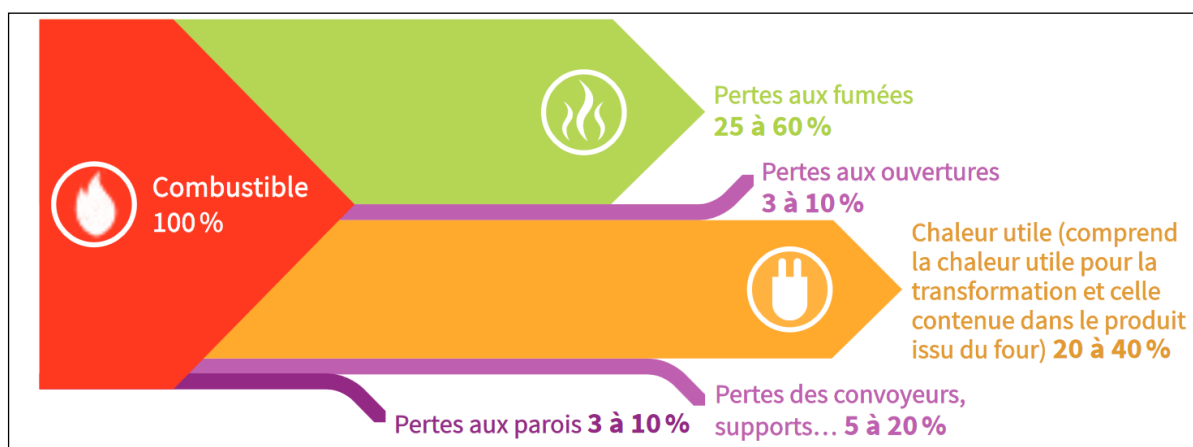


FIGURE 1.2 – Exemple Bilan thermique d'un four à combustible [1]

duire la consommation actuelle d'énergie et plus particulièrement les énergies génératrices d'émissions en dioxyde de carbone. Parmi les différentes possibilités (optimisation des moyens de transport, des isolations du bâtiment et des technologies de chauffage) la récupération de la chaleur fatale apparaît comme un fort potentiel énergétique à exploiter [1]. Lors de tout procédé de production ou de conversion énergétique, une grande partie de l'énergie apportée au système est inévitablement perdue. Ces pertes peuvent, par exemple, provenir de la réalisation du cycle thermodynamique, d'une mauvaise isolation/imperméabilité du système (flux sortant) ou par les déchets générés comme représenté sur la fig. 1.2. Le terme "fatale" vient de l'aspect inéluctable de ces pertes. Cependant, cette définition est réellement erronée puisque de nombreuses technologies et méthodes peuvent d'ores et déjà être mises en œuvre pour les éviter. Par exemple, pour le cas d'un four à combustible, les pertes de chaleur dues aux fumées représentent entre 25 et 60% tandis que la chaleur utile ne représente au maximum que 40%. Les autres types de pertes (convoyeurs, supports, parois et ouvertures) peuvent être aisément traitées par l'optimisation du système tandis que la chaleur contenue dans les fumées peut être récupérée grâce à l'utilisation d'un échangeur thermique [3]. Il est évident qu'une partie de ces pertes restent inaccessibles comme l'illustre le cycle de Carnot en thermodynamique. Cependant, d'après les études réalisées par l'ADEME [1], une très grande partie de l'énergie actuellement perdue est potentiellement récupérable. Ce gain de chaleur peut alors être utilisé en interne pour alimenter le fonctionnement d'un autre procédé ou être converti.

Le secteur industriel correspondant à 22% de la consommation d'énergie primaire Française (3^{ème} après le bâtiment et le transport) et devant les enjeux imposés par la transition écologique, la récupération des chaleurs fatales apparaît comme une voie d'amélioration très prometteuse. De plus, les procédés hautes températures nécessitent actuellement l'utilisation d'énergies fossiles. La récupération de l'énergie perdue entraînera la réduction de l'énergie consommée et, de ce fait, les émissions en gaz carbonés. La fig. 1.3 représente les différents usages de l'énergie dans le secteur industriel ainsi que les différents secteurs d'activités associés. Parmi les applications destinées à un usage éner-

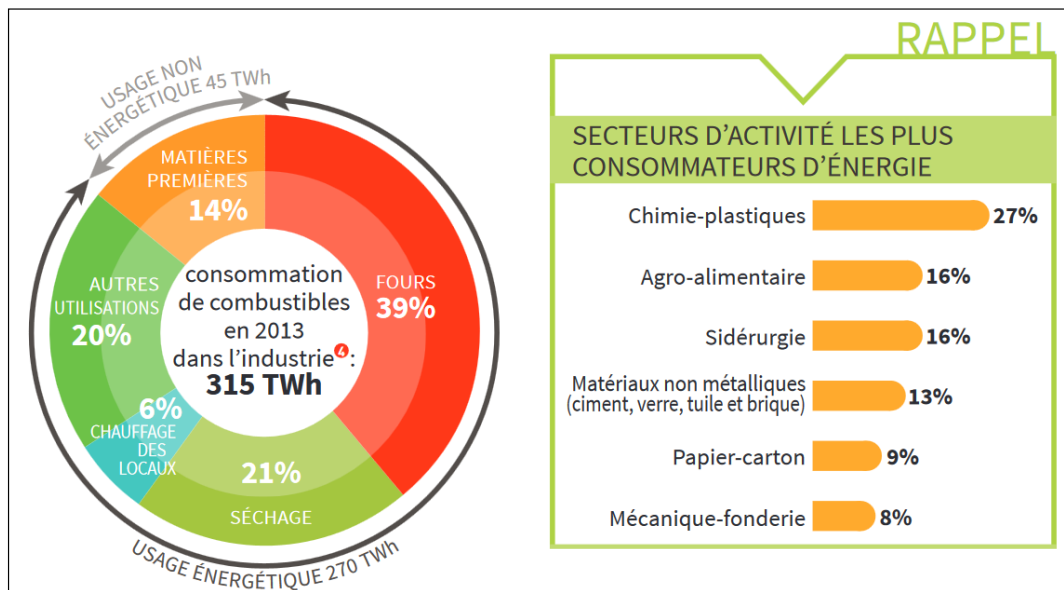


FIGURE 1.3 – Utilisation de l'énergie thermique dans l'industrie [1]

gétique, nous pouvons voir que les fours et les procédés de séchage correspondent respectivement à 39% et 21% soit plus de la moitié, à eux deux, de l'utilisation totale de l'énergie. De plus, les trois secteurs d'activités les plus consommateurs sont la chimie des plastiques, l'agro-alimentaire et la sidérurgie, qui représentent aussi plus de la moitié de la consommation. Il est donc d'un intérêt essentiel de favoriser l'application de la récupération des chaleurs fatales sur ces derniers.

Évidemment il est impossible de trouver une méthode de récupération qui s'applique à toute cette large gamme de systèmes. Il est courant de procéder à une étude de faisabilité puis d'installer le système le plus adapté à l'application énergétique considérée. Les niveaux de températures impliquées et le mode de transfert thermique principal de ces pertes constatées au cours du procédé jouent alors ici un rôle fondamental. Les bilans réalisés montrent que plus de 50% du gisement de chaleur fatale concerne des applications traitant des températures au moins supérieures à 100 °C [1]. Cela concerne donc les températures élevées voir les très hautes températures (>600 °C) où nous retrouvons essentiellement des secteurs industriels impliquant l'utilisation de four tels que la métallurgie, les verrerie, la cimenterie, les céramiques etc... Les applications hautes températures sont particulièrement intéressantes du point de vue de la récupération de chaleur puisqu'elles sont

très énergivores et que les transferts thermiques sont principalement gouvernés par le rayonnement. Ce dernier a la particularité de ne nécessiter aucun support matériel et d'impliquer des échanges thermiques qui augmentent rapidement en intensité avec l'augmentation de la température. Ainsi, le potentiel de récupération de chaleur sur ces applications est particulièrement intéressant et reste encore peu exploité.

1.3 Les mousses céramiques et les applications actuelles

Comme indiqué précédemment sur l'exemple du four à combustible qui est typiquement une application en température, l'idée serait d'utiliser un échangeur de chaleur pour venir récupérer la chaleur contenue dans les fumées, pour cet exemple, mais surtout les flux perdus par rayonnement. Depuis la fin du 20^{ème} siècle, la recherche et le développement s'intéressent de plus en plus aux absorbeurs volumiques à base de mousses céramiques solides. La justification de cet intérêt général est présentée par la suite.

1.3.1 Présentation des applications et procédés de fabrication

Comme représenté sur la fig. 1.4 a), les mousses céramiques généralement utilisées présentent un aspect stochastique. La matrice solide, base de leur structure, peut être composé de SiC, de SiSiC, d'oxyde de Zircon (ZrO₂ en bas au centre) ou d'oxyde d'alumine (Al₂O₃ en bas à droite). De plus, certaines peuvent aussi présenter un aspect plus structuré comme la mousse dite "nid d'abeille" représentée au centre. Leur structure est généralement à pores ouverts (cf. fig. 1.4 b)) et la cellule unitaire est assimilable à un tétrakaidécaèdre aussi plus communément appelé cellule de Kelvin [4]. Une cellule est constituée par des brins, des nœuds (intersection de brins) et par des cols comme indiqué sur la fig. 1.4 c). La méthode la plus utilisée pour la fabrication des mousses céramiques solides se base sur l'imprégnation d'une mousse en polyuréthane (PU foam fig. 1.4 d)) par une barbotine constituée de polysilane. Une étape de séchage et de chauffage de l'échantillon assurent respectivement le décroissement des cellules et la suppression complète du polymère tout en réalisant le frittage de la céramique [9]. Ainsi la mousse finale est à l'image de la mousse polymère utilisée. Il subsiste cependant la trace de l'ancien squelette utilisé qui apparaît sous la forme d'une porosité interne au brin, comme représenté sur la fig. 1.4 e). De ce postulat et le procédé de fabrication de la mousse PU étant bien maîtrisé, il est alors possible d'envisager une grande variabilité de

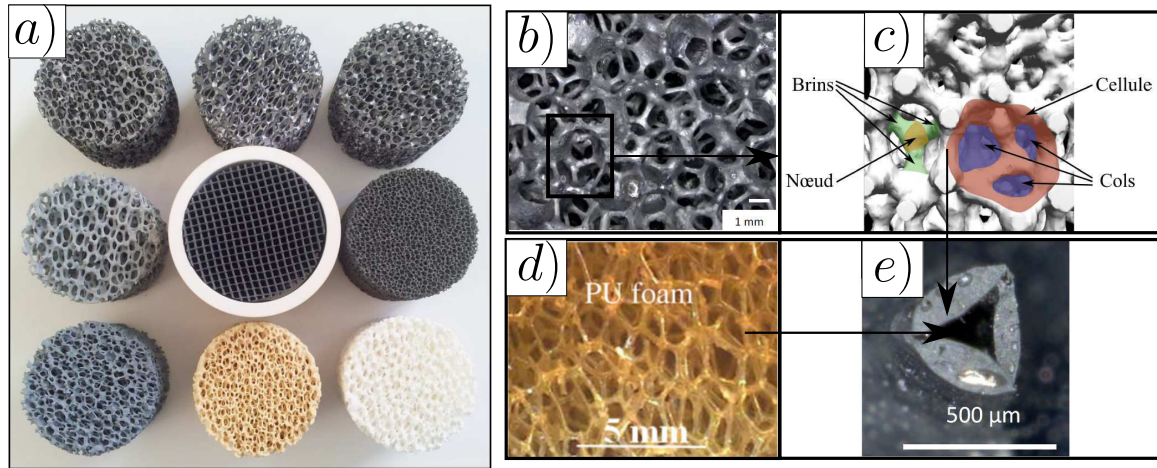


FIGURE 1.4 – Les mousses céramiques : a) Utilisées comme absorbeur solaire dans le cadre de la thèse de S. Mey-Cloutier [5] b) Zoom d'une d'une mousse SiC [6] c) Éléments constitutifs d'une mousse à pores ouverts [7] d) Support utilisé lors du procédé, mousse polyuréthane (PU) [8] e) porosité interne au brin [6]

propriétés géométriques différentes et de modifier la forme des brins, la taille des cellules, la porosité de la mousse. De plus, il est aussi possible d'imaginer des géométries stochastiques différentes ou plus "organisées" comme le nid d'abeille. Cela ouvre de nombreuses possibilités et laisse penser qu'il est réellement possible de construire la géométrie optimale selon le procédé étudié. Cependant, il existe tout de même certaines limites. Par exemple, la porosité interne aux brins couplé au caractère fragile de la céramique empêchent la création de mousses comportant des brins trop fins, trop longs ou à formes complexes. De plus, l'étape de séchage n'est réellement efficace que pour des échantillons comportant un rapport taille de l'échantillon/taille des pores qui reste raisonnable. À titre indicatif, un échantillon cylindrique de 50mm de diamètre pour des cellules de 30 PPI (Pores Per Inch) correspond à un cas limite au-delà duquel (pore plus faible ou échantillon plus grand) il est impossible d'assurer un décroisement des cellules de bonne qualité [7].

D'après les applications actuelles dans lesquelles les mousses céramiques sont utilisées [10], ces dernières présentent un intérêt particulier qui se justifie principalement par leur capacité à supporter les hautes températures tout en permettant une certaine multi-fonctionnalité. La fig. 1.5 illustre différents systèmes où elles sont intégrées. Nous les retrouvons sur des applications à hautes voir très hautes températures comme supports de catalyse [11, 12], isolants [13, 14], filtres à particules (cf. a) [9], brûleurs cf. b)) [15, 16], échangeurs [17–19] (cf. c)) ou absorbeurs volumiques [20–22] (cf. d)). Le choix des paramètres géométriques du milieu hétérogène et le matériau constituant sa matrice solide est alors essentiel selon le cas traité. Par exemple, pour l'isolation on favorisera les fortes porosités (> 90%) tandis que pour la catalyse on préférera une porosité ouverte (pour l'écoulement) et une faible taille de pores (pour une plus grande surface d'échange). Jusqu'à 850 °C, des mousses solides à bases d'alliages métalliques peuvent aussi être utilisées [24, 25] tandis que pour des températures supérieures, il est nécessaire de recourir aux céramiques. Parmi ces dernières, les

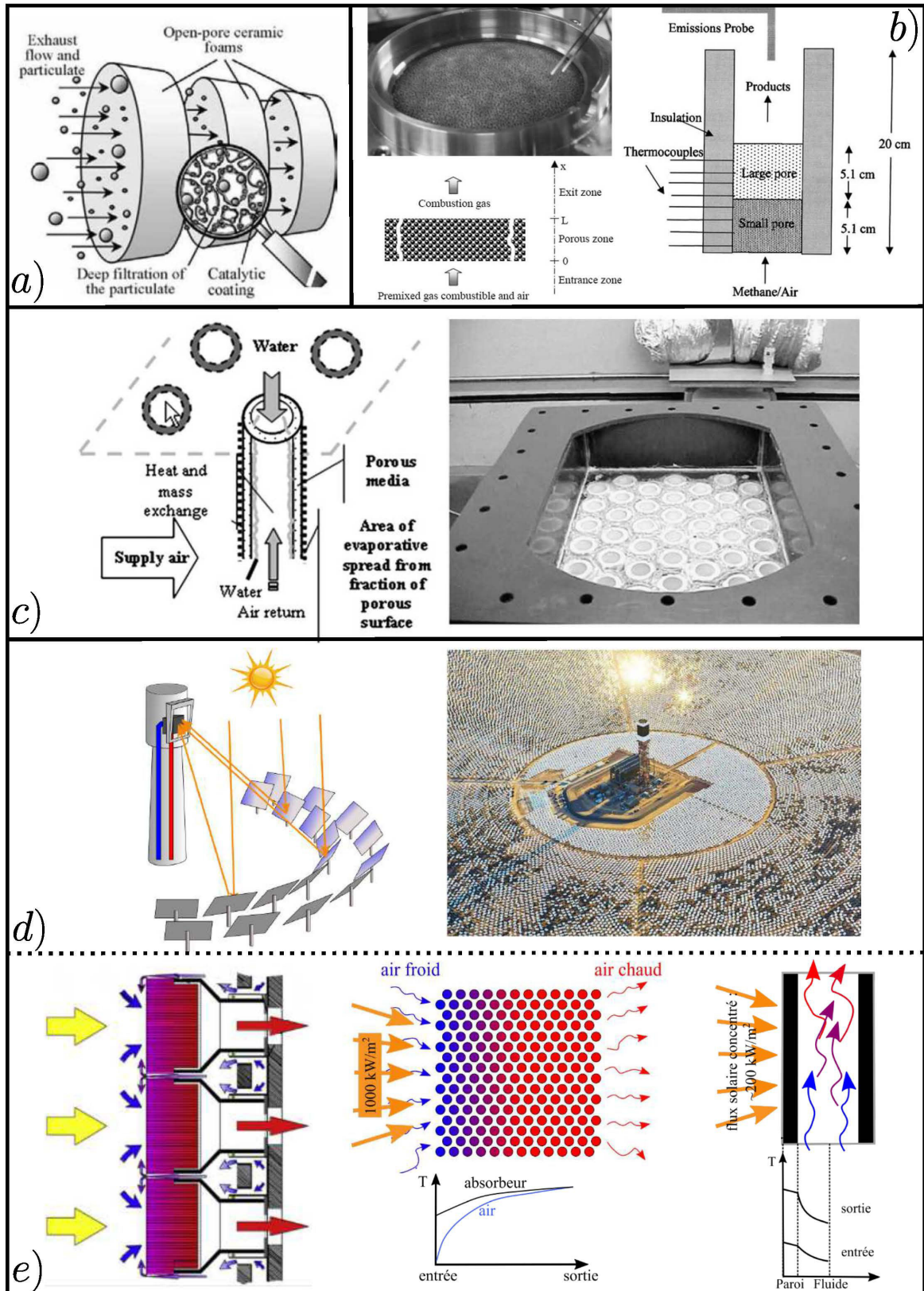


FIGURE 1.5 – a) Filtre à particule [9] b) Bruleur [16, 23] c) Échangeur de chaleur (refroidisseur à évaporation indirecte) [18] d) Centrale solaire à tour : principe et photographie de la centrale Ivanpah en Californie (États-Unis) [7] e) Absorbants volumiques et surfaciques [5]

mousses constituées d' α -SiC (Carbure de Silicium) se distinguent particulièrement [26] pour de la très haute température, le β -SiC étant plutôt adapté à la catalyse.

1.3.2 Absorbteurs volumiques de rayonnement : les tours solaires

L'application se rapprochant le plus de l'utilisation des mousses comme récupérateur de chaleur fatale est la centrale à tour où ces mousses sont utilisées comme récepteur. Ces deux applications se distinguent par les longueurs d'onde associées aux transferts par rayonnement. Le solaire s'intéresse à la capacité à absorber un spectre plutôt dans le visible tandis que la chaleur fatale concerne l'infrarouge proche et moyen. Parmi la myriade d'utilisations possibles de ces dernières, le domaine du solaire est celui qui a bénéficié des évolutions les plus notables. Comme représenté sur la fig. 1.5 d), l'idée est de concentrer le flux solaire incident sur une tour située au centre d'un champ d'héliostats. Le positionnement, la forme et l'orientation sont optimisés afin d'apporter précisément le maximum de flux solaire sur les différents récepteurs tout en évitant les différentes contraintes comme l'effet cosinus, la latitude ou l'effet d'ombrage [27]. Comme représenté sur la fig. 1.5 e), le flux concentré est absorbé par le récepteur qui échange cette chaleur récupérée avec de l'air à température ambiante (pompée depuis l'extérieur). En sortie, l'air chaud obtenu est utilisé comme source chaude pour alimenter un cycle thermodynamique. Il est donc aussi nécessaire de bien maîtriser la température de l'air en sortie pour une position du soleil variable dans le temps (journée et saisons) pour optimiser le cycle thermodynamique utilisé. Cela s'effectue grâce à la régulation du flux apporté (miroirs) et le choix de l'absorbeur choisi. Depuis les trois dernières décennies, la recherche et le développement a réuni de nombreux efforts et a étudié chaque étape du procédé [28–31]. Pour avoir une idée des ordres de grandeurs impliqués, la centrale solaire d'Ivanpah (cf. fig. 1.5 d)) est la plus récente (2014) et la plus grande centrale actuellement en fonctionnement. Par l'installation de trois tours, elle atteint une puissance-crête de 392 MW ce qui est une réelle performance en comparaison des 860 MW obtenus en moyenne avec un réacteur de centrale nucléaire [7]. Cela est rendu possible par le nombre impressionnant d'héliostats mobilisés (173 000) et l'aspect immobile des récepteurs qui facilitent le stockage thermique. Elle permet d'alimenter environ 140000 foyers. Les lois de la thermodynamique indiquent que la température de la source chaude est un élément particulièrement essentiel sur ce type d'application. Par exemple, en supposant le cas simple idéal du cycle de Carnot, le rendement est égal à $1 - T_F/T_C$. Ainsi, plus l'écart entre les deux sources est grand plus le cycle est rentable. L'idée serait d'augmenter la température du fluide caloporteur (ici l'air) la plus haute possible pour permettre l'utilisation de cycles thermodynamiques combinés à plus hauts rendements. C'est sur ce dernier point que le récepteur ou absorbeur volumique occupe un rôle primordial. La principale cause de réduction des performances de ce dernier est la perte

d'énergie par émission du milieu vers l'extérieur. Cela est d'autant plus vrai que la zone absorbant le flux solaire concentré est la zone la plus chaude. La fig. 1.5 e) représente et permet de distinguer les deux types de récepteur couramment utilisés : volumiques (au centre) et surfaciques (à droite). Ce dernier correspond à un tube dont la surface extérieure est exposée au rayonnement solaire tandis que le fluide caloporteur circule à l'intérieur. Ses principaux désavantages sont : une température externe toujours supérieure à celle du fluide, la faible surface d'échange fluide/solide sur la face interne et les forts gradients thermiques présents sur la paroi absorbante. Ainsi, le fluide caloporteur est rarement gazeux et ce système perd très rapidement en performance avec l'augmentation de la température. De plus, afin d'améliorer les échanges, on préfère utiliser des matériaux solides, bons conducteurs thermiques mais qui, pour des raisons thermomécaniques, ne peuvent pas atteindre des températures trop élevées.

L'absorbeur volumique permet soit de s'affranchir de certaines de ces contraintes soit de les réduire. Tout d'abord, la mousse solide présente une surface d'échange beaucoup plus importante et l'utilisation d'une matrice céramique (qui reste bon conducteur thermique pour le SiC) permet la tenue à très haute température. Cependant, l'avantage principal concerne le flux incident. Sur ce type de récepteur, ce dernier peut alors être jusqu'à 5 fois plus élevé que pour le récepteur surfacique précédent. De par son caractère poreux, en plus de permettre une pénétration "en volume" du flux solaire concentré incident, la surface "apparente" exposée au flux peut être simultanément refroidie par le fluide caloporteur (obligatoirement l'air ici) qui est aspiré depuis l'intérieur. Cela permet alors de réduire le flux ré-émis vers l'extérieur et, de ce fait, réduire les pertes. En théorie, ce type de système devient réellement optimal lorsque le maximum de température de la matrice solide est situé en volume et non pas sur la surface externe. Lorsque la température de l'air en sortie est plus élevée que la température du solide en entrée, le terme d'"effet volumétrique" ou "volumique" est couramment utilisé. En pratique, il est très difficile de l'observer puisque, à ce jour, seulement deux études y sont parvenues expérimentalement [32, 33].

1.3.3 Études des transferts thermiques dans les milieux poreux

Historiquement, l'utilisation des milieux hétérogènes à matrice solide céramique que ce soit pour les différentes applications présentées ou les tours solaires a commencé dans les années 80 [10]. À l'origine, ces études procèdent de façon empirique et sont réalisées sur de petites installations [34–36]. Par la suite, à partir des années 90, la recherche commence à montrer un intérêt plus théorique et développe les premiers outils de modélisations [37] et de simulation numérique [38]. Cela permet alors d'envisager l'étude paramétrique et assez systématique du lien entre le milieu po-

reux, la thermique impliquée et les mesures expérimentales réalisées. De plus, avec l'augmentation de la démonstration des potentiels de récupération vient l'augmentation des moyens expérimentaux et d'essais comme, par exemple, la mise en place de tours solaires à l'échelle semi-industrielle puis industrielle [21, 38]. Cependant, même si certaines études commencent à s'intéresser à l'alumine ou à des mousses à porosité multi-étagées, la grande majorité des travaux réalisés se concentrent sur des géométries simples comme les nids d'abeilles ou mousses stochastiques à texture fixe et sur le carbure de silicium comme matériau solide. De plus, nous observons l'émergence de propositions contraires quant aux voies d'améliorations possibles. Par exemple J. Chavez et C. Chaza [21] proposent une augmentation de la taille des pores et de la porosité. Ces dernières permettraient d'atteindre de plus hautes températures grâce à l'augmentation de l'énergie absorbée et ainsi, de meilleurs rendements thermodynamiques. Au contraire, des auteurs comme T. Fend et al. [20] montrent que la diminution de la taille des pores augmente l'intensification des échanges par convection et ainsi, améliore l'efficacité de la conversion énergétique. La recherche d'un optimum centré sur des considérations purement géométriques apparaît alors complexe dû aux variations contraires sur ces deux modes de transports de chaleur. En parallèle émerge alors l'idée de travailler directement sur les matériaux où les récepteurs utilisés pour réaliser de la sélectivité spectrale. Le but étant d'ajouter une première couche transparente dans le visible et absorbante dans l'infra-rouge pour s'affranchir des pertes par ré-émission [32, 33]. Cela a d'ailleurs été une avancée importante puisque c'est uniquement dans le cadre de ces études que l'effet volumétrique a été constaté.

Les années 2000, grâce aux améliorations des moyens de calcul, sont marquées par l'augmentation des études numériques favorables à une investigation théorique et à la recherche d'optima. Ces études s'intéressent assez globalement aux différents aspects du processus de production d'énergie. Par exemple, M. Becker et al. [39] proposent une cartographie des configurations expérimentales défavorables à l'origine d'inhomogénéités thermiques au sein du poreux et qui peuvent entraîner jusqu'à la destruction des matériaux. Z. Wu et al. [22] développent un modèle couplant la conduction (solide), le rayonnement (fluide) et la turbulence de l'écoulement (RANS) qui permet l'estimation des champs de températures fluide/solide du milieu homogène au stationnaire. Ils montrent notamment que la conduction influe faiblement sur les performances du récepteur et que l'effet volumétrique est en effet réalisable par une optimisation des conditions de travail et des propriétés des matériaux. Y. Sano et al. [40] présentent, pour la première fois, un ensemble de solutions purement analytiques basées sur différentes corrélations et sur un modèle à deux température (fluide/solide) prenant en compte les effets couplés de tortuosité, de dispersion thermique, de compressibilité (fluide), de conductivité et du rayonnement. Ils démontrent le potentiel des mousses céramiques SiC comme absorbeur, les hauts rendements possiblement atteignables par l'installation ainsi qu'une relation simple liant la taille de pores optimale aux nombreux paramètres du problème. En paral-

lèle, les développements expérimentaux sont toujours en cours [20, 24, 41–43]. Parmi ces derniers, nous observons une grande diversification des géométries étudiées et des matériaux utilisés. Les mousses métalliques [42] ainsi que des mousses à gradient de porosité [44] font alors leur apparition, toujours dans le but d'alimenter une recherche d'optimisation des différentes installations.

Très récemment, le projet ANR-OPTISOL, qui s'est terminé en février 2016, visait à augmenter les rendements des récepteurs céramiques de 10% par : l'utilisation de la modélisation pour identifier une géométrie et des propriétés optiques optimales à haute température (1000°C), la mise en place d'un procédé de fabrication du poreux associé, son optimisation par l'application d'un revêtement assurant la sélectivité spectrale, l'analyse des performances des absorbeurs. Ce projet a fait l'objet de la collaboration de plusieurs entités de recherche (CIRIMAT, PROMES, LTEN et SICAT) et a permis le financement de trois thèses, chacune s'intéressant aux différents points énoncés. Au LTEN, le travail de S. Guévelou [7] a développé un logiciel de génération de mousses numériques permettant d'étudier le comportement radiatif du milieu homogène équivalent. Se basant sur des méthodes de lanciers de rayons, il a identifié un ensemble de propriétés radiatives équivalentes (absorptance, émittance, épaisseur optique...) et les a reliées aux propriétés géométriques du milieu poreux. Au CIRIMAT, J. Mollicone [45] a développé un procédé de fonctionnalisation des mousses de carbure de silicium par un oxyde sélectif. En plus d'optimiser la sélectivité spectrale du système, elle a recouru à un ensemble de techniques de caractérisations expérimentales centrées sur les propriétés optiques, géométriques et chimiques. Cette étude a permis l'identification d'un oxyde (YBaCuO) et la mise en place d'un procédé de revêtement associé qui diminuent l'émissivité infrarouge tout en conservant l'absorptivité de la céramique dans le visible. Enfin, la thèse de S. Mey-Cloutier [5] concerne : le développement d'un dispositif expérimental mesurant l'efficacité de conversion énergétique de mousses céramiques soumises à un flux solaire concentré, le développement d'un code de modélisation intégrant les différentes physiques impliquées sous l'hypothèse du milieu homogène équivalent et la recherche des propriétés géométriques optimales maximisant le rendement de l'installation. Il a montré expérimentalement que dans le cas de hautes porosités, de grandes tailles de pores étaient préférables. À l'inverse, il est nécessaire de favoriser de faibles pores lorsque la porosité est plus faible. De plus, il a été démontré grâce à la modélisation que le maximum d'efficacité de conversion peut être atteint pour une porosité de 90% et de forts PPI pour une installation à pression atmosphérique et, à l'inverse, de faibles PPI pour un absorbeur pressurisé.

D'après l'étude bibliographique proposée ici, l'étude des transferts couplés au sein des mousses solides est un domaine de recherche particulièrement nouveau et qui est motivé par un contexte écologique de réduction de la consommation des énergies fossiles. Même si les améliorations technologiques que nous avons décrites sont principalement centrées sur l'utilisation des mousses comme récepteur solaire concentré, il est important de noter la grande variété d'applications où ces der-

nières apparaissent. Elles sont toujours au cœur d'études visant à proposer une optimisation des procédés et des transferts par une optimisation de leur propriétés géométriques, structurales, optiques, thermiques, chimiques [10, 31]... Comme cela a été souligné précédemment, l'optimisation des procédés passe nécessairement par une étape de développement d'outils de modélisation qui, en dehors de l'économie d'un développement expérimental, permet de servir de support à la recherche de la configuration et des paramètres optimaux et une meilleure compréhension/quantification des physiques impliquées et des grandeurs d'intérêt. Cependant, même si les puissances de calcul ont énormément progressé ces deux dernières décennies, la résolution d'un problème multi-physique directement appliqué sur la géométrie 3D complexe du milieu poreux reste complexe à mettre en place, coûteuse en temps de calcul et nécessite bien souvent l'utilisation de logiciels commerciaux. La résolution de ce type de problème correspond d'ailleurs à un challenge très actuel. Très récemment, nous observons l'apparition de nombreuses études proposant de premiers outils comme dans les travaux proposés par M. A. Badri et al. [46], Z. Wu et al. [47] ou L. Ibarrart [48] qui résolvent respectivement la conduction et le rayonnement, l'échange solide/fluide par un écoulement turbulent et le transfert conducto-advecto-radiatif.

Une autre possibilité plus couramment utilisée est le recours à l'hypothèse du milieu homogénéisé. L'idée principale est de construire un modèle qui ne résout plus le problème sur la géométrie hétérogène mais sur une géométrie simplifiée qui est homogène. La prise en compte de la complexité géométrique est réalisée tout d'abord, à travers une modification du modèle, mais aussi, à travers les propriétés dites "effectives", "homogènes" ou "équivalentes" qui servent à l'alimenter. La construction de ces modèles ainsi que l'estimation de ces propriétés sont fondamentales car ils permettent la diminution des temps de calculs, une compréhension du comportement du milieu et, bien souvent, une simplification très forte d'un problème pourtant complexe à l'origine.

1.4 La caractérisation des propriétés thermiques équivalentes

La caractérisation des propriétés thermiques équivalentes permet de réaliser le lien entre les nombreuses propriétés du milieu hétérogène et celles d'un milieu homogène. Évidemment, lorsque l'on parle de propriétés de milieu homogène, il est à noter que ces dernières n'existent qu'à travers les modèles ou les lois physiques avec lesquels elles sont associées. En ce domaine, nous retrouvons une littérature très riche et un panel de méthodes très variées. Nous nous concentrerons principalement, dans ce travail de thèse, sur les transferts par conduction et par rayonnement.

1.4.1 Les transferts par "conduction"

Modèle théorique

Une grandeur couramment utilisée est la conductivité thermique équivalente (CTE) qui quantifie l'ensemble du transfert qui s'apparente à la diffusion thermique à travers le milieu, à savoir, conduction, convection et rayonnement qui ont lieu à la fois en phase fluide et/ou en phase solide. L'estimation de cette grandeur a été largement étudiée dans la littérature et peut être obtenue à partir de modèles analytiques, d'analyse empirique ou de calculs numériques. Le lecteur intéressé peut se référer à la review de P. Ranut [49] pour plus de détails. Les premiers travaux apparaissent dans les années 50 et sont de natures théoriques. Dans le cas le plus simple, en supposant que les phases fluide et solide sont soit perpendiculaires ou soit parallèles au flux de chaleur, deux modèles asymptotiques sont proposés :

$$\lambda_{\perp} = \epsilon \cdot \lambda_f + (1 - \epsilon) \cdot \lambda_s \quad \frac{1}{\lambda_{//}} = \frac{\epsilon}{\lambda_f} + (1 - \epsilon) \frac{1}{\lambda_s} \quad (1.1)$$

avec λ_f , λ_s et ϵ respectivement la conductivité fluide, la conductivité solide et la porosité. Par la suite, les travaux de M. Miller [50] et de Z. Hashin et S. Shtrikman [51] se sont appliqués au développement de modèles analytiques intégrant la discontinuité des phases et R. Landauer [52] a proposé une formulation très générale qui s'affranchit de l'hypothèse d'interconnection d'une des deux phases. Cependant, ces modèles ne sont pas réellement applicables aux mousses à porosité ouverte. Il est à noter que la conductivité équivalente dépend uniquement de la porosité. C'est alors que, vers la fin des années 90, de nouveaux travaux proposent une grande variété de modèles reposant sur la résolution du problème sur une cellule unitaire. La structure de la mousse est supposée idéale et est décrite par un motif unitaire qui se répète à l'infini. La conductivité équivalente est alors calculée comme la somme des résistances thermiques équivalentes du milieu discrétisé en un nombre fini de tranches. Ce principe a été appliqué pour différentes géométries de cellules. Par exemple, une cellule cubique 3D a été traitée par J. W. Paek et al. [53] tandis que C. T. Hsu et al. [54] ont considéré un empilement de sphère. De plus, il a été largement démontré que les mousses à porosité ouverte peuvent être assimilées à des formes polyhédriques comme le tétrakaidécaèdre (Cellule de Kelvin). Sur une géométrie 2D, V. V. Camlidi et al. [55] ainsi que R. Bhattacharya et al. [56] ont proposé un modèle semi-analytique qui considère un milieu poreux polyhédrique à nœuds carrés ou sphériques. K. Boomsma et D. Poulikakos [57] ont étendu ce dernier modèle à la troisième dimension en considérant des brins cylindriques. Ces modèles ont été validés par comparaison à des mesures expérimentales réalisées sur des mousses en aluminium de très haute porosité (>95%) avec une phase fluide constituée d'air ou d'eau. À ce moment, la conductivité équivalente ne dépend plus uniquement de la porosité mais aussi des autres paramètres géométriques.

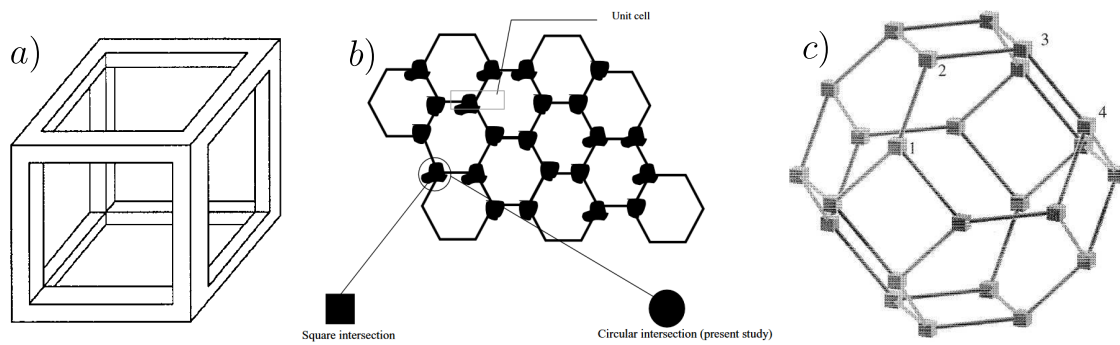


FIGURE 1.6 – Approche par cellule unitaire : a) cellule cubique 3D [53] b) Polyhédre 2D [55] c) Cellule de Kelvin 3D [57]

Caractérisation par l'expérience

Afin d'apporter une compréhension complémentaires aux études précédentes, le développement d'une caractérisation de la conductivité thermique équivalente de mousses par la voie expérimentale n'apparaît que vers la fin des années 2000. Cela a permis de valider ou non les modèles théoriques proposés et, surtout, de permettre la définition des domaines de validité des bases théoriques développées. Les méthodes de caractérisation les plus utilisées sont similaires à celle de la plaque chaude gardée. L'échantillon poreux est placé entre une plaque métallique chauffée et une plaque métallique refroidie. Au stationnaire, la mesure du flux traversant le système et la connaissance du gradient de température appliqué, il est possible d'estimer la conductivité "effective" du milieu homogène. De façon générale, la littérature offre une myriade d'études appliquées aux mousses à porosité ouverte [55, 58–63]. Cependant, ces dernières concernent principalement les mousses métalliques et encore plus particulièrement en aluminium ou des alliages (FeCrAl/NiCrAl) [64, 65] et restent dans des conditions expérimentales ambiantes avec ou sans phase fluide. Il est à noter que d'autres méthodes de caractérisation en régime transitoire comme la méthode flash ou la méthode de la plaque chaude transitoire permettent également l'identification d'un comportement équivalent du milieu et ont été appliquées à de nombreux alliages métalliques. La fig. 1.7 a), issue du travail de R. Wulf et al. [61], rassemble quelques conductivités mesurées, avec les trois méthodes de caractérisation les plus couramment utilisées, en fonction de la porosité. Dû aux hautes porosités, le ratio conductivité équivalente sur la conductivité solide est toujours très faible.

Cet apport de l'expérience, en plus de l'aspect validation des relations théoriques et modèles semi-analytiques développés en amont, a permis le développement de corrélations empiriques. De nombreux auteurs comme M. A. Schuetz et L. R. Glicksmann [68] proposent des lois liant la conductivité effective aux propriétés géométriques et thermiques tandis que d'autres auteurs comme R. Singh et H. S. Kasana se basent sur les conductivités parallèles ou perpendiculaires (cf. eq. (1.1)). Un

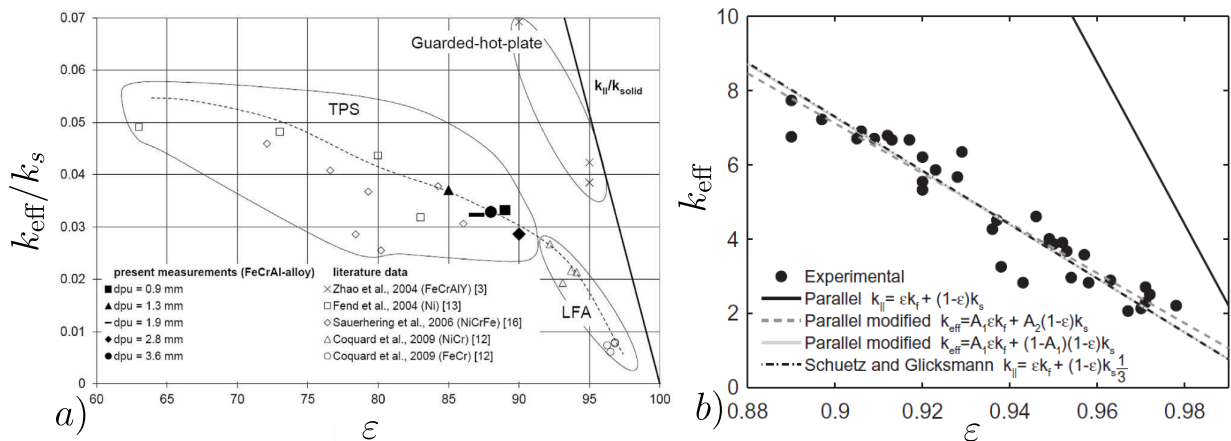


FIGURE 1.7 – Comparaison de mesures de conductivité équivalente de mousses métalliques à température ambiante avec trois techniques de caractérisations, figure issue de [61] qui rassemble les résultats obtenus par C. Y. Zhao et al. [58] (Guarded-hot-plate=plaque chaude gardée), T. Fend et al. [20] et J. Sauerhering et al. [66] (TPS=plan chaud transitoire) et R. Coquard et al. [67] (LFA=méthode flash) b) Comparaison de conductivités thermiques effectives prédites à partir d’un modèle parallèle [68] et de mesures expérimentales, figure issue de [49]

exemple représentatif de ce type d’étude est visible sur la fig. 1.7 b). L’idée est évidemment de réduire l’écart quadratique moyen entre la loi proposée et les mesures réalisées par l’identification de coefficients d’ajustement. Ici aussi, une riche littérature existe et ne sera pas détaillée. Le lecteur intéressé peut se référer aux reviews de D. Baillis et R. Coquard [69] ou P. Ranut [49] qui proposent une liste très exhaustive de l’ensemble des lois proposées.

Caractérisation par le numérique

Dans le même temps, nous observons l’apparition d’études complémentaires où la conductivité effective est déterminée à partir de la résolution 3D du problème par des méthodes déterministes (volumes finis ou éléments finis) réalisées par des solveurs développés en laboratoire ou des solveurs commerciaux. Comme réalisé par W. Pabst et al. [70], les auteurs emploient principalement une méthode semblable à la plaque chaude. Cette estimation par voie numérique se développe notamment grâce à l’amélioration des puissances de calcul, des algorithmes de génération numérique de mousses 3D comme les méthodes de tessellation de Voronoi [71–73] et de la reconstruction géométrique de mousses réelles par la micro-tomographie par rayons X [74–76]. L’intérêt principal de ce type de procédures est de permettre d’identifier plus finement l’influence de propriétés géométriques du milieu poreux. Par exemple, Z. Li et al. [77] ont employé le diagramme de Voronoi pour générer des mousses à porosité fermée et ont appliqué la méthode des volumes finis pour résoudre la conduction dans la phase solide. Ces derniers ont alors étudié la non-uniformité géométrique des épaisseurs des parois cellulaires. La même procédure a été appliquée par J. Randrianalisoa et

al. [78] pour des mousses à porosité ouverte et ils ont pu trouver un bon accord par comparaison avec des résultats obtenus expérimentalement et par calcul numérique à partir de mousses tomographiées. De plus, R. Wulf et al. [61] ont utilisé la méthode de Lattice-Boltzmann sur des géométries de mousses en FeCrAl-alloy obtenues par tomographie et ont aussi constaté un bon accord avec des mesures issues de l'expérience. Enfin, M. Mendes et al. [79] ou R. Coquard et al. [76] appliquent la

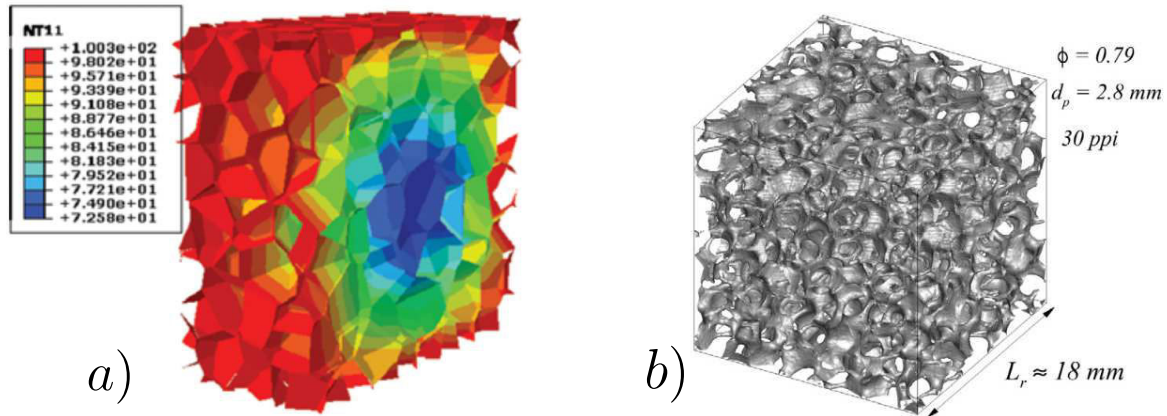


FIGURE 1.8 – a) Champs de température dans une mousse métallique à porosité fermées générée numériquement par le diagramme classique de Voronoi [77] b) Comparaison de conductivités thermiques effectives prédites à partir d'un modèle parallèle [68] et de mesures expérimentales, figure issue de [49]

méthode des volumes finis sur des mousses métalliques et céramiques tomographiées (cf. fig. 1.8 b)) et proposent des lois reliant la conductivité effective aux conductivités parallèles et perpendiculaires comme réalisé auparavant à partir d'expériences réelles.

Cependant, la plupart de ces études se concentrent majoritairement sur les mousses métalliques et se placent à des niveaux de températures où les transferts par rayonnement peuvent être négligés. Ainsi, étant donné les niveaux de températures où les mousses céramiques/métalliques sont utilisées, de nombreux auteurs se sont intéressés à la description des transferts radiatifs.

1.4.2 Caractérisation des propriétés radiatives

Le comportement radiatif des mousses à hautes porosités a fait l'objet d'un effort considérable sur cette dernière décennie. Il est possible de trouver un large éventail des méthodes développés et des travaux réalisés dans l'ouvrage de L. Dombrowski et D. Baillis[80] ou dans différentes reviews réalisées en collaboration entre cette dernière et d'autres auteurs comme J. F. Sacadura [81], J. Randrianalisoa [82] ou encore R. Coquard [83]. Dans la grande majorité des cas, le transfert par rayonnement est traité indépendamment des autres modes de transferts. De plus, ces études, comme pour la conduction, cherchent à identifier des grandeurs représentatives du milieu homogénéisé.

Au début des années 2000, de nombreux auteurs comme T. J. Hendricks et J. R. Howell [84], C. Y. Zhao et al.[85], C. J. Tseng et K. T. Kuo [86] ou encore D. Baillis et al.[87] réalisent une estima-

tion spectrale de ces propriétés à partir de mesures obtenues par spectromètre (FTIR). La procédure d'identification est basée sur la mesure de la réflectance et de la transmittance. L'inversion de l'Équation de Transfert Radiatif (ETR) permet alors de remonter aux propriétés équivalentes du milieu poreux qui est alors assimilé à un milieu semi-transparent défini par les coefficients d'extinction, d'absorption, de diffusion et la fonction de phase.

En raison des savoir-faires existants en ce qui concerne l'obtention de la géométrie 3D complexe des mousses (Voronoi/tomographie), une grande majorité des études sont alors soit théoriques soit complètement numériques. Évidemment, nous retrouvons une comparaison avec l'expérience pour venir confirmer les modèles développés. La grande dimension des tailles caractéristiques du milieu poreux (brins, cellules etc ...) devant les longueurs d'ondes impliquées permet l'application de l'approximation de l'optique géométrique tandis que les grandes distances séparant les diffuseurs (brins) permettent l'application de l'hypothèse de diffusion indépendante. Par ailleurs, R. Coquard et al. [88] ont démontré que cette dernière hypothèse est très satisfaisante pour des porosités supérieures à 85%.

Lorsqu'il s'agit d'études théoriques, des structures simplifiées basées sur quelques propriétés géométriques comme la taille des brins et des jonctions sont traitées. Comme pour l'étude des transferts par conduction, le modèle est appliqué sur une cellule unitaire 3D qui se répète à l'infini. Une cellule est assimilée à un nombre fini de particules de forme simple qui interagissent avec le rayonnement de façon indépendante. Il est alors possible d'écrire directement une relation entre les différentes propriétés radiatives et les propriétés structurales. À l'origine, un premier modèle théorique a été proposé par D. Doermann et J. F. Sacadura [89] pour des mousses de carbone. Par la suite, d'autres auteurs utilisent la même procédure sur d'autres structures comme des dodécaèdres ou des tétra-kaidécaèdres [83, 90, 90–93].

Cependant, l'aspect "idéliste" des structures utilisées pour ces précédents modèles ne peut prendre

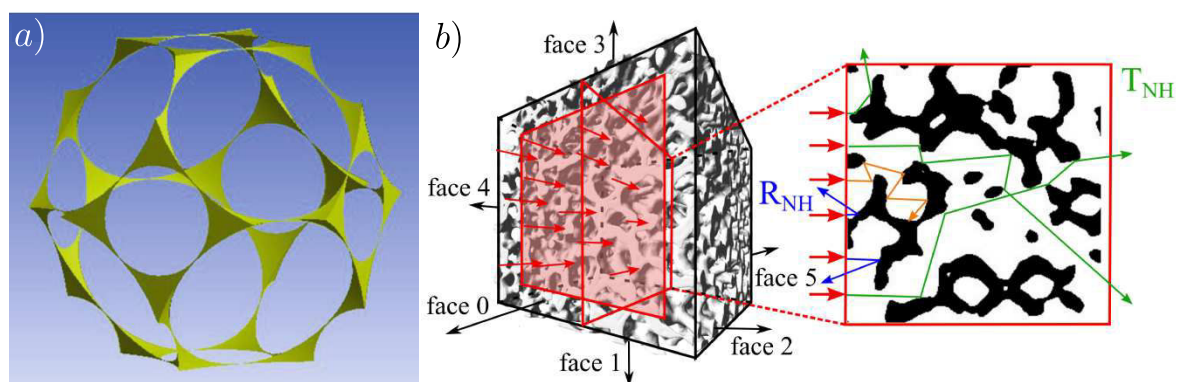


FIGURE 1.9 – a) Structure unitaire cubique centrée étudiée par J. E. Li et B. Wang [91] b) Caractérisation de propriétés radiatives par une méthode de lancer de rayon appliqué par S. Guévelou [7]

en compte les irrégularités géométriques des mousses à haute porosité composées de cellules aux

formes et tailles irrégulières. Par la suite, de nombreux auteurs s'intéressent donc uniquement à des mousses tomographiées ou générées numériquement et traitent l'estimation des propriétés radiatives par des méthodes de suivi de rayons. B. Zeghondy et al. [94, 95] sont alors les premiers à proposer une procédure appliquée à des mousses de mullite numérisées par tomographie. Pour se faire, ils ont employé la Radiative Distribution Function Identification (RDFI) proposée et validée expérimentalement quelques années auparavant par M. Tancrez et J. Taine[96] pour l'étude d'un empilement de sphères. L'idée principale est d'échantillonner aléatoirement un grand nombre de rayons au sein de la phase fluide et d'observer la distribution des distances parcourues par ces derniers au sein de la phase fluide. Ces auteurs montrent par exemple que la carte des distances parcourues peut être reliée aux propriétés radiatives du milieu homogène. D'autres auteurs s'intéressent à la méthode. Par exemple, J. Petrasch et al. [97] l'applique sur des mousses céramiques et s'intéressent notamment à l'influence du mode de réflexion (spéculaire/diffus) à l'interface solide/fluide sur les propriétés radiatives. M. Loretz et al. [98], quant à eux, s'inspirent des méthodes expérimentales basées sur la mesure de transmittance et proposent une méthode numérique originale. À partir d'images tomographiques d'un échantillon d'épaisseur h , le coefficient d'extinction peut être calculé à partir uniquement de la connaissance de τ_{slab} , la quantité de photons traversant le milieu poreux sans être absorbé comme représenté sur la fig. 1.9 b). En appliquant la loi de Beer :

$$\beta = -\frac{\ln(\tau_{\text{slab}})}{h} \quad (1.2)$$

Le paramètre τ_{slab} peut donc être obtenu par la simulation du chemin parcouru par les photons à l'aide d'une méthode de Monte-Carlo. Des études récentes, sur le principe de suivi de rayons, proposent des méthodes similaires comme dans les travaux de S. Haussener et al. [99], P. Parthasarathy et al. [100] J. Randrianalisoa et D. Baillis [101] ou encore R. Coquard et al. [102] sur des milieux principalement métalliques. Cependant, les inconvénients principaux de ce type de méthodes résident dans la nécessité de disposer d'équipement lourd (tomographe-X), de ressources informatiques importantes et l'hypothèse de diffusion indépendante. De plus, des hypothèses sont toujours nécessaires quant au traitement de la réflexion à l'interface et assez peu de validations expérimentales à haute température sont réalisées.

De plus, comme cela est montré à travers ce bref aperçu de recherches récentes, la caractérisation des transferts radiatifs au sein de ces milieux ainsi que la modélisation associée sont bien souvent traitées indépendamment des autres modes de transport de chaleur. La réalisation d'un couplage multi-physique est souvent complexe et peut demander des temps de calculs importants lorsqu'il est question de résoudre finement les transferts par rayonnement même sur un milieu homogène. Une fois les propriétés radiatives identifiées, si le milieu peut être supposé optiquement épais (épaisseur optique très grande devant 1), on préférera recourir à l'approximation de Rosseland [69, 103]. Le

rayonnement est alors assimilé à un transfert conductif et une conductivité radiative k_{rad} est alors définie comme :

$$k_{\text{rad}} = \frac{16\sigma_{\text{SB}}T_m^3}{3\beta_{\text{R}}} \quad (1.3)$$

avec σ_{SB} la constante de Stefan-Boltzmann, T_m la température moyenne du milieu et β_{R} le coefficient d'extinction de Rosseland. L'avantage de cette formulation est sa simplicité d'implémentation tandis qu'elle présente l'inconvénient principal de reposer sur de fortes hypothèses. Selon les applications, elle n'est pas toujours applicable. R. Coquard et al. [88] se sont intéressés à cet aspect et ont démontré que, pour des épaisseurs optiques supérieures à la centaine, l'écart entre l'approximation de Rosseland et la méthode des ordonnées discrètes reste strictement inférieur à 4%. Dans, cette même étude, une confrontation entre une conductivité radiative expérimentale mesurée par méthode flash et une conductivité radiative calculée à partir de modèles théoriques (cellule de Kelvin structurée) est réalisée. Les auteurs montrent un assez bon accord entre les deux approches et démontrent que l'étude d'une structure de Kelvin simple est représentative de mousses métalliques. À l'inverse, d'autres auteurs comme M. Mendes et al. [104] étendent le principe de la plaque chaude gardée à la haute température et démontrent, pour le cas de mousses métalliques à grande taille de pores, une limite de l'approximation de Rosseland. Le coefficient d'extinction est identifié par méthode de suivi de rayons à partir de la tomographie réelle et est utilisé pour alimenter un modèle radiatif basé soit sur l'approximation de Rosseland soit sur la résolution de l'ETR. Comme représenté sur la fig. 1.10, un bon accord est trouvé entre ce dernier modèle et l'expérience tandis que l'approximation de Rosseland entraîne une sur-estimation de la conductivité radiative. De plus, l'écart entre les deux modèles augmente avec l'augmentation de la taille des pores.

Ainsi, afin d'apporter des réponses quant à la validité du modèle choisi pour estimer la conductivité radiative équivalente, ces mêmes auteurs ont traité la méthode de la plaque chaude par une approche complètement numérique [105]. La résolution du problème est réalisée par de nombreux modèles simplifiés différents (couplage ou non, milieu homogène, Rosseland ...) qui sont comparés à un modèle référence basé sur la géométrie réelle. Ils mettent très clairement en évidence les avantages et inconvénients de chacune en terme de temps de calcul et de précision et selon différents paramètres du problème comme l'émissivité de paroi ou les gradients de températures. Très récemment (2018), V. Patel et al. [106] appliquent les outils numériques développés précédemment par M. Mendes et al. [105] et les appliquent à l'étude de cellules de Kelvin structurées. Des lois empiriques sont proposées afin de simplifier le travail de modélisation. Enfin, G. Vignoles [107] puis G. Vignoles et A. Ortona [108] développent et valident une méthode stochastique conducto-radiative applicable en trois dimensions. L'idée est de suivre des porteurs d'enthalpie qui "marchent" alternativement en conduction ou en rayonnement selon la phase solide ou fluide que ces derniers occupent.

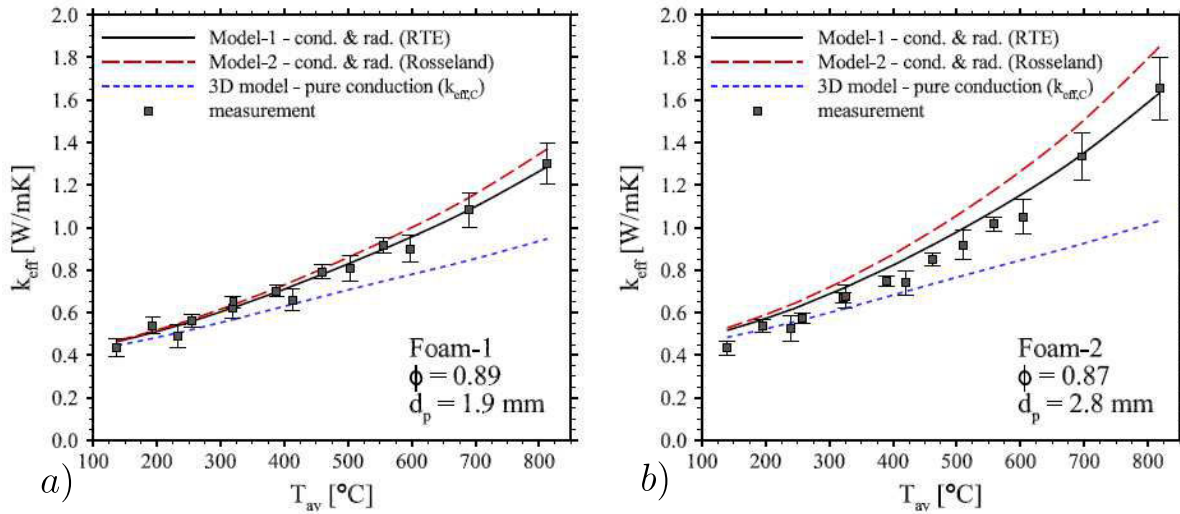


FIGURE 1.10 – Comparaison numériques et expérimentales de conductivités thermiques totales en fonction de la température de mousse FeCrAl : a) Mousse-1 $d_p = 1.9\text{mm}$ b) Mousse-2 $d_p = 2.8\text{mm}$

La position moyenne des marcheurs à l’atteinte du régime établi permet le calcul de la conductivité équivalente du milieu traité. Cette méthode a été appliquée à des mousses métalliques, des mousses céramiques et des fibres à la fois générées numériquement ou obtenues par tomographie. Ici aussi, des lois empiriques sont proposées.

1.4.3 Caractérisation de milieux participant par méthode transitoire

Cependant, comme cela a été explicité dans la review de D. Baillis et R. Coquard [83] ou comme nous venons de l’entrevoir ici, la caractérisation par l’expérience des propriétés conductives et radiatives de mousses solides à haute température reste un problème ouvert. Il apparaît alors nécessaire de développer des outils adaptés aux températures d’utilisation de ces milieux pour permettre, à l’avenir, une validation des modèles théoriques et numériques déjà étudiés. Une des principales difficultés de ce type d’étude expérimentale est évidemment l’environnement "hostile" lié aux hautes températures. Une seconde réside dans la difficulté à séparer les différents modes de transferts. Comme nous l’avons vu, les propriétés radiatives sont estimées indépendamment des autres physiques et servent à alimenter des modèles qui sont eux couplés. La qualité de la description physique est alors réalisé par comparaison à l’expérience à travers la conductivité équivalente.

Cette incapacité à séparer l’apport des différents modes de transfert de chaleur est liée à la méthode de caractérisation employée. Lorsqu’il est question de caractérisation thermique, il convient de distinguer deux grands groupes de méthodes : celles basées sur le régime permanent et celles

basées sur le régime transitoire. Les premières, comme par exemple celle de la plaque chaude vue précédemment, ne permet l'identification que d'une unique grandeur thermique équivalente. Les secondes permettent, en théorie, l'identification simultanée de plusieurs grandeurs. C'est pourquoi elles sont généralement favorisées. L'idée principale consiste à appliquer une excitation thermique (flux ou température) sur un échantillon à l'équilibre thermique et de mesurer l'évolution transitoire de la température. En parallèle, un modèle thermique tente de décrire le processus expérimental utilisé tandis qu'un algorithme d'inversion cherche le jeu de paramètres qui minimise l'écart modèle/expérience.

Dans ce domaine une très riche littérature est existante que ce soit en terme de méthodes, de

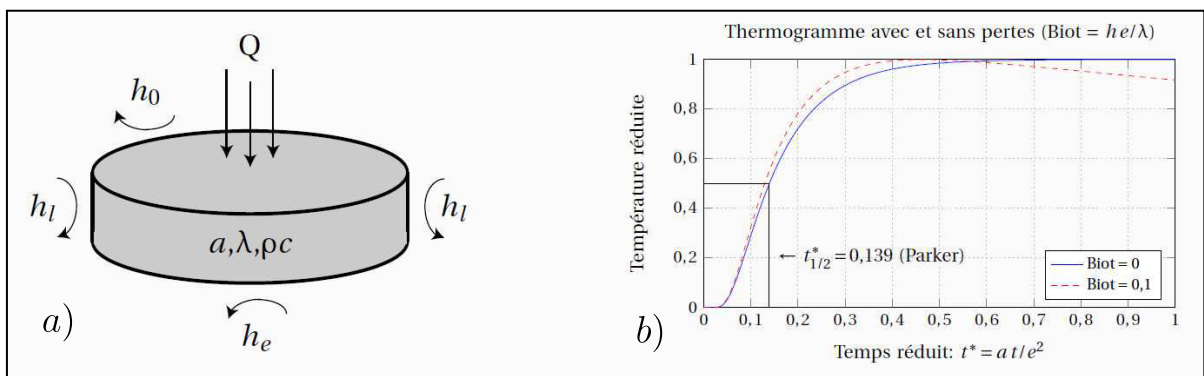


FIGURE 1.11 – Principe de la méthode Flash classique : a) Schéma échantillon avec flux déposé et pertes latérales b) Réponse en face arrière (thermogramme) avec et sans pertes. Figure issue de la thèse de Y. Souhar [109]

procédés expérimentaux ou d'algorithmes d'inversions [110, 111]. Le choix de la méthode est déterminé par la nature du matériau, ses dimensions, la gamme de conductivité traitée ou encore la gamme de température désirée. Parmi celles dites transitoires, la méthode flash présente un intérêt particulier lorsqu'il s'agit d'étudier des milieux semi-transparents. Initialement introduite par W. J. Parker [112] en 1961, elle consiste à déposer un flux de chaleur dans un temps très court sur la face avant de l'échantillon tandis que la mesure transitoire de la température est réalisée sur la face arrière. À l'origine, elle a été développée pour l'étude de matériaux opaques et était basée sur un modèle thermique très simple (conduction 1D pas de pertes) puis a été reprise et améliorée dans le travail de thèse de A. Degiovanni [113]. Depuis, elle a été adaptée selon les besoins comme pour la caractérisation de matériaux anisotropes [109, 114], de barrières thermiques (faibles épaisseurs) [115] ou encore la fracturation de météorites [116]. Cependant, la plupart des études concernent la caractérisation de matériaux opaques. Cela se justifie par la difficulté liée à la résolution de l'ETR, son couplage avec les autres modes de transferts et l'obtention rapide de la solution transitoire. En 1995 et pour la première fois, S. André et A. Degiovanni [117] proposent un modèle semi-analytique couplé (absorbant/émetteur et non gris) et démontrent la possibilité de séparer les deux modes de transports. Ils identifient alors la conductivité dite "phonique" (transfert par les

phonons) de verres solides. Des adaptations du modèle permettent de traiter par la suite des matériaux semi-transparents soit purement absorbants soit purement diffusants [118]. Par la suite, M. Lazard [119] étend la caractérisation aux milieux absorbant-émettant et diffusant de façon isotrope voir anisotrope. Elle montre, à travers une étude appliquée à l'émissivité de parois, qu'il est possible d'estimer la conductivité phonique des verres solides étudiés mais que la caractérisation d'une grandeur radiative reste complexe dû aux faibles sensibilités associées. Sur des verres liquides (environ 1000 °C), V. Schick et al. [120, 121] démontrent la faisabilité de l'estimation. Cette dernière passe nécessairement par la prise en compte de la thermique liée au creuset recueillant le liquide et, de ce fait, d'une modélisation 3D du problème thermique couplé. Cependant, les modèles développés ne sont applicables que pour des verres présentant une épaisseur optique forte ou faible. Ainsi, pour s'affranchir d'une seconde expérience identifiant les propriétés radiatives équivalentes des verres liquides, J. Meulemans [122] met au point un modèle couplé 3D qui résout l'ETR par la méthode des harmoniques sphériques et qui permet, en théorie, d'estimer simultanément la conductivité phonique et le coefficient d'absorption (milieu non-diffusant). Un bon accord en terme de précision et de valeur identifiées a été trouvé par comparaison avec la littérature concernant la conductivité phonique. Cependant, il a noté une faible précision quant à l'estimation des propriétés radiatives. À notre connaissance, la caractérisation des milieux poreux présentant un comportement semi-transparent est assez peu traité, au regard de la littérature, par la méthode flash. M. Niezgoda [123] a appliqué la méthode flash pour la caractérisation de la conductivité phonique de milieux poreux multi-constituants. Le modèle développé s'inspire des travaux de M. Lazard [124] et est appliqué plus particulièrement à l'étude d'un aérogel de silice (super-isolant composé à 98% d'air) et du WDS (isolant thermique, porosité 90%). Ces derniers présentent un comportement semi-transparent évident que ce soit par mécanisme d'absorption ou de diffusion pure. Cependant, M. Niezgoda montre l'impossibilité d'une estimation simultanée des différents paramètres thermiques [125]. Ainsi, il recourt à une mesure par spectroscopie (coefficient d'absorption) et une méthode de lancer de rayons (méthode de suivi de rayons). Ces paramètres sont injectés dans le modèle et un bon accord avec la réponse flash est trouvé [126] par une estimation portant uniquement sur la conductivité phonique.

Enfin, très récemment R. Coquard et al. [67] présentent une étude flash sur des mousses composées de NiCrAl, FeCr-alloy, mullite et zirconie comportant de hautes porosités (>90%) et faibles tailles de pores (<1.2mm ou 60PPI). Le modèle couplé résout l'ETR grâce à la méthode des ordonnées discrètes. Ils parviennent, pour la première fois, à une estimation simultanée de la conductivité phonique équivalente, du coefficient d'extinction et de l'albédo de diffusion, soit une propriété de conduction et deux propriétés radiatives pour des températures comprises entre l'ambiante et 400 °C. Ils montrent la pertinence de la démarche par l'observation de corrélations cohérentes entre les

propriétés identifiées et les propriétés structurales. Cette étude ouvre de nombreuses possibilités quant aux matériaux poreux, géométries et niveaux de températures à découvrir.

1.5 Conclusion

Nous avons présenté, au travers de ce chapitre introductif, quelques éléments d'un contexte énergétique complexe qui est particulièrement caractérisé par une hausse croissante de la consommation d'énergie mondiale couplé par des problématiques écologiques qui sont, elles, liées à une production issue d'énergies fossiles non-renouvelables et émettrices de dioxyde de carbone. Cela pousse le marché énergétique mondial à se tourner vers de nouvelles solutions soit par l'optimisation des systèmes actuels (réduction des pertes)(1) soit par une production d'énergie "plus propre" (2) ou encore par la récupération des chaleurs fatales (3).

Les mousses solides céramiques apparaissent alors, au travers des applications présentées, comme particulièrement intéressantes en raison des nombreuses avantageuses propriétés thermiques, mécaniques, optiques ou encore chimiques qu'elles présentent. Elles sont notamment utilisées pour la catalyse, comme échangeur ou comme brûleur (1). Cependant, nous avons vu que la recherche et le développement a mobilisé un effort particulier quant à l'étude de ces milieux comme récepteur de flux solaire concentré dans les tours solaires (2). En effet, venues concurrencer les absorbeurs surfaciques, ces mousses présentent des propriétés structurales (porosité, diamètre de pores, absorptivité ...) qui permettent une récupération très importante du flux radiatif. Elles sont donc à même d'être utilisée comme récupérateur des flux radiatifs perdus dans des procédés industriels réalisés à haute température tel que la sidérurgie, la cimenterie, la métallurgie ou encore l'industrie verrière (3).

Nous avons mis en évidence les conclusions récentes établies dans le domaine du solaire thermique. L'optimisation actuelle des systèmes ne peut être réalisée que par l'optimisation des propriétés géométriques, thermiques et optiques des milieux poreux selon le procédé ciblé. Ainsi, la recherche s'est attelée et s'attèle encore actuellement au développement d'outils théoriques, expérimentaux et numériques nécessaires à une meilleure compréhension/quantification du lien entre les propriétés intrinsèques des poreux et transferts de chaleur au sein de ces milieux.

En ce domaine, le problème est généralement simplifié par l'hypothèse du milieu homogène. L'idée est donc de décrire le milieu poreux complexe par un milieu plus simple basé sur la définition de propriétés équivalentes quantifiant les échanges thermiques constatés. Nous avons montré que cela peut être réalisé par des outils à la fois théoriques, numériques et expérimentaux et de nombreux auteurs ont proposé des corrélations et modèles liant les caractéristiques géométriques de poreux à une conductivité dite équivalente. Cependant, dû à la complexité liée à la modélisation des transferts couplés ou à la mise en place de mesures réalisées à hautes température, le nombre d'études

reste encore faible et un besoin d'outils de caractérisation à la fois numérique et expérimentale persiste. De plus, peu de travaux concernent les mousses céramiques (plutôt métalliques) et traitent des gammes de températures supérieures à 400 °C.

De plus, nous avons montré que les études s'intéressant tout de même à ce type de transfert thermique sont limitées par la capacité à séparer les modes de transferts de chaleur présents. Cela est dû au caractère établi des méthodes utilisées. La grandeur généralement estimée reste une conductivité thermique apparente qui tient compte de l'ensemble des transferts au sein du milieu poreux. Ainsi, l'estimation de la contribution purement phonique est souvent réalisée à partir de la grandeur apparente estimée et dépend du choix de l'approximation utilisée pour le calcul d'une conductivité radiative. Cela nécessite l'emploi d'une seconde méthode qui est soit numérique (lancer de rayons) soit expérimentale (spectroscopie). Dans les deux cas, cela nécessite de lourds équipements comme un micro-tomographe à rayon X ou un banc de spectroscopie haute température.

La méthode flash, par son caractère transitoire, semble être une méthode aussi adaptée à l'estimation d'une grandeur apparente mais surtout, permet une identification simultanée des contributions conductives et radiatives. Pour cela, il faut être en mesure de décrire précisément et rapidement le transfert couplé conducto-radiatif prenant place dans un milieu homogène équivalent. Ce point a fait l'objet d'une étude détaillée qui sera développé dans le chapitre suivant.

Selon les matériaux et la configuration expérimentale étudiés, une estimation simultanée est réalisable ou non. Les outils apportés par le domaine de l'inversion sont fondamentaux dans l'analyse des paramètres estimés. Nous tâcherons donc de décrire dans le Chapitre 3 la procédure expérimentale développée, la procédure et la stratégie d'inversion employées ainsi qu'une critique/validation des résultats obtenus.

La difficulté d'une simulation multi-physique directement en géométrie hétérogène est souvent liée à des temps de calculs très coûteux et à la prise en compte d'une géométrie 3D complexe. Ainsi nous proposons une méthode de résolution couplée et rapide par une méthode de Monte-Carlo. Cette dernière, développée dans le chapitre 4, est utilisée afin de caractériser de façon complètement numérique le comportement conducto-radiatif de milieux poreux par une méthode flash dite "numérique".

Enfin, afin d'apporter de premiers outils quant aux couplages conducto-advectif (convection forcée) et tendre vers l'application absorbeur/échangeur pour les chaleurs fatales (infra-rouge), nous proposons une procédure de caractérisation de propriétés thermiques au sein d'un milieu poreux soumis à un écoulement d'air dans le Chapitre 5.

MODÈLE DIRECT D'UN PROBLÈME COUPLÉ CONDUCTO-RADIATIF : DÉVELOPPEMENT ET STRATÉGIE

Sommaire

2.1	Modélisation du transfert thermique	30
2.1.1	L'équation de la chaleur	31
2.1.2	Transfert par conduction	31
2.1.3	Transfert par rayonnement	31
2.2	Développement d'un code de calcul du transfert couplé	37
2.2.1	Introduction : Méthodes de résolutions numériques de l'ETR	38
2.2.2	Discrétisation angulaire de l'espace : Méthode deux flux	40
2.2.3	Méthodes approchées : les harmoniques sphériques ou méthode PN	42
2.2.4	Méthode statistique : Méthode de Monte Carlo	45
2.3	Validation et Résultats	63
2.3.1	Cas 1 : Problème 1D stationnaire en géométrie cartésienne	63
2.3.2	Cas 2 : Problème 2D transitoire en géométrie cartésienne	65
2.3.3	Cas 3 : Problème 1D transitoire en géométrie cylindrique	67
2.3.4	Cas 4 : Méthode Flash 1D	69
2.3.5	Cas 5 : Méthode Flash 2D	72
2.4	Synthèse : Stratégie et choix	74

Comme nous venons de le souligner, la caractérisation des propriétés thermiques de matériaux peut être réalisée grâce à une grande variété de méthodes. Lors de ce processus de caractérisation, l'identification des phénomènes physiques impliqués et la construction d'un modèle direct associé qui soit le plus proche possible de l'expérience constitue deux étapes fondamentales. Ce chapitre s'attache à présenter succinctement quelques bases théoriques nécessaires à la compréhension de cette étude. Dans un second temps, nous proposons une résolution du problème direct par le développement de trois modèles. Enfin, grâce à l'étude de différents cas de validation, nous analysons les avantages et inconvénients de chacune des approches afin de cibler la résolution la plus pertinente.

2.1 Modélisation du transfert thermique

De manière générale, conduction, convection et rayonnement représentent les trois modes de transfert de la chaleur. Lors de l'étude d'un milieu hétérogène, ces différents modes dans chacune des deux phases solide et/ou fluide est à considérer. Nous pouvons les lister de la façon suivante :

- **Le transfert par rayonnement (fluide et/ou solide)** : Les mousses céramiques sont souvent utilisées pour des applications à hautes températures (entre 600°C et 1000°C). Pour des niveaux élevés de températures, le rayonnement thermique prend une part prépondérante dans les transferts de chaleur. Si le matériau composant la matrice solide est opaque, le transfert radiatif n'a lieu qu'au travers de la phase fluide [98]. Dans le cas contraire, ce dernier est présent dans les deux phases [127].
- **Le transfert par conduction (solide et/ou fluide)** : La forte porosité des mousses réduit la conduction dans la phase solide. Cependant, des céramiques telles que le SiC et le SiSiC étant très bonnes conductrices de chaleur, le transfert par conduction est souvent considéré. Ce constat est beaucoup moins clair pour la phase fluide. Plutôt isolante, certains travaux la négligent [67] tandis que d'autres démontrent son apport [128, 129]. Plus généralement, la contribution de ce mode de transport est à déterminer et dépend principalement des conditions expérimentales, des propriétés géométriques et thermiques du milieu étudié.
- **Le transfert par convection naturelle (fluide seulement)** : Dans la phase fluide, un échange convectif peut avoir lieu. Cependant, dans le cas de faibles gradients thermiques et de tailles de pores millimétriques, la convection naturelle peut être négligée [123, 130]. Elle est presque toujours négligée devant les autres modes de transport. De plus, la procédure expérimentale présentée par la suite sera sous vide. Ainsi, aucuns phénomènes convectifs (forcé et naturel) ne sont considérés.

2.1.1 L'équation de la chaleur

Considérons un milieu homogène équivalent traversé par des flux de nature conductive et radiative. L'équation de la Chaleur (EC) ou équation de la conservation de l'énergie relie la variation temporelle du champ de température du milieu à la divergence du vecteur densité de flux total [131]. Cette équation s'écrit :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_{\text{tot}} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{q}_c + \vec{q}_r) \quad (2.1)$$

avec ρ la masse volumique, C_p la capacité thermique massique, T la température, t le temps, \vec{q}_{tot} le vecteur densité de flux total, \vec{q}_c le vecteur densité de flux conductif et \vec{q}_r le vecteur densité de flux radiatif. La conduction et la convection à travers la phase fluide sont ici négligées.

2.1.2 Transfert par conduction

La conduction (ou diffusion thermique) est générée par une différence de température entre deux régions d'un milieu continu. Elle s'explique par la transmission de proche en proche de l'énergie cinétique moyenne. Elle ne produit aucun déplacement global de matière à l'échelle macroscopique, elle est basée sur les vibrations du réseau cristallin par l'intermédiaire des phonons et par les électrons de conduction. L'hétérogénéité de l'agitation moléculaire entraîne une transmission de l'énergie cinétique d'un atome (ou d'une molécule) vers son voisin. Ainsi, le transfert de chaleur est réalisé des zones les plus chaudes vers les zones les plus froides. En 1822, J. Fourier [132] exprime la loi liant la densité de flux au gradient de température tel que :

$$\vec{q}_c = -\lambda_c(T) \vec{\nabla} T \quad (2.2)$$

avec λ_c la conductivité thermique du milieu continu.

Cette grandeur quantifie l'importance de la densité de flux par conduction devant une hétérogénéité ou gradient thermique. Par la suite, nous supposons que cette dernière est indépendante de la température ($\lambda_c(T) = \lambda_c$) à la température de caractérisation considérée. Cette hypothèse sera justifiée plus tard avec la présentation du principe de la méthode flash. De plus, nous supposons aussi que le milieu est isotrope. Nous pouvons alors nous ramener à une simple valeur scalaire pour représenter ce mode de transfert dans toutes les directions de l'espace.

2.1.3 Transfert par rayonnement

La luminance

Un milieu à une température supérieure au zéro absolu émet des ondes électromagnétiques. À l'échelle atomique ou moléculaire, le lien entre rayonnement et matière s'explique par une transi-

tion de l'état énergétique de l'atome (lié à configuration électronique) ou de la molécule (rotation et vibration). L'absorption et l'émission (spontanée ou induite) représentent les deux mécanismes de changement de niveau d'énergie par voie radiative (d'autres processus, non radiatifs, peuvent être à l'origine d'un changement de niveau). La particularité de ce mode de transfert est qu'il se propage sans la nécessité d'un support matériel que ce soit dans le vide ou même au sein de la matière.

La description des transferts par rayonnement est riche de nombreux formalismes. Ainsi, le physi-

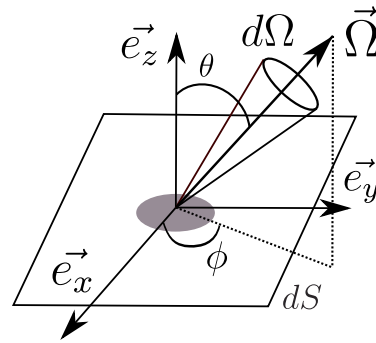


FIGURE 2.1 – Définition de la luminance

icien peut étudier ce dernier en considérant les échanges énergétiques au travers de la propagation d'ondes électromagnétiques (approche ondulatoire ou théorie de Maxwell) ou au travers du modèle corpusculaire comme proposé par A. Einstein et M. Planck qui est basé sur le concept du photon. Par souci de brièveté, nous ne détaillons pas tous ces aspects. Cependant, le lecteur intéressé peut retrouver une description plus complète dans les ouvrages de référence [133]. Le thermicien ou l'ingénieur préférera bien souvent une description du rayonnement basée sur une approche énergétique. La grandeur de référence qui quantifie ces phénomènes est la luminance spectrale $I_\nu(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)$ (noté I de l'anglais radiation Intensity). Elle représente le flux rayonné par un élément de surface dS dans l'angle solide $d\Omega$ (centré sur la direction $\vec{\Omega}$) pendant un intervalle de temps dt et dans une plage de fréquence comprise entre ν et $\nu + d\nu$ (cf fig. 2.1 a)). Elle est définie comme :

$$I_\nu(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) = \frac{dQ_\nu(\vec{\Omega})}{\cos(\theta)dSd\Omega d\nu dt} \quad (2.3)$$

avec $dQ_\nu(\vec{\Omega})$ la quantité infinitésimale de flux radiatif. Il est à noter que le terme $\cos(\theta)dS$ représente la surface apparente de dS dans la direction $\vec{\Omega}$ (cf fig. 2.1 b)). Cette formulation reste, cependant, très générale. Cette grandeur possède 7 degrés de liberté : 3 en espace, 2 pour la direction, 1 pour la fréquence et 1 pour le temps. Étant donné la grande vitesse de propagation du rayonnement devant les autres modes de transports, nous pouvons dans la suite nous en affranchir.

Etablissement de l'Equation du Transfert Radiatif

Si la propagation s'effectue à travers un milieu dit "participant" ou "semi-transparent", le rayonnement est susceptible d'interagir avec le milieu traversé par absorption ou par diffusion (changement de direction du rayonnement). Un flux radiatif émis s'atténue tout au long de son chemin optique. De plus, le milieu lui-même, selon l'importance de son champ de température, peut émettre à son tour un flux radiatif s'atténuant dans le matériau lui-même. Afin de pouvoir décrire l'ensemble de ces mécanismes d'échanges comprenant des phénomènes d'absorption, d'émission et de diffusion, il est nécessaire d'écrire un bilan énergétique sur la luminance [134]. Cette équation, fondamentale dans tout le domaine des transferts radiatifs, porte le nom d'Équation du Transfert Radiatif (ETR). Nous définissons un volume de contrôle dans lequel seule la luminance à une position donnée, pour une seule longueur d'onde et une unique direction est considérée. De plus, nous définissons l'abscisse curviligne $s = \vec{\Omega} \cdot \vec{r}$, la longueur dans la direction de la luminance.

- **Atténuation par absorption :**

Nous considérons la luminance spectrale à la position \vec{r} et dans la direction $\vec{\Omega}$. Une partie de ce rayonnement incident est absorbée par interaction avec le milieu semi-transparent qui est convertie en chaleur dans le milieu. Cette perte dI_ν^a est proportionnelle à la luminance incidente I_ν , à la longueur du trajet parcouru ds et à un coefficient spectral d'absorption κ_ν , caractéristique de la capacité d'absorption du milieu. Cela se traduit mathématiquement comme :

$$dI_\nu^a(\vec{r}, \vec{\Omega}) = -\kappa_\nu(\vec{r}, \vec{\Omega})I_\nu(\vec{r}, \vec{\Omega})ds \quad (2.4)$$

Le coefficient spectral d'absorption est un paramètre caractéristique du milieu qui peut varier en fonction de la position et de la direction pour un milieu hétérogène. Il est inversement proportionnel au libre parcours moyen du trajet optique. En supposant que ce coefficient est indépendant de la position et de la direction (hypothèse du milieu homogène et isotrope), nous obtenons la relation suivante :

$$I(\vec{r}, \vec{\Omega}) = I_{\nu,0} \exp(-\kappa_\nu s) \quad (2.5)$$

avec $I_{\nu,0}$ un rayonnement incident.

Le rayonnement incident $I_{\nu,0}$ s'atténue exponentiellement en fonction du coefficient d'absorption et de la distance parcourue. Il s'agit de la loi de Beer-Lambert. Par l'interprétation du coefficient spectral d'absorption, nous pouvons identifier trois types de milieu :

- **Cas $\kappa \rightarrow \infty$:** Le rayonnement sera absorbé sur une courte distance. Si cette dernière est suffisamment faible devant la dimension caractéristique du milieu, celui-ci est dit opaque.
- **Cas $\kappa \rightarrow 0$:** Le rayonnement n'interagit pas avec le matériau. Ce dernier, n'absorbant pas la puissance radiative incidente, est dit transparent.

- **Cas $\forall \kappa$** : Dans un cas intermédiaire se trouve les matériaux semi-transparents. Tous les matériaux sont donc semi-transparents. Les cas opaques et transparents correspondent simplement à des cas limites.

Remarque : Travailler avec une grandeur comme le coefficient d'absorption n'est pas toujours pratique. Par exemple, prenons le cas d'un milieu tel que $\kappa = 1 \text{ m}^{-1}$. Le rayonnement incident sera en grande partie absorbé après avoir parcouru environ 3 mètres au sein du milieu. Ainsi, un milieu de très grandes dimensions pourra être considéré plutôt opaque tandis qu'un milieu de très faibles dimensions sera considéré transparent. Le caractère soit opaque soit transparent peut donc être apprécié en considérant les dimensions caractéristiques du milieu étudié. Même si le coefficient d'extinction est une donnée intrinsèque caractéristique du milieu, il est parfois préférable de travailler avec une donnée extrinsèque comme l'épaisseur optique qui se définit comme :

$$\tau_\nu = \kappa_\nu \cdot L \quad (2.6)$$

avec L la longueur du milieu dans la direction considérée.

- **Renforcement par émission du milieu** :

Le milieu participant émet lui-même un rayonnement. On parle d'émission propre du milieu. Cela renvoie à la définition du corps noir et à la loi de Planck qui posent les bases de la définition mathématique du rayonnement des corps. Introduite en 1860 par Kirchhoff, la notion du corps noir est très importante car elle donne une "référence" permettant de quantifier/comparer les transferts par rayonnement. Le corps noir est un corps idéal qui absorbe l'ensemble du rayonnement incident et émet la totalité de l'énergie qu'il a absorbé quelque soit la fréquence et la direction. L'expression de la luminance du corps noir est proposée par M. Planck en 1901. Elle s'écrit :

$$I_\nu^0(\vec{r}, \vec{\Omega}, T) = \frac{2n^2 h \nu^3}{c_0^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (2.7)$$

avec h la constante de Planck, n l'indice de réfraction du milieu, c_0 la vitesse de la lumière k la constante de Boltzmann et T la température de surface du corps noir. Certaines propriétés radiatives caractérisant le comportement optique de surfaces ou de volumes sont définies à partir de la luminance du corps noir. Par exemple, l'émissivité spectrale directionnelle d'une surface est définie comme le ratio de la luminance émise par la surface sur la luminance du corps noir (toutes deux des grandeurs spectrales et directionnelles). Elle permet donc de quantifier la capacité d'un corps à émettre du rayonnement. À l'inverse, les propriétés radiatives caractéristiques de la capacité d'un corps à absorber le rayonnement sont définies à partir du rayonnement incident. Pour un volume, on parle de coefficient d'absorption comme vu précédemment tandis que pour une surface on parle d'absorptivité spectrale directionnelle. Cette dernière se définit comme le ratio du flux radiatif ab-

sorbé par rapport au flux radiatif incident. L'hypothèse d'équilibre thermodynamique local permet de considérer que, de façon locale, l'émission d'un corps est égale à ce que serait l'absorption de ce dernier dans une cavité fermée à l'équilibre thermodynamique (équivalence des propriétés d'absorption et d'émission). Aussi connue sous le nom de loi de Kirchhoff, une conséquence de cette hypothèse est, par exemple dans le cas des surfaces, de pouvoir écrire que l'absorptivité spectrale hémisphérique est égale à l'émissivité spectrale hémisphérique. Si on considère un milieu semi-transparent (volume), il est alors possible de caractériser son émission par sa propriété d'absorption κ_ν .

Ainsi, la luminance spectrale à la position \vec{r} et dans la direction $\vec{\Omega}$ peut être renforcée par l'émission propre du milieu. Comme nous venons de le définir précédemment, la variation énergétique dI_ν^e issue de cette émission propre est proportionnelle à la longueur ds et à la quantité émise $\kappa_\nu(\vec{r}, \vec{\Omega})I_\nu^0(T(\vec{r}))$. Cela se formalise comme :

$$dI_\nu^e(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \kappa_\nu(\vec{r}, \vec{\Omega})I_\nu^0(T(\vec{r}))ds \quad (2.8)$$

avec $T(\vec{r})$ la température du milieu à la position \vec{r} . Ce terme est compté positivement puisqu'il correspond à un gain. De plus, il est à noter que l'émission du corps noir est ici indépendante de la direction. On parle alors d'émission isotrope.

- **Atténuation par diffusion :**

Dans le cas d'un milieu diffusant, la luminance incidente de direction $\vec{\Omega}$ peut être déviée dans une autre direction $\vec{\Omega}'$. Ce mécanisme est explicité sur la figure 2.2 a) et correspond à une perte énergétique pour la direction $\vec{\Omega}$ considérée. Cette perte revêt alors une expression semblable à l'atténuation par absorption :

$$dI_\nu^{d-}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = -\sigma_\nu(\vec{r}, \vec{\Omega})I_\nu(\vec{r}, \vec{\Omega})ds \quad (2.9)$$

avec $\sigma_\nu(\vec{r}, \vec{\Omega})$ le coefficient spectral de diffusion.

- **Renforcement par diffusion :**

En suivant le même raisonnement, l'atténuation entraînée par la diffusion de $\vec{\Omega}$ vers $\vec{\Omega}'$ correspond logiquement à un renforcement par diffusion de la direction $\vec{\Omega}'$. Ainsi, le renforcement par diffusion correspond à toutes les directions de l'espace (ou tout l'angle solide) rejoignant la direction $\vec{\Omega}$ suite à un évènement de diffusion. Ce phénomène est présenté sur la figure 2.2 b).

Afin de quantifier la part diffusée vers la direction considérée, il est nécessaire de définir la probabilité qu'un rayonnement dans la direction $\vec{\Omega}'$ soit diffusé vers $\vec{\Omega}$. Cette probabilité porte plus couramment le nom de fonction de phase. La quantité diffusée dans l'angle solide $d\Omega$ autour de $\vec{\Omega}$

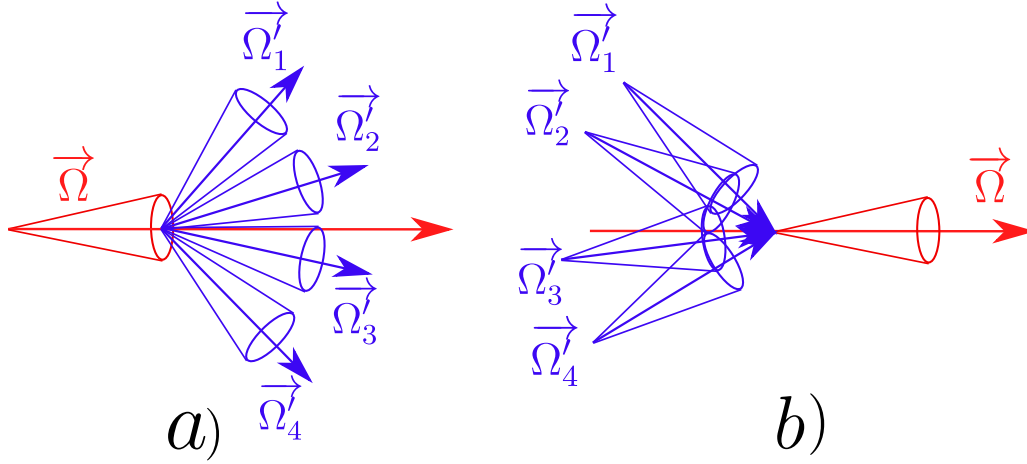


FIGURE 2.2 – a) Atténuation par diffusion b) Renforcement par diffusion

s'écrit :

$$\frac{1}{4\pi} P_v(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) d\Omega \quad (2.10)$$

En intégrant sur l'angle solide, nous retrouvons bien la définition d'une densité de probabilité :

$$\frac{1}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} P_v(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) d\Omega' = 1 \quad (2.11)$$

À l'instar des autres termes de l'ETR, le gain de luminance provenant des événements de diffusion est relié à l'épaisseur du milieu traversé ds . Ce dernier terme s'écrit :

$$dI_v^{d+}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} \sigma_v(\vec{r}, \vec{\Omega}) P_v(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) I_v(\vec{r}, \vec{\Omega}') ds d\Omega' \quad (2.12)$$

En regroupant tous les phénomènes recensés précédemment, il est possible de construire une équation intégralo-différentielle valable en tout point du milieu :

$$\begin{aligned} dI_v(\vec{r}, \vec{\Omega}) &= dI_v^a(\vec{r}, \vec{\Omega}) + dI_v^e(\vec{r}, \vec{\Omega}) + dI_v^{d+}(\vec{r}, \vec{\Omega}) + dI_v^{d-}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = -\kappa_v(\vec{r}, \vec{\Omega}) I_v(\vec{r}, \vec{\Omega}) ds \\ &+ \kappa_v(\vec{r}, \vec{\Omega}) I_v^0(T(\vec{r})) ds - \sigma_v(\vec{r}, \vec{\Omega}) I_v(\vec{r}, \vec{\Omega}) ds + \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} \sigma_v(\vec{r}, \vec{\Omega}) P_v(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) I_v(\vec{r}, \vec{\Omega}') ds d\Omega' \end{aligned} \quad (2.13)$$

En réordonnant les termes et en supposant le milieu homogène et isotrope, il est possible d'établir l'équation du transfert radiatif :

$$\frac{dI_v(\vec{r}, \vec{\Omega})}{ds} = -\kappa_v I_v(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \kappa_v I_v^0(T(\vec{r})) - \sigma_v I_v(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} \sigma_v P_v(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) I_v(\vec{r}, \vec{\Omega}') d\Omega' \quad (2.14)$$

La somme des coefficients d'absorption et de diffusion est le coefficient d'extinction β_v . L'ETR peut aussi s'écrire comme :

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} I_v(\vec{r}, \vec{\Omega}) = -\beta_v I_v(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \kappa_v I_v^0(T(\vec{r})) + \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} \sigma_v P_v(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) I_v(\vec{r}, \vec{\Omega}') d\Omega' \quad (2.15)$$

Sa résolution permet d'accéder au champ de luminance dans toutes les directions, pour toutes fréquences et pour toutes positions. Afin de fermer le problème, une condition aux limites est nécessaire. Étant donné que cette étude ne traitera que de parois opaques (pas de transmission à l'interface), nous utiliserons la relation suivante :

$$I_\nu(\vec{r}_w, \vec{\Omega}) = \epsilon_\nu I_\nu^0(T(\vec{r}_w)) + \rho_{sp} I_\nu(\vec{r}_w, \vec{\Omega}') + \frac{\rho_d}{\pi} \int_{\Omega' \cdot \vec{n} < 0} I_\nu(\vec{r}_w, \vec{\Omega}') |\vec{\Omega}' \cdot \vec{n}| d\Omega' \quad (2.16)$$

avec ϵ_ν , l'émissivité de la paroi telle que nous l'avons définie précédemment, \vec{r}_w la position à l'interface avec $T(\vec{r}_w)$ la température associée.

Le premier terme de cette équation correspond à la quantité émise par la surface, le second à la quantité réfléchie de façon spéculaire tandis que le dernier à la quantité réfléchie de façon diffuse. Il est à noter que ces propriétés sont supposées parfaitement diffuses (pas de dépendance directionnelle).

- **Calcul de la divergence du flux radiatif :**

Maintenant que le problème aux luminances est fermé, estimons la divergence du flux radiatif présent dans l'équation 2.1. L'équation 2.17 relie la luminance à la densité de flux radiatif :

$$\vec{q}_r(\vec{r}) = \int_\nu \int_{\Omega=4\pi} I_\nu(\vec{r}, \vec{\Omega}) \vec{\Omega} d\Omega d\nu \quad (2.17)$$

Le terme divergence du flux radiatif s'obtient en appliquant l'opérateur spatial :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_r(\vec{r}) = \vec{\nabla} \cdot \int_\nu \int_{\Omega=4\pi} I_\nu(\vec{r}, \vec{\Omega}) \vec{\Omega} d\Omega d\nu \quad (2.18)$$

$$= \int_\nu \kappa_{a\nu} \left(4\pi I_\nu^0(T) - \int_{\Omega=4\pi} I_\nu(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\Omega \right) d\nu \quad (2.19)$$

Le développement de l'eq. (2.18) à l'eq. (2.19) est détaillé dans [134]. Cette dernière expression se présente comme un bilan énergétique en chaque point de l'espace. Le premier terme de l'égalité de droite correspond à la puissance émise du point \vec{r} vers le reste du domaine tandis que le second intègre (en direction) le flux radiatif provenant du reste du domaine au point \vec{r} .

2.2 Développement d'un code de calcul du transfert couplé

Nous venons de présenter les différentes physiques impliquées, définir les notions théoriques à maîtriser et décrire les bases théoriques. Cette partie traite de la résolution de ce problème multiphysique et présente les outils numériques développés. La résolution de l'équation de la conservation de l'énergie eq. (2.1) ne pose pas de problèmes particuliers dans le cas de milieux homogènes. Les méthodes déterministes telles que la méthode des éléments finis ou la méthode des volumes finis ne

gènèrent pas d'erreurs considérables et permettent le calcul de la solution en un temps raisonnable. La principale difficulté réside essentiellement dans la résolution rapide et précise de l'ETR ainsi que le couplage des deux modes de transport. Les méthodes de résolution de l'ETR sont très nombreuses et largement présentes dans la littérature scientifique. Évidemment, toutes ces méthodes reposent sur des hypothèses et développements mathématiques à employer permettant un accès plus ou moins rapide à la solution. Cependant, un calcul plus rapide entraîne généralement une perte en précision. Les principales familles de méthodes sont brièvement rappelées ici.

2.2.1 Introduction : Méthodes de résolutions numériques de l'ETR

Méthodes approchées

- **Rosseland** : Une des méthodes la plus ancienne mais aussi la plus célèbre est la méthode de Rosseland [135] apparue en 1936. Aussi appelée "méthode d'approximation de la diffusion", elle repose sur l'hypothèse du milieu optiquement épais. Autrement dit, lorsque le libre parcours moyen du rayonnement est suffisamment faible devant la dimension caractéristique du domaine, il est possible de supposer que les transferts par rayonnement sont assimilables à un transfert par conduction (diffusif). Le vecteur densité de flux radiatif peut alors s'écrire :

$$\vec{q}_r = -\lambda_r \vec{\nabla} T \quad (2.20)$$

avec λ_r la conductivité radiative définie comme :

$$\lambda_r = \frac{16\sigma_{SB} T_{ref}^3}{3\beta_R} \quad (2.21)$$

avec T_{ref} la température moyenne du milieu, σ_{SB} la constante de Stefan-Boltzmann et β_R le coefficient moyen d'extinction de Rosseland qui est calculé à partir du coefficient spectral d'extinction [80] comme :

$$\frac{1}{\beta_R} = \left(\int_0^\infty \frac{1}{\beta_\lambda} \frac{\partial I_\lambda^0(T_{ref})}{\partial I^0(T_{ref})} d\lambda \right) / \left(\int_0^\infty \frac{\partial I_\lambda^0(T_{ref})}{\partial I^0(T_{ref})} d\lambda \right) \quad (2.22)$$

Lorsque la diffusion est anisotrope, le coefficient spectral β_λ est habituellement remplacé par un coefficient effectif tel que $\beta_\lambda^{tr} = \kappa_\lambda + \sigma_\lambda(1 - g_\lambda)$ avec g_λ le facteur spectral d'asymétrie de diffusion. Ce dernier est estimé à partir de la fonction de phase.

L'utilisation du modèle de Rosseland est très courante dans l'industrie et notamment l'industrie verrière [136–138] car elle permet un calcul très rapide et est très facilement implémentable. Cependant, la luminance peut être fortement sous-estimée dans tout le domaine et particulièrement au niveau des frontières [139].

- **Harmoniques sphériques ou méthode Pn** : Cette méthode est basée sur la décomposition de la luminance en harmoniques sphériques [140]. Dans le cas d'une troncature à l'ordre 1, l'ETR est résolue grâce à seulement une équation qui considère la luminance moyenne intégrée sur l'angle solide. L'approximation P1 permet un calcul rapide mais reste très approximative, particulièrement dans le cas des milieux optiquement minces [141].

Méthodes basées sur une discrétisation angulaire de l'espace

- **Méthode à deux flux** : Initialement proposé par Schuster et Schwarzschild [142], une méthode à deux flux repose sur la définition de deux luminances moyennes I^+ et I^- intégrant la luminance sur deux hémisphères. Elle est donc rapide à implémenter et nécessite des temps de calcul faibles. Cependant, elle peut sembler trop approximative, particulièrement dans le cas de l'étude de matériaux fortement anisotropes (exemple : milieux fibreux). Afin de remédier à cela, des modèles plus élaborés dit multi-flux, augmentent le nombre de directions de propagation discrétisés [143, 144]
- **Méthodes des ordonnées discrètes** : La méthode des ordonnées discrètes fait aussi partie des méthodes multi-flux. Proposée initialement par S. Chandrasekhar [145], elle mérite une attention particulière car elle est une des méthodes les plus populaires et la plus utilisée pour une large gamme d'applications [146–149]. Elle consiste à décomposer l'ensemble de l'angle solide en un nombre fini de directions. Selon la complexité de la géométrie et du problème, elle peut nécessiter des temps de calculs longs mais permet une estimation précise du résultat. Cependant, des problèmes de diffusion numérique [139] ou d'effet de rayon [150], peuvent générer un biais sur la solution dans le cas d'une discrétisation angulaire trop grossière. Les méthodes des volumes et d'éléments finis, reposant sur la même idée, se différencient simplement par le schéma numérique utilisé et fournissent aussi une très bonne précision.

Méthodes statistiques

De façon très générale, ce type de méthodes repose sur le tirage de nombres aléatoires. Selon les cas, on parle de méthode de lanciers de rayon pour les milieux transparents [107] et de méthode de Monte Carlo pour les matériaux semi-transparentes [151]. L'idée principale consiste à calculer les échanges radiatifs par le suivi de porteurs de puissance ou quanta (cas Monte Carlo analogue). Méthode aux possibilités quasi-illimitées, les nombreuses améliorations informatiques et mathématiques la place comme la nouvelle méthode de référence. Elle a l'avantage de ne recourir à aucune discrétisation de l'angle solide. Elle ne souffre donc pas du problème de diffusion numérique.

Par souci de temps de développement, notre choix s'est limité sur trois méthodes : Méthodes deux

Flux, Approximation P1 et méthodes de Monte Carlo. Nous pouvons alors couvrir les trois familles de méthodes explicitées précédemment. Chacune d'entre elles ainsi que le couplage avec l'équation de la chaleur sont détaillés dans la suite.

2.2.2 Discrétisation angulaire de l'espace : Méthode deux flux

La méthode présentée dans cette partie est celle utilisée dans le cadre des travaux de S. André [117] sur la caractérisation thermique des verres solides. Nous retrouvons l'emploi et le développement de cette méthode dans les travaux de thèse de M. Lazard [124] et de M. Niezgodna [152] pour la modélisation de matériaux poreux multiconstituants. Le principe sera succinctement décrit ici afin de mieux comprendre les hypothèses importantes et les différentes étapes de calcul nécessaires à sa construction. Le lecteur intéressé peut retrouver un développement plus détaillé dans les références données précédemment ainsi que dans le livre référence sur les Quadripôles thermiques [153]. Le milieu sera supposé non diffusant et le transfert de chaleur purement unidirectionnel selon l'axe z . Les autres dimensions sont considérées infinies. Dans le cadre du transfert 1D, il est pratique de définir $\mu = \cos(\theta)$. La dérivée spatiale $\partial/\partial s$ présente dans l'ETR s'écrit donc :

$$\frac{\partial}{\partial s} = \frac{\partial z}{\partial s} \frac{\partial}{\partial z} = \cos(\theta) \frac{\partial}{\partial z} = \mu \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.23)$$

En supposant la luminance indépendante selon l'angle azimutal, la dépendance directionnelle de l'ETR peut être simplement repérée par μ . Une discrétisation angulaire est réalisée grâce à l'approximation dite "deux flux" ou approximation de Schuster-Schwarchild [142].

- **Mise en équation de l'approximation à deux flux :**

La luminance est alors supposée isotrope par demi-espace et s'écrit :

$$I(z) = \begin{cases} I^+(z) = \int_0^1 I^+(z, \mu') d\mu' & 0 < \mu \leq 1 \\ I^-(z) = \int_{-1}^0 I^-(z, \mu') d\mu' & -1 \leq \mu < 0 \end{cases} \quad (2.24)$$

En insérant cette formulation dans l'ETR, il en sort un système à deux équations couplées comportant les deux inconnues que sont les deux composantes spatiales de la luminance. La solution de ce système, en supposant comme condition aux limites des surfaces opaques à émission et réflexion diffuses, est explicite. Le flux radiatif en tout point du milieu se détermine par :

$$q_r(z) = q_r^+(z) - q_r^-(z) = 2\pi \left(I^+(0)E_3(\kappa z) + \kappa \int_0^z I^0(T(z'))E_2(\kappa(z-z'))dz' \right) - 2\pi \left(I^-(e)E_3(\kappa(e-z)) + \kappa \int_z^e I^0(T(z'))E_2(\kappa(z-z'))dz' \right) \quad (2.25)$$

où E_i sont les fonctions intégréo-exponentielles et e l'épaisseur du milieu considéré. $I^+(0)$ et $I^-(e)$ sont les luminances aux frontières. Dans le cas précis du transfert unidimensionnel, l'approximation à deux flux permet un couplage mathématique naturel avec les conditions aux limites. Dans

la suite du développement, une approximation et une hypothèse sont nécessaires : la méthode de substitution de noyau et la linéarisation du transfert radiatif. La première consiste à substituer les fonctions $E_2(x)$ et $E_3(x)$ respectivement par ae^{-bx} et $(a/b)e^{-bz}$ avec a et b des constantes déterminées d'après les travaux de W. Lick [154]. Cette approximation est un point d'articulation fondamental puisqu'elle permet d'exprimer la dérivée seconde du flux radiatif comme une combinaison du flux radiatif et de la dérivée de la température. Cependant, cette équation reste non linéaire et sa résolution nécessite l'emploi d'une méthode numérique, faisant perdre tout l'intérêt d'une solution purement analytique. C'est pourquoi la linéarisation des termes d'émission propre $I^0(T(x))$ est indispensable. La divergence du flux radiatif, s'écrivant simplement en fonction du champ de température, s'insère directement dans l'équation de la chaleur.

- **Couplage et résolution numérique :**

L'ensemble de ces hypothèses et de ces approximations permet à cette méthode d'être une des rares à proposer un couplage fort entre l'ETR et l'équation de la chaleur. C'est à dire que ces dernières sont résolues simultanément. Au final, après application d'une transformée de Laplace, une unique équation adimensionnée est solution du problème couplé :

$$\frac{d^4 \bar{T}^*}{dz^4} - \left(p + \frac{2\tau^2}{N_{pl}} + \tau^2 \right) \frac{d^2 \bar{T}^*}{dz^2} + p\tau^2 \bar{T}^* = 0 \quad (2.26)$$

avec $\tau = \beta e$ l'épaisseur optique et p la variable de Laplace. La température adimensionnée dans l'espace de Laplace \bar{T}^* et le nombre de Planck N_{pl} sont définis respectivement comme :

$$\bar{T}^* = (T - T_0)/(Q/\rho C_p e) \quad (2.27)$$

$$N_{pl} = (\lambda\beta)/(4n^2\sigma_{SB}T_0^3) \quad (2.28)$$

avec T_0 la température à l'instant initial (aussi la température de référence), Q l'énergie apportée au système, ρC_p la capacité calorifique du milieu, λ la conductivité thermique et n l'indice de réfraction.

La solution semi-analytique (dans l'espace de Laplace) correspondante est :

$$\bar{T}^*(z) = \sum_{i=1}^4 \alpha_i e^{\gamma_i z} \quad (2.29)$$

avec γ_i les racines du polynôme d'ordre 4 et α_i les coefficients associés et déterminés à partir des conditions aux limites. La température est donc connue pour tout z . La dernière étape consiste à adapter la description du problème physique suivant le formalisme des quadripôles thermiques. Les transferts thermiques, dans le cas de systèmes linéaires, peuvent être représentés par une simple matrice 2×2 reliant les températures et flux des deux faces d'un matériau (cf fig. 2.3 a)). Cette représentation présente deux avantages principaux. Le premier est de s'affranchir de la connaissance de tout le champ de température. Le calcul de la solution est donc beaucoup plus rapide. Le

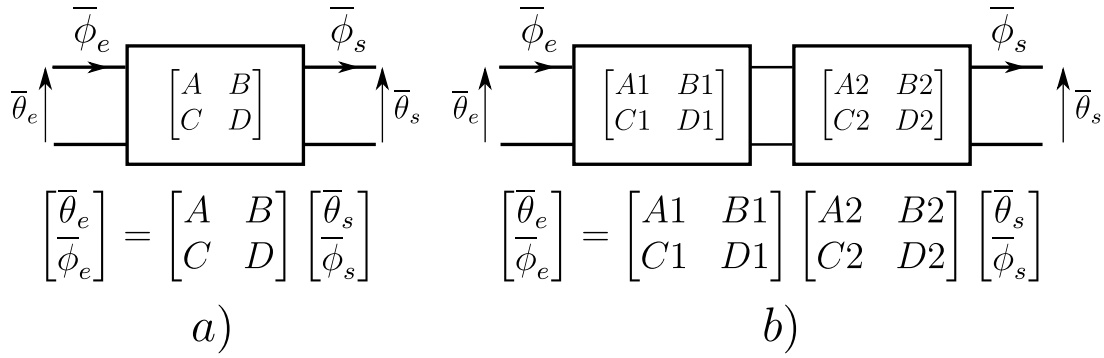


FIGURE 2.3 – Le formalisme quadripolaire a) Cas Monocouche b) Cas multi-couches

second, comme indiqué sur la fig. 2.3 b), est la simple mise en cascade des différentes matrices associées aux différents matériaux lors de la résolution d'un problème multi-couches. De façon générale, tous les problèmes thermiques linéaires peuvent être résolus suivant ce formalisme. Par exemple, ces fonctions de transferts peuvent alors tout aussi bien décrire le transfert thermique d'un milieu semi-transparent comme vu dans cette partie, que le transfert thermique par conduction pure d'un milieu opaque [109] ou encore le transfert couplé par advection-convection d'un fluide [155]. L'outil présenté ici a été implémenté dans un logiciel de calcul matriciel comme Matlab ®. L'accès très rapide à la solution ainsi que le couplage fort entre les deux physiques constituent les deux avantages de cette méthode. À l'inverse, les inconvénients apparaissent à travers la description 1D du problème et les nombreuses hypothèses utilisées pour conserver une solution semi-analytique : linéarité du transfert radiatif, isotropie de la luminance par demi-espace ou encore approximation de Lick.

2.2.3 Méthodes approchées : les harmoniques sphériques ou méthode PN

L'idée principale de la méthode des harmoniques sphériques est de transformer l'ETR en un système d'équations aux dérivées partielles (EDP). Initialement proposée par J. H. Jeans [140] lors de l'étude du rayonnement interstellaire, cette méthode est basée sur la décomposition de la luminance sur la base des harmoniques sphériques :

$$I(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \sum_{l=0}^{+\infty} \sum_{m=-l}^l I_l^m(\vec{r}) Y_l^m(\vec{\Omega}) \quad (2.30)$$

La luminance s'écrit comme une série de Fourier généralisée où $I_l^m(\vec{r})$ sont les coefficients uniquement dépendant de la position et $Y_l^m(\vec{\Omega})$ des harmoniques sphériques définies par :

$$Y_l^m(\vec{\Omega}) = (-1)^{(m+|m|)/2} \left(\frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!} \right)^{(1/2)} e^{(im\theta)} P_l^{|m|}(\cos(\Phi)) \quad (2.31)$$

avec $\vec{\Omega}$ décrit par θ et Φ respectivement les angles polaire et azimutal dans une configuration sphérique. $P_l^{|m|}$ sont les polynômes de Legendre. Dans le cas où la série explicitée dans l'eq. (2.30) est calculée sur l'intervalle $[0; +\infty]$, la solution est exacte. Cependant, la résolution ne peut être réalisée que sur un nombre fini N de termes. Aussi appelée méthode P_N , l'indice N correspond à l'ordre de troncature de la série. En pratique, il est très rare d'observer l'implémentation de la méthode pour des ordres supérieurs à 1 ou à 3. Cela est, d'une part, dû au nombre d'équations évoluant en $(N + 1)^2$. D'autre part, de nombreux auteurs [122, 156] ont montré que l'intérêt des ordres supérieurs reste très limité pour l'étude du transfert couplé. La complexité de l'implémentation et l'augmentation du temps de calcul ne sont pas compensées par une augmentation réelle de la précision sur le résultat obtenu.

- **Mise en équation de la méthode P1 :**

Dans le cadre de notre étude, nous nous limitons donc à l'approximation P1. De plus, le milieu homogène est supposé uniquement absorbant-émettant (non-diffusant) et gris. Tous les événements liés à la diffusion sont négligés.

En tronquant les deux équations précédentes au premier ordre, il est possible de réarranger les polynômes de base pour que les fonctions $I_l^m(\vec{r})$ aient un sens physique. Comme détaillé dans [122], après quelques étapes de calcul, la luminance peut se décomposer comme :

$$I(\vec{r}, \vec{\Omega}) \approx \frac{1}{4\pi} (I_0(\vec{r}) + 3\vec{q}_r \cdot \vec{\Omega}) \quad (2.32)$$

Dans le cas d'un problème 3D, cette équation met en évidence quatre inconnues : la luminance moyenne I_0 (ordre 0) et les trois composantes de la densité de flux radiatif \vec{q}_r (ordre 1) donnée par l'eq. (2.17). La luminance moyenne est définie par :

$$I_0(\vec{r}) = \int_{\Omega=0}^{4\pi} I(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\Omega \quad (2.33)$$

L'expression de la divergence du flux radiatif est obtenue à partir de l'eq. (2.19) :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_r = 4\pi\kappa I^0(T(\vec{r})) - \kappa I_0 \quad (2.34)$$

Les trois suivantes s'obtiennent en projetant l'ETR sur $\vec{\Omega}$ et en intégrant sur ce dernier. La résolution fait apparaître les moments d'ordre 2 de la luminance qui s'expriment en fonction des ordres précédents. Au final, nous obtenons une relation simple liant la densité de flux radiatif à la luminance moyenne :

$$\vec{q}_r = -\frac{1}{3\kappa} \vec{\nabla} I_0 \quad (2.35)$$

Ce qui ferme le problème aux luminances. En injectant cette dernière relation dans l'eq. (2.34), il est possible d'écrire une unique équation portant sur la luminance moyenne.

$$\nabla^2 I_0 = 3\kappa^2 I_0 - 12\pi\kappa^2 I^0(T(\vec{r})) \quad (2.36)$$

Cette dernière relation permet de calculer la luminance en tout point du domaine. Il s'agit d'une équation aux dérivées partielles elliptique du second ordre. Le champ des sources volumiques radiatives $\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_r(\vec{r})$ se calcule aisément en réinjectant I_0 dans l'eq. (2.34) donnée précédemment.

- **Conditions aux limites :**

Le champ de luminance étant explicité pour tout le domaine, il est nécessaire de définir les conditions aux limites pour fermer le problème sur la frontière. Dans le cadre de l'approximation P_N , de nombreux auteurs ont proposé des approches différentes[157, 158]. Celle qui est retenue ici est celle proposée par R. E. Marshak [159]. Elle consiste à écrire la conservation globale de la composante normale du flux radiatif à la frontière en utilisant la décomposition présentée précédemment (eq. (2.32)). À la paroi la relation générale est donnée par l'eq. (2.16). Nous supposons ici que la surface est parfaitement diffuse. En définissant \vec{n} la normale à la frontière orientée vers l'intérieur du domaine et repérée par la position \vec{r}_w , la densité de flux rayonné par la surface est donnée par :

$$J_w = \int_{\vec{\Omega} \cdot \vec{n} > 0} I(\vec{r}_w, \vec{\Omega}) \vec{\Omega} \cdot \vec{n} d\Omega = \frac{1}{4} (I_0(\vec{r}_w) + 2\vec{q}_r(\vec{r}_w) \cdot \vec{n}) \quad (2.37)$$

En utilisant l'eq. (2.35), nous faisons apparaître la luminance moyenne :

$$4J_w = I_0(\vec{r}_w) - \frac{2}{3\kappa} \nabla I_0 \cdot \vec{n} = I_0(\vec{r}_w) - \frac{2}{3\kappa} \frac{\partial I_0}{\partial n} \quad (2.38)$$

Le bilan sur le flux radiatif à l'interface vaut :

$$\vec{q}_r(\vec{r}_w) \cdot \vec{n} = \frac{\epsilon}{1-\epsilon} (\pi I^0(T(\vec{r}_w)) - J_w) \quad (2.39)$$

La condition aux limites s'écrit donc :

$$I_0(\vec{r}_w) = 4\pi I^0(T(\vec{r}_w)) + \frac{2}{3\kappa} \frac{2-\epsilon}{\epsilon} \frac{\partial I_0}{\partial n} \quad (2.40)$$

Cette relation correspond à une condition aux limites du troisième type.

- **Couplage et résolution numérique :**

La résolution numérique des équations 2.36 et 2.40 peut être réalisée aisément grâce à des méthodes déterministes issues de l'analyse numérique telles que les volumes finis, les différences finies ou encore les éléments finis. La simplicité de ce système d'équations linéaire (une équation pour le volume et une équation par interface) rend cette méthode très populaire. C'est pourquoi, elle est d'ores et déjà intégrée dans de nombreux solveurs. À chaque itération temporelle, le champ des luminances est calculé et injecté dans l'équation de la chaleur (cf eq. (2.1)), par l'intermédiaire du

terme source $\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_r$ défini dans l'éq. (2.34), permettant le calcul du champ de température. Il s'agit d'un couplage faible entre les deux équations. Dans notre étude, toutes ces opérations sont réalisées par le solveur commercial FlexPde® qui recourt à la méthode des éléments finis appliquée sur un maillage tétraédrique. Nous avons implémenté dans ce dernier les différentes équations présentées. Les avantages et inconvénients de l'approximation apparaissent clairement dans la description de la méthode. Elle est très simple à mettre en place et permet un accès rapide à la solution. Cependant, la simplification de l'ETR par la troncature ainsi que le traitement de la condition aux limites peuvent rendre trop approximatif le calcul du champ de luminance. Le développement de la méthode sous-entend une certaine isotropie de cette grandeur. Ce constat ne pose pas de problèmes particuliers pour les fortes épaisseurs optiques [160]. Cependant, dans le cas d'une épaisseur optique intermédiaire ou faible, couplé à une géométrie présentant des rapports d'aspects non unitaire, ce type de méthode peut présenter des biais considérables [141, 160]. Par la suite, nous chercherons à quantifier l'intérêt de l'utilisation de l'approximation P_1 appliquée à notre problème.

2.2.4 Méthode statistique : Méthode de Monte Carlo

Le principe de la méthode consiste à résoudre un système déterministe par l'usage de nombres aléatoires. Dans le cas d'une méthode dite analogue, l'idée principale est de représenter la luminance par des quanta et de suivre leur évolution (ou chemin) au sein du milieu. Ces "porteurs de la puissance radiative" peuvent subir les différents événements (émission, diffusion ou absorption) comme décrits dans la section 2.1.3 abordant l'établissement de l'ETR. Cependant, les phénomènes radiatifs sont traités de manière stochastique. Les lois probabilistes utilisées respectent les lois physiques et il est nécessaire de suivre un grand nombre de chemins pour approcher suffisamment la solution exacte du problème.

À l'origine, la méthode de Monte Carlo (MMC) pour résoudre l'Equation de Transfert Radiatif (ETR) dans les matériaux semi-transparents est très ancienne puisqu'elle apparaît en 1964 lorsque les puissances de calculs restaient encore limitées [151]. Après de significatifs progrès, la MMC fut utilisée comme référence pour valider d'autres méthodes déterministes basées sur la discrétisation de l'ETR telles que la méthode des ordonnées discrètes (MOD) ou encore la méthode des volumes finis (MVF) [161]. Actuellement, l'amélioration de la MMC permet une résolution directe du transfert radiatif couplée à une physique complexe et/ou à une géométrie complexe [162].

Dans cette partie, nous détaillons explicitement chaque aspect de l'application de la méthode jusqu'au calcul de la solution du problème radiatif. De plus, nous étudierons les différentes améliorations et techniques employées pour optimiser la précision des résultats ainsi que les temps de calcul. Enfin, nous aborderons son couplage avec l'équation de la chaleur.

Introduction à la méthode de Monte Carlo

Nous présentons dans cette partie une introduction à la méthode de Monte Carlo suivant le formalisme dit analogue. Cette première approche permet d'appréhender le fonctionnement de la méthode. Nous verrons par la suite d'autres méthodes dérivées ainsi que différentes améliorations possibles.

Les méthodes analogues sont basées sur le tirage de nombres aléatoires suivant une loi uniforme sur l'intervalle $[0; 1]$. De telles variables aléatoires seront notées R . Afin d'estimer la réalisation x_i de la variable aléatoire X , on détermine sa densité de probabilité associée $P_X(x)$ définie sur l'intervalle $[a; b]$. Ensuite, le lien entre densité de probabilité et variable aléatoire est effectué par le calcul de la fonction de répartition ou fonction cumulée telle que :

$$g(x) = \int_a^x p_X(y)dy \quad (2.41)$$

g représente la probabilité que la réalisation y de la variable aléatoire X soit inférieure à la réalisation x . C'est pourquoi, on la note aussi $P(X \leq x)$. Par définition, g est une fonction croissante comprise dans l'intervalle $[0; 1]$. En échantillonnant N réalisations de la variable aléatoire R nous obtenons la série $[R_i]_{i=1,N}$. La série $[x_i]_{i=1,N}$ s'obtient en inversant la fonction cumulée telle que :

$$x_i = g^{-1}(R_i) \quad (2.42)$$

La génération de nombres aléatoires, base de la construction de la série initiale, repose sur des processus mathématiques et informatiques. En réalité, il est impossible de créer des suites de nombres parfaitement indépendantes. Ces suites possèdent forcément une période. C'est pourquoi elles sont dites "pseudo-aléatoires". Ces générateurs de nombres tentent donc de "simuler le hasard". La qualité d'un générateur se quantifie notamment par la taille de sa période. Nous travaillerons donc avec des séries reposant sur des périodes les plus grandes possibles. Chaque série est "indépendante" des autres grâce à une initialisation (ou une "graine") extraite de l'heure et la date. Chaque nouveau calcul est ainsi basé sur une suite de nombres "suffisamment" différente de la précédente.

Méthode de Monte Carlo pour le transfert radiatif

Dans le cas de l'atténuation de la luminance par absorption, pour un rayonnement émis depuis la position \vec{r} dans la direction $\vec{\Omega}$, la loi physique correspondante est la suivante :

$$I_\nu(s, \vec{\Omega}) = I_\nu(0, \vec{\Omega})\exp(-\kappa_\nu s) \quad (2.43)$$

avec $s = \vec{r} \cdot \vec{\Omega}$ l'abscisse curviligne ou, autrement dit, la distance parcourue. La densité de probabilité se déduit comme :

$$p_S(s) = \frac{I_\nu(0, \vec{\Omega}) \exp(-\kappa_\nu s)}{\int_0^{+\infty} I_\nu(0, \vec{\Omega}) \exp(-\kappa_\nu s) ds} = \kappa_\nu \exp(-\kappa_\nu s) \quad (2.44)$$

La probabilité de parcourir une distance D_κ sans être absorbé se détermine par la cumulée telle que :

$$P(D_\kappa \leq s) = g_{D_\kappa}(s) = \int_0^{D_\kappa} p_S(s) ds = 1 - \exp(-\kappa_\nu D_\kappa) \quad (2.45)$$

En assimilant la fonction cumulée à une variable aléatoire R_κ comme définie précédemment, la

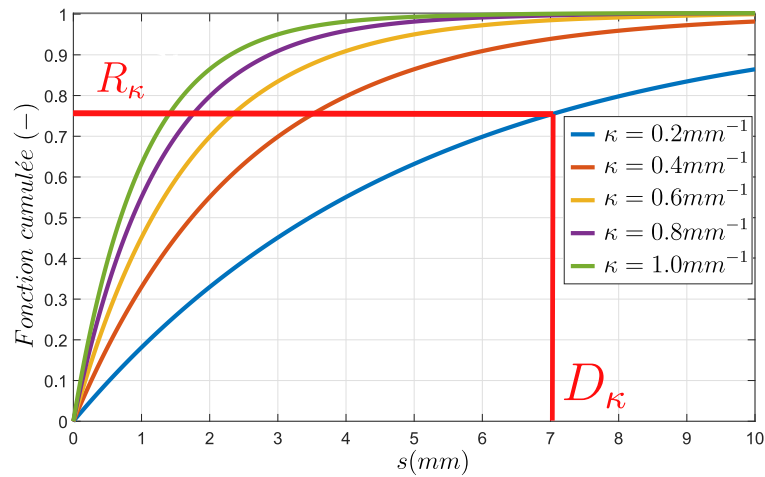


FIGURE 2.4 – Détermination d'une distance d'absorption par une méthode analogue : exemple sur un milieu avec $\kappa = 0.2 \text{ mm}^{-1}$

distance parcourue est calculée selon :

$$R_\kappa = 1 - \exp(-\kappa_\nu D_\kappa) \leftrightarrow D_\kappa = -\frac{1}{\kappa_\nu} \ln(1 - R_\kappa) \quad (2.46)$$

Graphiquement (figure 2.4), cela revient à tirer aléatoirement une ordonnée, chercher l'intersection avec la cumulée, et déterminer l'abscisse correspondante. Dans la suite, la loi reliant la variable aléatoire à la valeur d'une grandeur ne sera pas systématiquement démontrée. Cependant, la démarche reste la même.

Discrétisation spatiale et émission des quanta

Dans le cas d'une géométrie en 2 dimensions, comme représenté sur la fig. 2.5, le milieu homogène équivalent est divisé en éléments de volume dV et de surface dS . Chaque élément de ce maillage est supposé isotherme. Chaque volume élémentaire se caractérise par un vecteur position \vec{x}_{\min} qui correspond aux coordonnées du coin inférieur de l'élément et par ses dimensions. Lors du tirage de la position d'émission d'un quantum dans l'élément de volume i , nous tirons autant de

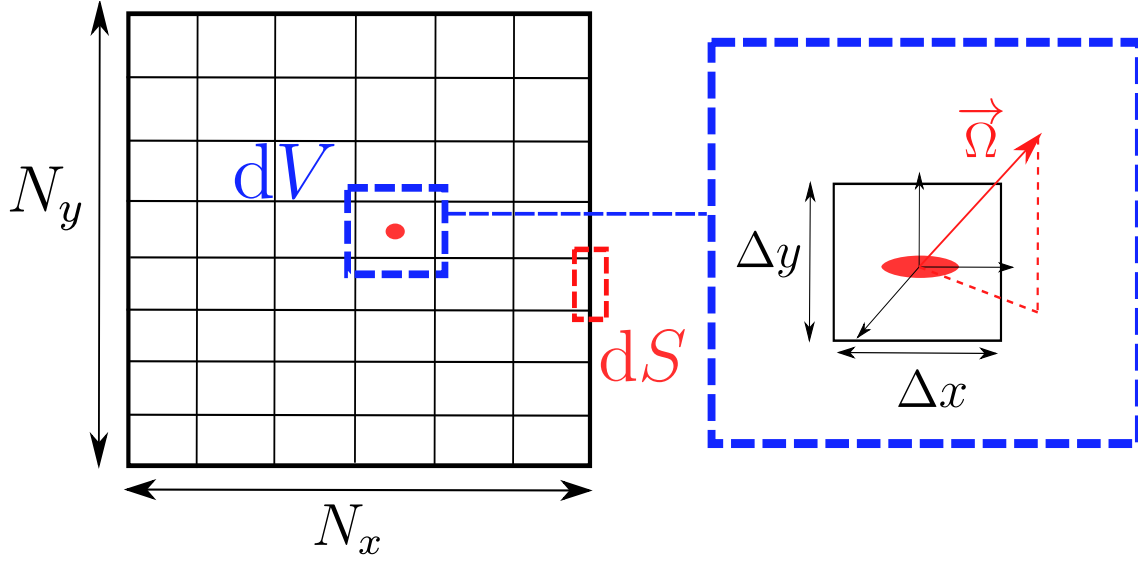


FIGURE 2.5 – Discrétisation spatiale de la géométrie

nombres aléatoires suivant une loi uniforme dans $[0; 1]$ que de degrés de liberté en espace. Dans le cas d'un problème en 3D sur une base cartésienne, la position se déduit par :

$$\begin{cases} x^e = x_{\min} + R_x \Delta x \\ y^e = y_{\min} + R_y \Delta y \\ z^e = z_{\min} + R_z \Delta z \end{cases} \quad (2.47)$$

Pour un élément de surface, la dimension correspondante à la position de la surface est fixée et nous tirons aléatoirement deux nombres pour les deux dimensions restantes.

La direction d'émission se détermine par le tirage aléatoire de l'angle azimutal ϕ et polaire θ . Dans le cas d'une émission isotrope, les densités de probabilités sont basées sur la définition de l'angle solide $d\Omega = \sin(\theta)d\theta d\phi$. La densité de probabilité propre à l'angle azimutal ϕ est constante sur l'intervalle $[0; 2\pi]$. Cela revient simplement à :

$$\phi = 2\pi R_\phi \quad (2.48)$$

Pour l'angle polaire, ce n'est pas aussi immédiat. En calculant la fonction cumulée :

$$g_\Theta(\theta) = \int_0^\theta \left(\frac{\sin(\theta')}{\int_0^\pi \sin(\theta') d\theta'} \right) d\theta' = \frac{1}{2}(1 - \cos(\theta)) \quad (2.49)$$

$$\leftrightarrow \theta = \arccos(1 - 2R_\theta) \quad (2.50)$$

Dans le cas de l'émission depuis une surface, nous nous plaçons au préalable dans le repère local avec \vec{e}_z confondu avec la normale \vec{n} à la surface. De plus, seule la demi-sphère supérieure telle que $\phi \in [0; 2\pi]$ et $\theta \in [0; \pi/2]$ est considérée. En supposant, ici aussi, une émission isotrope de la

surface (surface Lambertienne), les densités de probabilités sont déterminées comme :

$$\begin{cases} p(\phi) = 1/(2\pi) \\ p(\theta) = 2\cos(\theta)\sin(\theta) \end{cases} \quad (2.51)$$

Avec les fonctions cumulées associées :

$$\begin{cases} g_{\phi}(\phi) = \int_0^{\phi} 1/(2\pi)d\phi' = \phi/2\pi \\ g_{\theta}(\theta) = \int_0^{\theta} 2\cos(\theta')\sin(\theta')d\theta' = \sin^2(\theta) \end{cases} \quad (2.52)$$

Le couple d'angle obtenu dans ce cas est :

$$\begin{cases} \phi = 2\pi R_{\phi} \\ \theta = \arcsin(\sqrt{R_{\theta}}) \end{cases} \quad (2.53)$$

Puissance d'émission

Le quantum transporte une certaine quantité de puissance. L'initialisation de la puissance transportée dépend des caractéristiques optiques et thermiques de l'élément surfacique ou volumique de départ. En supposant ces propriétés constantes dans une maille élémentaire, pour un élément de volume donné, la puissance d'émission se calcule comme :

$$P_V^e = \int_V \int_{\nu} 4\pi\kappa_{\nu} I_{\nu}^0(T_V) d\nu dV \quad (2.54)$$

Et pour un élément de surface :

$$P_S^e = \int_S \int_{\nu} \pi\epsilon_{\nu} I_{\nu}^0(T_S) d\nu dS \quad (2.55)$$

Les indices V et S différencient les éléments volumiques ou surfaciques.

Un quantum transporte une certaine quantité d'énergie Q_q . Une puissance P^e émise depuis un volume ou une surface correspond donc à un certain nombre N_q de quanta émis pendant un intervalle de temps δt telle que :

$$N_q = \frac{P^e \delta t}{Q_q} \quad (2.56)$$

Inversement, la puissance émise s'écrit comme :

$$P^e = \frac{Q_q}{\delta t} N_q = P_q N_q \quad (2.57)$$

Ainsi, nous définissons l'équivalent d'une puissance transportée par un quanta. La puissance émise est donc répartie équitablement entre un nombre N_q de quanta choisis arbitrairement qui sont initialisés avec une puissance respectivement égale à P_V^e/N_{qV} ou P_S^e/N_{qS} pour un élément de volume et un élément de surface.

Gestion de la fréquence des quanta

Afin de développer un code de résolution du transfert radiatif le plus général possible, nous choisissons volontairement de conserver la dépendance fréquentielle. Par la suite, nous verrons que les milieux seront supposés gris mais le code développé travaillera tout de même avec des grandeurs radiatives spectrales. Cela peut être utile pour traiter des matériaux avec une forte selectivité spectrale comme les verres [117].

Classiquement, la fréquence attribuée à chaque quantum est calculée à partir de la fonction de distribution de la luminance de l'élément émettant i à la température T_i :

$$p_{\nu,i} = \frac{\kappa_{\nu}(T_i)I_{\nu}^0(T_i)}{\int_{\nu=0}^{+\infty} \kappa_{\nu}(T_i)I_{\nu}^0(T_i)d\nu} \quad (2.58)$$

En tirant aléatoirement un nombre R_{ν} , la fréquence est déterminée. Ce procédé est efficace puisqu'il permet un tirage préférentiel de la fréquence respectant la puissance spectrale émise par un élément ayant une émissivité κ_{ν} et une température T_i . Cela implique que la puissance de chaque quantum est la même. Par ce procédé, plus de quanta seront envoyés dans des gammes fréquentielles plus énergétiques. Cependant, nous pourrions aussi envisager un tirage uniforme en fréquence et moduler la puissance d'émission des quantas selon leur fréquence.

Pour des raisons de parallélisation du code qui seront explicitées plus loin dans ce manuscrit, nous faisons le choix d'une attribution finalement déterministe de la fréquence.

La longueur d'onde du maximum d'émission $\lambda_{\text{moy},i}$ est calculée suivant la loi de Wien :

$$\lambda_{\text{moy},i} = 2898/T_i \quad \text{en } \mu\text{m} \quad (2.59)$$

Nous choisissons ensuite un intervalle fonction de ce maximum d'émission tel que $\lambda_{\text{min},i} = 0.5\lambda_{\text{moy},i}$ et $\lambda_{\text{max},i} = 8\lambda_{\text{moy},i}$. Cela nous permet d'éviter de suivre des quanta à des longueurs d'ondes où la puissance émise est faible énergétiquement. D'après la fraction d'émittance du corps noir, plus de 99% de la puissance est contenue cet intervalle. Grâce à la relation $\nu = c/\lambda$, nous nous ramenons à une définition en fréquence, plus pratique par le caractère invariant à l'indice de réfraction de cette dernière.

Le nombre de quanta lancés par bande de fréquence m dépend de la puissance radiative émise $P_{i,\Delta\nu_m}^e$ dans cette bande par rapport à la puissance totale émise P_i^e et du nombre total de quanta N_q . Suivant une simple règle de proportionnalité, il est calculé par :

$$N_{q,m} = \frac{P_{i,\Delta\nu_m}^e}{P_i^e} N_q \quad (2.60)$$

Cela permet, à l'instar d'une attribution stochastique, d'imposer préférentiellement les fréquences dans les gammes les plus énergétiques. Chaque quantum est émis à la fréquence moyenne de l'in-

tervalle m .

Résolution en 1D/2D déplacement 3D

Dans notre étude, nous sommes amenés à résoudre un problème conducto-radiatif sur des géométries pouvant être 1D, 2D et alternativement sur des bases cartésiennes ou cylindriques. Habi-

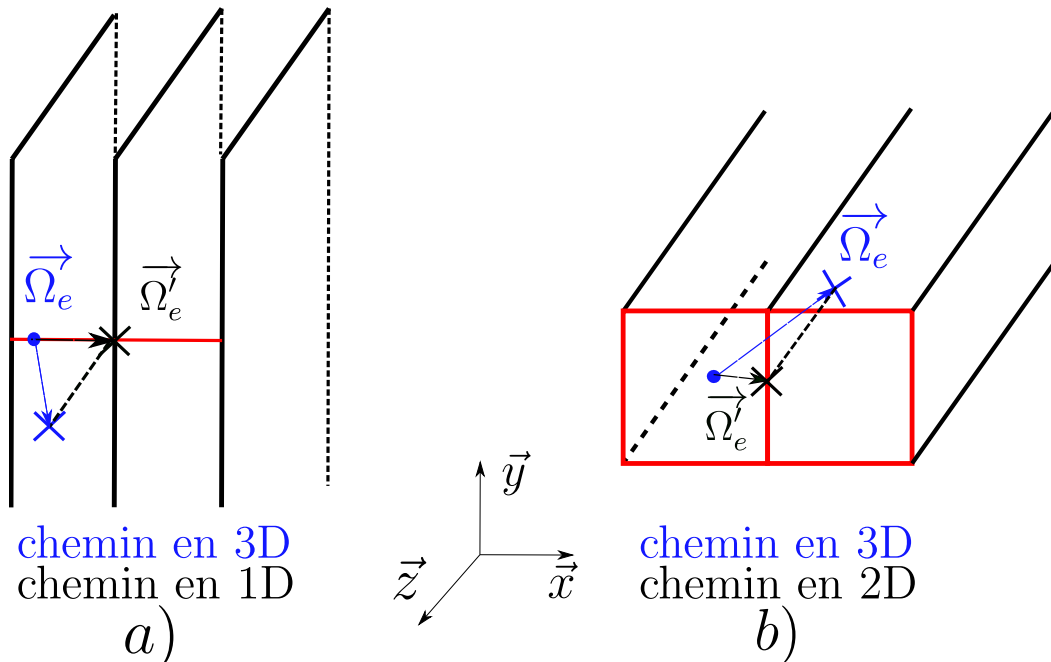


FIGURE 2.6 – a) Cas d'une projection 1D b) Cas d'une projection 2D

tuellement, l'hypothèse d'un milieu 1D revient à considérer que les équations physiques régissant le milieu et les conditions aux limites dans les deux autres directions n'influent pas sur la solution. Cela revient implicitement à considérer que ces frontières sont "suffisamment loin" ou que ces transferts sont "assez faibles" pour être négligés. Cependant, contrairement aux équations de transports, la dépendance directionnelle du rayonnement nécessite une résolution en trois dimensions.

Cela est sous-entendu dans la partie sur l'établissement de l'ETR (cf. section 2.1.3). Cependant, ceci apparaît plus clairement lors de l'application de la méthode de Monte Carlo. Un quantum se propage selon sa direction d'émission $\vec{\Omega}_e$ suivant les trois composantes $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ dont les valeurs dépendent des angles polaire θ et azimutal ϕ comme nous l'avons montré précédemment. Comme représenté sur la figure 2.6 a), travailler en 1D revient à considérer un maillage linéaire (représenté en rouge). La grandeur physique calculée est donc supposée constante entre deux plans infinis. De la même façon, dans un cas 2D (figure 2.6 b)), un maillage 2D correspond à des surfaces (triangulaire ou rectangulaire) infinies dans la troisième direction.

Cependant, les échanges énergétiques dépendent de la distance parcourue s par le quantum lors de son trajet. Nous pouvons voir que la distance parcourue dans un cas 3D (représenté en bleu) est beaucoup plus longue que le trajet projeté correspondant (représenté en noir) dans les cas 2D

et 1D. Ainsi, afin de ne pas biaiser l'estimation du flux radiatif, il est essentiel de considérer une propagation des quanta en 3D même dans le cas d'un maillage constitué d'éléments 1D ou 2D. De plus, dans un cas 1D, les éléments de surfaces émettant les quanta sont simplement des points tandis que les éléments de volume sont des segments. De la même façon, en 2D, les quanta sont émis respectivement depuis des lignes (pour les surfaces) et des surfaces (pour les volumes). Le chemin des quanta sont toujours construits en 3D.

Interaction quanta/milieu

Le quantum peut désormais parcourir le milieu. Comme les lois du transfert radiatif l'indiquent, celui-ci perd sa puissance par absorption du milieu (loi de Beer-Lambert). À l'inverse, cette puissance perdue par le quantum correspond à un gain pour le milieu. Nous avons vu précédemment comment estimer D_κ la distance parcourue avant absorption. L'idée serait alors de placer le quantum à la position d'absorption et d'attribuer toute la puissance portée à l'élément d'arrivée. Cependant, il a été démontré que cette méthode dite "tout ou rien" discrétise trop fortement les échanges énergétiques. B. Wong et P. Mengüç [163] ont montré qu'une méthode avec une atténuation progressive possède de meilleures performances pour des milieux optiquement épais ($\tau > 5$) et offre un très bon compromis temps/précision pour des milieux optiquement plus minces. L'idée de l'atténuation

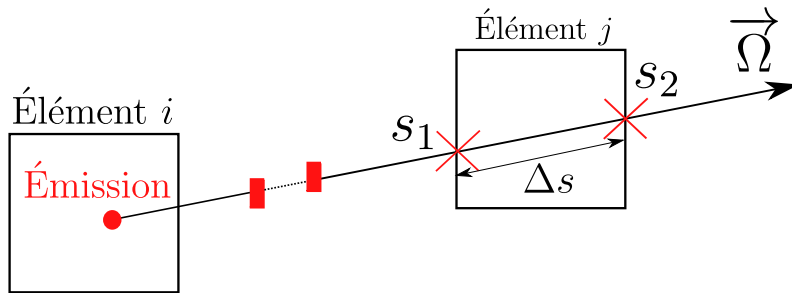


FIGURE 2.7 – Chemin Optique (projeté en 2D)

progressive n'est plus de tirer aléatoirement une distance d'absorption mais de transférer la puissance portée par les quanta tout au long de son trajet optique. La figure 2.7 représente le traitement du chemin.

Un quantum, initialisé à la puissance $P^{\text{tr}}(s = 0)$ et émis depuis un élément i , traverse l'élément j en passant par les coordonnées s_1 et s_2 . La puissance perdue suit une loi exponentielle dépendante de la distance parcourue Δs :

$$P_{ij,\nu,n}^{\text{ea}} = P_n^{\text{tr}}(s_1) - P_n^{\text{tr}}(s_2) = P_n^{\text{tr}}(s_1) (1 - \exp(-\kappa_\nu \Delta s)) \quad (2.61)$$

Il est à noter que le terme $P_{ij,\nu,n}^{\text{ea}}$ correspond donc à la puissance spectrale radiative échangée par le $n^{\text{ième}}$ quanta émis à la fréquence ν entre l'élément d'émission i et un élément d'absorption j .

Remarque : Le fait de discrétiser l'espace en éléments pour quantifier les énergies échangées met en

évidence un des inconvénients de cette méthode de Monte Carlo. En effet, juste après son émission, un quantum va obligatoirement parcourir une certaine distance au sein de l'élément de départ. Pendant ce déplacement, l'élément étant considéré isotherme, aucun échange énergétique n'est comptabilisé. Cela ne semble pas si important si le trajet réalisé dans les autres éléments est beaucoup plus grand par rapport à ce "premier déplacement". Cependant, supposons, dû à des éléments de trop grande taille par rapport au libre parcours moyen, qu'une faible quantité de porteurs d'énergie atteigne les éléments voisins. La solution serait biaisée, sous-estimant les échanges radiatifs. Dans le cas de l'étude de milieux optiquement épais, cela contraint l'utilisateur à recourir à des éléments de tailles plus faibles, ou, autrement dit, un maillage plus fin, des calculs plus longs et moins précis. La méthode perd alors de son intérêt.

Évènements de diffusions

Comme vu en début de chapitre, l'atténuation par diffusion constitue une perte énergétique dans la direction $\vec{\Omega}$ par un changement de direction vers $\vec{\Omega}'$. Cela peut être dû à divers phénomènes d'interaction rayonnement/matière. Cependant, dans le cas de mousses solides à brins opaques, la présence de ce phénomène provient de la réflexion sur les surfaces et de l'hypothèse du milieu homogène comme nous le verrons par la suite.

Prendre en compte les phénomènes de diffusion est analogue aux phénomènes d'absorption. Une

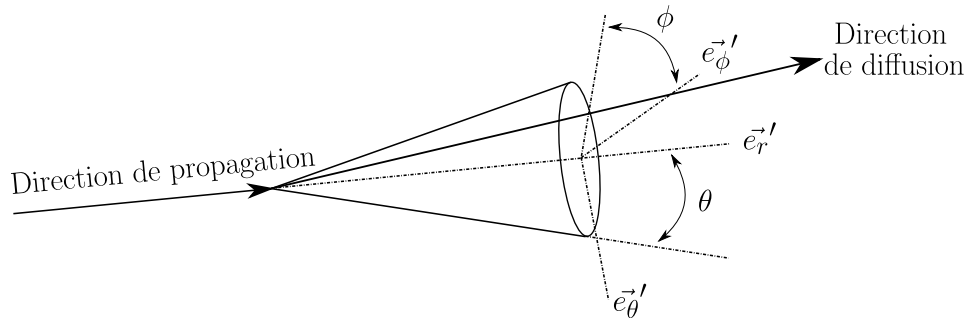


FIGURE 2.8 – Repère utilisé pour calculer la direction de diffusion

comparaison entre différentes approches est proposée dans la thèse de A. Collin [164]. L'essentiel est simplement de toujours être cohérent avec la formulation de l'ETR. Nous faisons le choix de traiter la diffusion en déterminant la distance parcourue avant diffusion tel que :

$$R_{\sigma} = \exp(-\sigma_{\nu} D_{\sigma}) \leftrightarrow D_{\sigma} = -\frac{1}{\sigma_{\nu}} \ln(1 - R_{\sigma}) \quad (2.62)$$

Lorsqu'un évènement de diffusion intervient, il n'y a pas d'échange énergétiques entre les éléments du domaine. Ainsi, l'absorption est traitée progressivement et la diffusion ponctuellement.

Lorsque la longueur de diffusion est plus faible que la longueur d'absorption une nouvelle direction est appliquée. La nouvelle direction la plus simple à traiter et celle de la diffusion isotrope. La nou-

velle direction est identique à la direction d'émission isotrope (relations 2.48 et 2.50). Dans le cas d'une diffusion anisotrope, considérant une base sphérique locale $(\vec{e}_r'; \vec{e}_\theta'; \vec{e}_\phi')$ avec \vec{e}_r' confondue avec la direction de propagation $\vec{\Omega}$ (cf. fig. 2.8), les deux angles associés à la nouvelle direction sont :

$$\begin{cases} \phi = 2\pi R_\phi \\ R_\theta = \frac{1}{2} \int_0^\theta P(\theta') \sin(\theta') d\theta' \end{cases} \quad (2.63)$$

En exprimant la nouvelle direction dans la base locale, puis en utilisant la matrice de passage de la base locale à la base globale, nous calculons la nouvelle direction de diffusion.

Fin d'un chemin optique : atténuation

Avec une loi d'absorption progressive, la puissance portée par le quantum n'est jamais totalement absorbée. Cette dernière décroît exponentiellement comme représenté sur la fig. 2.9. Le quantum perd 90% de la puissance initiale après avoir parcouru une distance égale à trois fois la distance d'absorption (=1/coefficient d'absorption). Cependant, la puissance transportée n'est jamais nulle. Ainsi, afin de s'affranchir de temps de calculs superflus en suivant un trajet long et finalement peu énergétique, il est préférable d'arrêter le suivi lorsque la puissance portée devient faible par rapport à la puissance initiale $P^{\text{tr}}(s = 0)$.

Cependant, même si cette puissance "abandonnée" sur un seul chemin génère un biais faible, l'augmentation du nombre de chemins augmentera indéniablement le biais sur les échanges totaux. La méthode de la roulette russe permet d'éviter ce type de désagrément. Lorsque le rapport des puissances (portée/initiale) est plus faible qu'un seuil fixé arbitrairement, un test suivant la loi de Bernoulli est réalisé afin d'estimer si le trajet s'arrête ou continue. S'il est positif, le suivi s'arrête et le quantum est retiré. Sinon, le suivi continu et l'énergie du quantum est augmenté afin de rester supérieur au seuil. Deux paramètres c et p sont définis tels que :

$$\text{Si } P^{\text{tr}}(s) \leq cP^{\text{tr}}(0) \text{ nous tirons } R_p \begin{cases} \text{si } R_p \leq 1 - p \rightarrow \text{arrêt du suivi : absorption} \\ \text{sinon} \rightarrow \text{continue avec } P^{\text{tr}}(s) = P^{\text{tr}}(s)/p \end{cases} \quad (2.64)$$

H. Kobayashi et H. Iwabushi [165] ont proposé un couple de paramètres tel que : $c = 0.05$ et $p = 0.1$, qui allie à la fois vitesse de calcul et précision du résultat.

Fin d'un chemin optique : Interaction avec la frontière

La roulette russe n'est pas la seule possibilité d'arrêt de suivi. Lorsqu'un quantum atteint une frontière $\partial\Gamma$ du domaine Γ , un nouveau test basé sur une loi de Bernoulli est réalisé. Celui-ci est

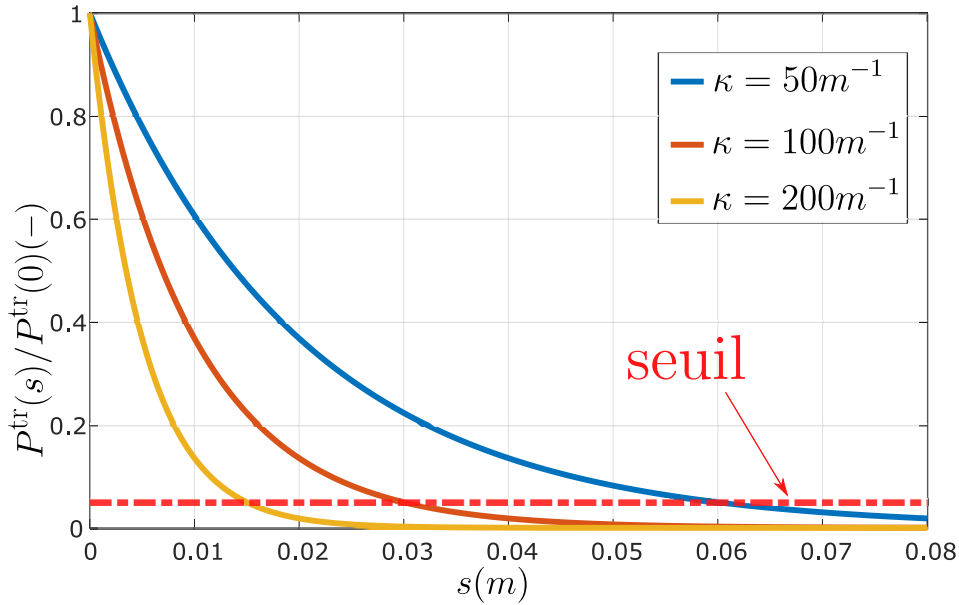


FIGURE 2.9 – Énergie du quantum

basé sur les propriétés optiques de l'interface :

$$\text{Si } s \in \partial\Gamma \text{ nous tirons } R_{\text{int}} \begin{cases} \text{si } R_{\text{int}} \leq \epsilon_v \rightarrow \text{arrêt du suivi : absorption} \\ \text{sinon} \rightarrow \text{continue avec } \vec{\Omega}_{\text{inc}} = \vec{\Omega}_{\text{new}} \end{cases} \quad (2.65)$$

L'interface n'étant pas transparente comme dans le cas des verres, les événements de transmission ne sont pas considérés ici. Si le test est positif le rayon est absorbé, l'élément de frontière obtient l'ensemble de la puissance portée et le suivi s'arrête. Dans le cas contraire, le quantum est considéré comme réfléchi par l'interface. Aucun échange énergétique n'est comptabilisé et nous continuons le suivi. Un nouveau test est réalisé afin de déterminer la nature de la réflexion (diffuse ou spéculaire). Un nombre aléatoire basé sur une loi uniforme $R_{\text{sp/d}}$ est comparé au ratio $\rho_d/(\rho_{\text{sp}} + \rho_d)$. Enfin, la nouvelle direction $\vec{\Omega}_{\text{new}}$ est attribuée selon le type de réflexion et les propriétés optiques de la surface impactée.

Calcul de la divergence du flux radiatif et principe de réciprocité

Après avoir présenté les différentes parties intégrées au code quant à l'initialisation des quanta (position, direction et puissance), l'attribution fréquentielle, leur propagation et le traitement des échanges énergétiques, intéressons nous à la grandeur d'intérêt : la divergence du flux radiatif $\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_r$. Dans le cas le plus simple, l'estimation des échanges dans un élément i correspond à un bilan radiatif. Cette méthode, dite "directe" (MD), consiste à faire la différence entre la puissance émise et la puissance absorbée (cf relation 2.19) :

$$P_i^{\text{MD}} = \sum_{j=1}^{N_t} \int_{\nu_{\text{min},i}}^{\nu_{\text{max},i}} (P_{ij,\nu}^{\text{ea}} - P_{ji,\nu}^{\text{ea}}) d\nu = P_i^e - \sum_{j=1}^{N_t} \int_{\nu_{\text{min},i}}^{\nu_{\text{max},i}} P_{ji,\nu}^{\text{ea}} d\nu \quad (2.66)$$

avec $P_{ij,\nu}^{ea}$ la puissance radiative spectrale émise par i et absorbée par j , $N_t = N_V + N_S$ représente l'ensemble des éléments de volume et de surface et P_i^{MD} la puissance radiative nette échangée entre i et les autres éléments du domaine. En intégrant $P_{ij,\nu}^{ea}$ sur les fréquences puis sur tous les éléments j , nous obtenons bien P_i^e l'ensemble de la puissance radiative émise (voir relation 2.80 et 2.55) depuis l'élément i vers le reste du domaine. La grandeur $P_{ji,\nu}^{ea}$ correspond à la puissance spectrale émise depuis j et absorbée par i . En intégrant cette dernière grandeur sur les fréquences et les éléments, nous obtenons la puissance totale absorbée par i . La divergence du flux radiatif s'obtient en rapportant la puissance radiative échangée au volume de l'élément i tel que :

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{q}_r)_i^{MD} = P_i^{MD}/V_i \quad (2.67)$$

De la même façon, le flux net reçu par un élément de surface est calculé en rapportant la puissance radiative échangée à la surface de l'élément i tel que :

$$(\vec{q}_r)_i^{MD} \cdot \vec{n} = P_i^{MD}/S_i \quad (2.68)$$

avec \vec{n} la normale extérieure à la surface considérée. L'exposant MD indique que cette façon de traiter les échanges radiatifs est réalisé selon la méthode directe. Cependant, il existe de nombreuses techniques d'optimisation de la méthode de Monte Carlo [166–168]. Par optimisation, nous entendons une réduction des temps de calcul par une diminution de l'incertitude associée à chaque estimation. Autrement dit, une méthode optimisée est capable d'obtenir un résultat de précision semblable à la méthode directe pour un nombre de chemins suivis inférieur. Parmi les différentes possibilités d'optimisations, L. Tessé et al. [169] ont démontré l'efficacité de la méthode de Monte Carlo dite Réciproque. Celle-ci repose sur l'écriture de la puissance nette échangée entre deux éléments comme proposé initialement par J. Green en 1967 [170]. Si nous considérons un chemin op-

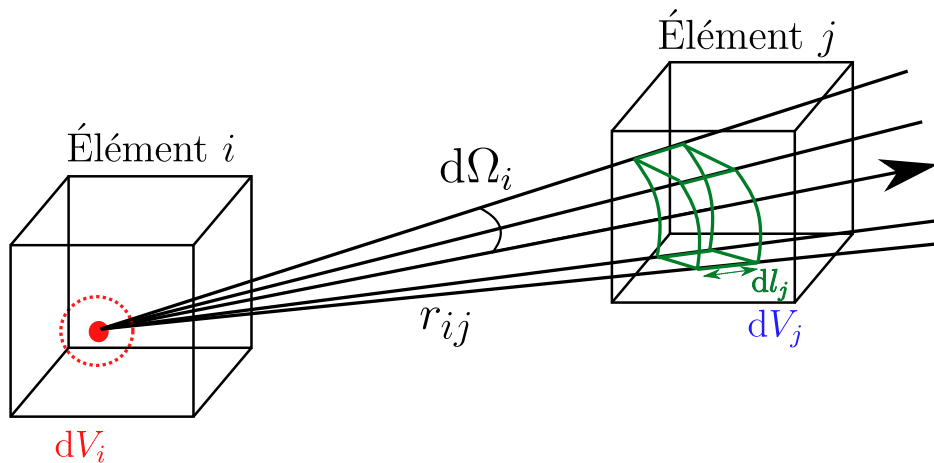


FIGURE 2.10 – Échange radiatif entre un élément i et j

tique émis depuis un élément de volume dV_i et traversant un élément de volume dV_j (figure 2.10),

la puissance élémentaire monochromatique radiative échangée entre les deux éléments s'écrit :

$$dP_{ij,\nu}^{ea} = \kappa_{i,\nu} I_\nu^0(T_i) d\Omega_i dV_i \tau_{ij,\nu} \kappa_{j,\nu} dl_j \quad (2.69)$$

avec $\tau_{ij,\nu}$ la partie de la puissance émise par i et qui n'a pas été absorbée avant d'atteindre j . En définissant r_{ij} la longueur séparant les deux éléments, il est possible de faire apparaître l'élément de volume absorbant :

$$dV_j = r_{ij}^2 dl_j d\Omega_i \quad (2.70)$$

En injectant cette dernière relation dans l'éq. (2.69), nous obtenons :

$$dP_{ij,\nu}^{ea} = \frac{\kappa_{i,\nu} I_\nu^0(T_i) \tau_{ij,\nu} \kappa_{j,\nu}}{r_{ij}^2} dV_i dV_j \quad (2.71)$$

En intégrant sur les éléments de volumes, nous remontons à la puissance radiative émise par i et absorbée en j :

$$P_{ij,\nu}^{ea} = I_\nu^0(T_i) \int_{V_i} \int_{V_j} \frac{\kappa_{i,\nu} \tau_{ij,\nu} \kappa_{j,\nu}}{r_{ij}^2} dV_i dV_j \quad (2.72)$$

Il est à noter que la luminance est supposée constante dans un élément de volume. De plus, en effectuant ce calcul entre deux éléments de surfaces, le terme double intégral deviendrait ce qu'on appelle plus communément le facteur de forme de i vers j . En réalisant la même démarche pour exprimer la puissance radiative provenant de j et atteignant i , nous pouvons écrire :

$$P_{ji,\nu}^{ea} = I_\nu^0(T_j) \int_{V_i} \int_{V_j} \frac{\kappa_{i,\nu} \tau_{ij,\nu} \kappa_{j,\nu}}{r_{ij}^2} dV_i dV_j \quad (2.73)$$

Le ratio des deux relations précédentes constitue le principe de réciprocité :

$$\frac{P_{ji,\nu}^{ea}}{P_{ij,\nu}^{ea}} = \frac{I_\nu^0(T_j)}{I_\nu^0(T_i)} \quad (2.74)$$

Autrement dit, le rapport des puissances spectrales émises et absorbées entre les deux éléments considérés est simplement égal au rapport des luminances spectrales du corps noir à leur température respective. Si nous injectons cette relation dans le calcul de la divergence (cf eq. (2.66)), il est possible d'extraire deux formulations réciproques :

$$\begin{cases} P_i^{\text{ARM}} = \sum_{j=1}^{N_t} \int_{\nu_{\min,i}}^{\nu_{\max,i}} P_{ji,\nu}^{ea} \left(\frac{I_\nu^0(T_i)}{I_\nu^0(T_j)} - 1 \right) d\nu \\ P_i^{\text{ERM}} = \sum_{j=1}^{N_t} \int_{\nu_{\min,i}}^{\nu_{\max,i}} P_{ij,\nu}^{ea} \left(1 - \frac{I_\nu^0(T_j)}{I_\nu^0(T_i)} \right) d\nu = P_i^e \sum_{j=1}^{N_t} \int_{\nu_{\min,i}}^{\nu_{\max,i}} \left(1 - \frac{I_\nu^0(T_j)}{I_\nu^0(T_i)} \right) d\nu \end{cases} \quad (2.75)$$

La première est appelée "Absorption Reciprocity Method" (ARM) puisque la divergence du flux radiatif d'un élément i est calculée en intégrant l'ensemble des échanges réalisés à partir de quanta provenant du reste du domaine vers i . La seconde se nomme "Emission Reciprocity Method" (ERM). Le terme divergence est estimé uniquement par les échanges réalisés à partir de quanta émis depuis

i vers le reste du domaine. Dans les deux cas, cela revient à pondérer la puissance échangée entre les deux éléments tel que :

$$P_{ij,\nu,n}^{ech} = P_{ij,\nu,n}^{ea} \left(1 - \frac{I_{\nu}^0(T_j)}{I_{\nu}^0(T_i)} \right) = P^{tr}(s_1) (1 - \exp(-\kappa_{\nu} \Delta s)) \left(1 - \frac{I_{\nu}^0(T_j)}{I_{\nu}^0(T_i)} \right) \quad (2.76)$$

avec n l'indice correspondant au $n^{\text{ième}}$ quantum suivi à la fréquence ν . Il est à noter que cela ne change en rien la décroissance de la puissance transportée par le quantum qui respecte toujours la loi de Beer-Lambert. Cependant, la puissance spectrale échangée $P_{ij,\nu,n}^{ech}$ ou $-P_{ij,\nu,n}^{ech}$ est attribuée à l'élément i ou j selon si nous travaillons avec la méthode ARM ou ERM. De plus, en reprenant toute la démarche présentée jusqu'ici, il est aussi tout à fait possible de proposer une formulation valable pour un milieu gris à partir des grandeurs radiatives intégrées en fréquence [162].

Cette relation démontre clairement l'avantage d'une méthode réciproque devant la méthode directe. Si deux éléments i et j sont à la même température, leurs luminances spectrales associées sont égales. La puissance obtenue par un élément sera imposée naturellement nulle. Il est à noter qu'une méthode réciproque apparaît plus efficace que la méthode classique lorsque le champ de température varie faiblement [171]. L'ERM se distingue par sa formulation. Le calcul du terme source radiatif de l'élément i est réalisé seulement à partir de quanta envoyés depuis ce même élément. Cela est très pratique puisque le calcul de chacun des éléments peut être réalisé indépendamment de chemins émis depuis les autres éléments. Il est alors aisé d'appliquer un critère de convergence sur la puissance radiative échangée. Ce type de méthode par émission est très utile lorsqu'il s'agit de calculer les échanges radiatifs prenant place uniquement dans une petite zone du domaine, comme par exemple, le flux net échangé par un capteur ou une paroi.

Tirage préférentiel et reformulation

D'autres possibilités d'améliorations consistent à favoriser la précision et la convergence de l'algorithme de Monte Carlo en proposant un tirage préférentiel. Dans le cas de l'étude des systèmes réactifs (combustion turbulente de flammes), Y. F. Zhang et al. [172] ont démontré que l'ERM présente des biais lors de l'estimation du terme divergence du flux radiatif pour les éléments les plus froids du domaine. Cela peut se comprendre graphiquement sur la figure 2.11. La distribution fréquentielle de la puissance radiative spectrale absorbée (en pointillé) et émise (en trait plein), est représentée pour un élément considéré comme froid (cas a) 700K) et un élément chaud (cas b) 2500K). L'origine de ces biais peut être expliqué en considérant le spectre d'émission de l'élément froid. La grande partie des quanta émis sont situés sur une gamme fréquentielle faible. Pourtant, la plus grande partie de la puissance provient des échanges avec les éléments les plus chauds, situés sur des gammes fréquentielles plus hautes. Ainsi, en d'autres mots, un algorithme de type ERM sous-estimera fortement les échanges puisque très peu de quanta, voir aucun, ne représentent les

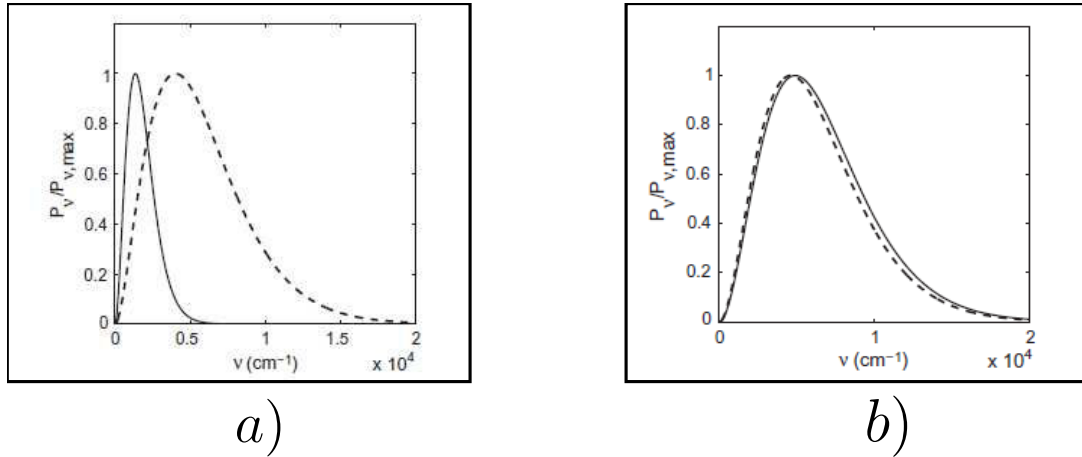


FIGURE 2.11 – Puissance radiative spectrale émise (—) a) Cellule à 700K b) Cellule à 2500K comparée à la puissance radiative spectrale absorbée(- - -) par ces cellules et provenant du reste du domaine. Figure issue de Y. F. Zhang et al. [172]

gamme fréquentielle les plus énergétiques.

Ces auteurs ont donc proposé une modification de la formulation de Monte Carlo afin de s'affranchir de ce décalage en fréquence. La fréquence n'est alors plus fonction de la température de l'élément émettant mais de l'élément le plus chaud du domaine T_{\max} . Cette méthode est nommée "Optimized Emission Reciprocity Method" (OERM) et la divergence se calcule par :

$$P_i^{\text{OERM}} = P_i^e(T_{\max}) \sum_{j=1}^{N_t} \int_{\nu_{T_{\min}}}^{\nu_{T_{\max}}} \left(1 - \frac{I_{\nu}^0(T_j)}{I_{\nu}^0(T_i)} \right) \left(\frac{I_{\nu}^0(T_i)}{I_{\nu}^0(T_{\max})} \right) d\nu \quad (2.77)$$

La puissance émise en i dépend donc de T_{\max} et de la gamme fréquentielle associée à la température la plus chaude du domaine étudié. Un facteur correctif $\frac{I_{\nu}^0(T_i)}{I_{\nu}^0(T_{\max})}$ est ajouté afin d'obtenir, en fin d'intégration, rigoureusement la divergence du flux radiatif en i . Cette méthode a l'avantage de corriger le biais sur l'estimation.

Avec une idée similaire, F. Dupoirieux et al. [173] ont aussi proposé une amélioration des méthodes ERM et ARM. Par le calcul de la variance sur l'estimation des deux formulations réciproques, ils déduisent l'équation suivante :

$$\frac{\sigma(\vec{\nabla} \cdot (\vec{q}_r)_i^{\text{ERM}})}{\sigma(\vec{\nabla} \cdot (\vec{q}_r)_i^{\text{ARM}})} = \sqrt{\frac{I_{\nu}^0(T_j)}{I_{\nu}^0(T_i)}} \quad (2.78)$$

D'après cette relation, le rapport des variances associées à chacune des méthodes diminue si la température de l'élément émettant est plus bas que l'élément absorbant. L'idée est donc d'utiliser alternativement l'une ou l'autre formulation. Si $T_i \geq T_j$ on applique l'ERM. Dans le cas contraire, on utilise une formulation ARM. Cette méthode appelée "Optimized Reciprocity Method" (ORM) réduit efficacement la variance lors de l'estimation.

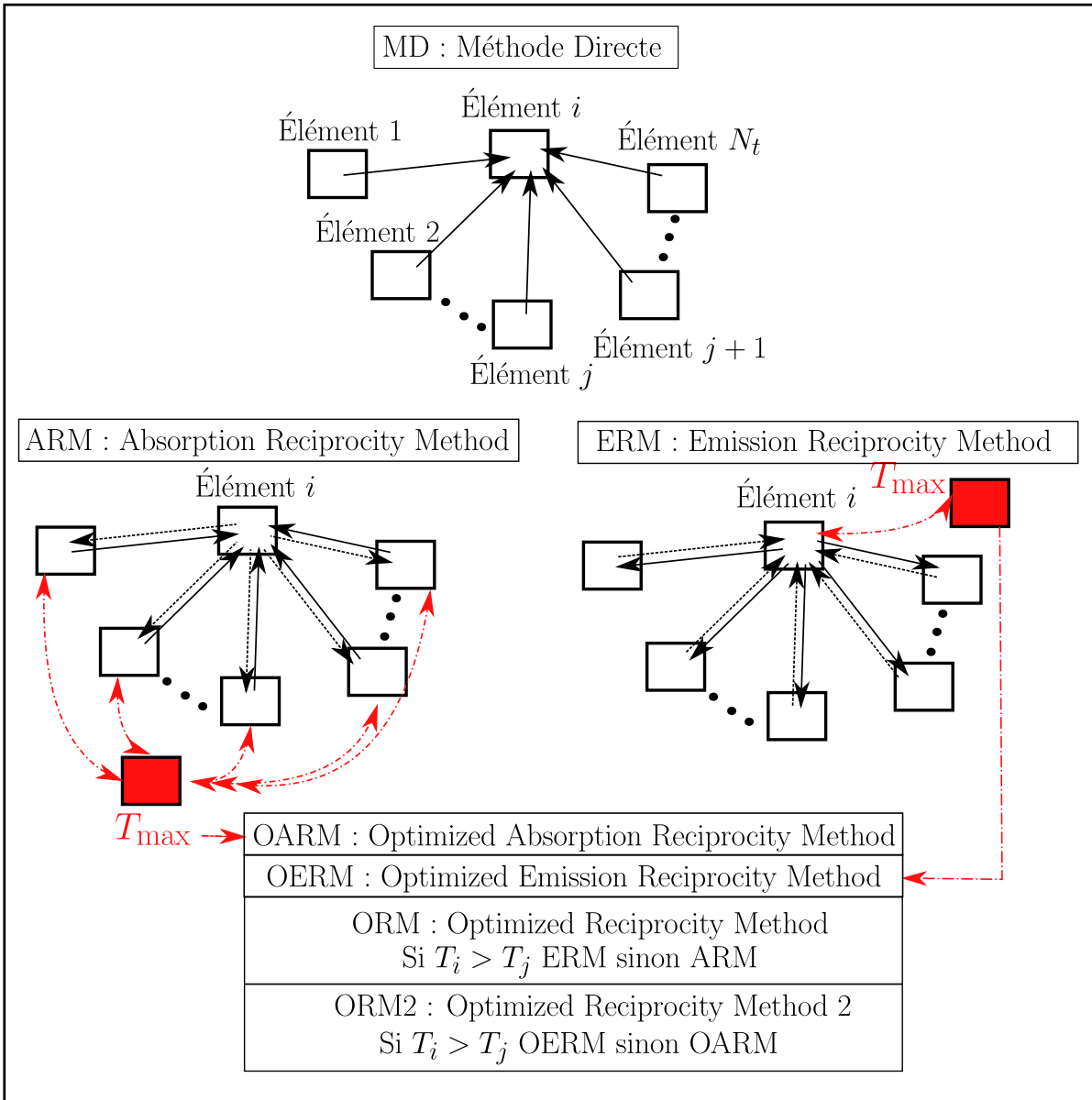


FIGURE 2.12 – Principe du calcul des puissances radiatives échangées selon les différentes méthodes Directe, ARM, ERM, OARM, OERM, ORM, ORM2. L'élément i correspond à l'élément où le calcul est réalisé. Les flèches continues partent de l'élément d'émission vers l'élément d'absorption tandis que les flèches pointillées représentent le principe de réciprocité

Nouvelles formulations optimisées

Comme dit précédemment, la méthode de Monte Carlo est flexible quant au choix du traitement des échanges énergétiques quanta/cellules. La méthode OERM, par un changement de distribution en fréquence améliore la précision de l'estimation et s'affranchit de biais possible sur les éléments les plus froids. Seulement, de manière réciproque, un biais est aussi tout à fait possible sur les éléments les plus chauds.

Avec la même idée utilisée pour corriger l'ERM, nous proposons l' "Optimized Absorption Reciprocity

Method" (OARM) se calculant comme :

$$P_i^{OARM} = \sum_{j=1}^{N_t} \int_{\nu_{T_{\min}}}^{\nu_{T_{\max}}} P_{ji,\nu}^{ea}(T_{\max}) \left(\frac{I_{\nu}^0(T_i)}{I_{\nu}^0(T_j)} - 1 \right) \left(\frac{I_{\nu}^0(T_j)}{I_{\nu}^0(T_{\max})} \right) d\nu \quad (2.79)$$

Il est à noter que la distribution fréquentielle reste toujours dépendante de la température maximale du domaine. L'implémentation d'une méthode ARM vers une méthode OARM est alors immédiate par simple ajout de la correction fréquentielle. Toutes les cellules émettent la puissance associée à la température la plus chaude et la puissance échangée entre deux cellules est calculée par :

$$P_{ji,\nu,n}^{ech} = P^{tr}(s_1) (1 - \exp(-\kappa_{\nu} \Delta s)) \left(\frac{I_{\nu}^0(T_i)}{I_{\nu}^0(T_j)} - 1 \right) \left(\frac{I_{\nu}^0(T_j)}{I_{\nu}^0(T_{\max})} \right) \quad (2.80)$$

De plus, afin d'améliorer la variance de l'estimation, il devient alors possible d'utiliser alternativement l'OERM lorsque $T_i \geq T_j$ et l'OARM dans le cas contraire. Cette méthode sera appelée ORM2. La fig. 2.12 rassemble les différentes méthodes présentées et illustre le principe de calcul des puissances radiatives échangées pour chacune.

Couplage et résolution numérique

Tous les aspects importants de la méthode de Monte Carlo appliquée à la résolution d'un problème radiatif étant maintenant introduits, nous abordons ici le couplage avec l'équation de la chaleur.

Un des inconvénients de cette méthode est son absence des solveurs commerciaux. Il existe cependant une variante de la méthode de Monte Carlo implémentée dans Fluent ®. Elle est utilisée pour le calcul des facteurs de formes nécessaires à l'application de la méthode des radiosités. Généralement, comme dans les travaux de thèse de B. Lecorre [138], la résolution d'un problème thermique couplé nécessite d'intégrer la méthode directement dans un solveur commercial. Ce dernier traite les lois physiques déjà intégrées en interne (loi mécanique, thermique, magnétique etc..) tandis qu'une subroutine appelle un code extérieur pour résoudre l'ETR. Une autre solution consiste à réaliser soi-même la résolution complète du problème par un code indépendant. Nous avons fait le choix de cette dernière par souci pratique. En effet, certains logiciels commerciaux peuvent présenter un aspect assez "opaque" quant à la construction du maillage, le solveur et le contrôle de la précision. L'idée est donc de maîtriser chacune des différentes étapes de la résolution.

L'ensemble du code est construit sur Fortran90 ®. La résolution de l'équation de la chaleur (cf eq. (2.1)) est réalisée par une méthode de volumes finis. Par exemple, dans un cas 2D, un volume de contrôle centré en cellule comme sur la fig. 2.13 a) est construit. La température est supposée constante dans ce volume défini par son domaine Γ et son contour $\partial\Gamma$. Pour des raisons pratiques, nous travaillons sur un maillage identique à celui utilisé pour résoudre l'ETR.

La méthode des Volumes Finis est basée sur la résolution de l'équation de conservation sur chaque

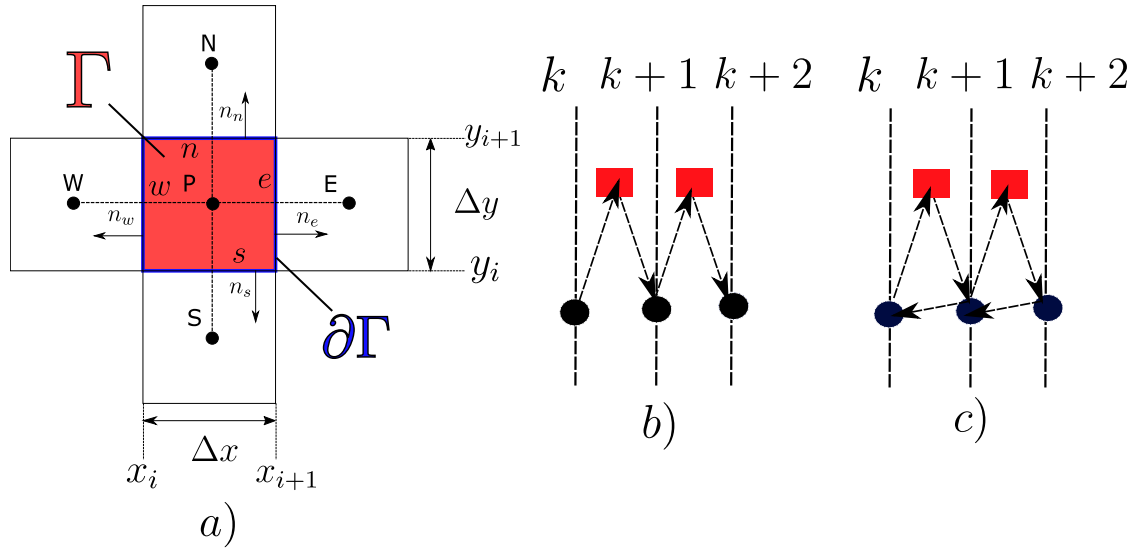


FIGURE 2.13 – a) Méthode des volumes finis : Volume de contrôle ; Mode de couplage calcul radiatif (représenté en rouge) et calcul du champ de température (représenté en noir) : b) Couplage faible c) Couplage fort

nœud P du maillage. Pour les nœuds inclus dans le milieu semi-transparent, l'équation de conservation est intégrée sur le volume tel que :

$$\int_{\Gamma} \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} d\Gamma = - \left(\int_{\Gamma} \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_c d\Gamma + \int_{\Gamma} \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_r d\Gamma \right) \quad (2.81)$$

Par application du théorème de Green-Ostrograski, nous nous ramenons à la forme conservative suivante :

$$\int_{\Gamma} \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} d\Gamma = - \left(\int_{\partial\Gamma} \vec{q}_c \cdot \vec{n} d(\partial\Gamma) + \int_{\Gamma} \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_r d\Gamma \right) \quad (2.82)$$

Après la définition de la géométrie (cartésienne, cylindrique ou sphérique) et des conditions aux limites, le terme densité de flux conductif \vec{q}_c est discrétisé par un schéma centré d'ordre 1. Ensuite, nous utilisons un schéma récursif d'ordre 1 en temps (Euler Implicite) pour discrétiser la dérivée temporelle $\partial/\partial t$. Cela permet d'exprimer le champ de température à l'instant t^{k+1} en fonction de l'instant t^k . Le terme divergence $\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_r$ est obtenu par la méthode de Monte Carlo décrite précédemment à partir de la connaissance du champ de température à l'instant t^k . Représenté sur la fig. 2.13 b), cette procédure correspond à un couplage faible. Les deux solveurs alternent le calcul de façon successive. La précision dépendra essentiellement du pas de temps choisi. Ce couplage a l'avantage d'être le plus rapide. À l'inverse, le couplage fort est rétroactif (fig. 2.13 c)). L'incrément de t^k à t^{k+1} n'est réalisé que lorsqu'un critère de convergence (imposant une précision minimum) est atteint. Cela nécessite donc plusieurs itérations entre les deux solveurs. Le calcul est plus précis mais plus long.

Nous avons fait un choix intermédiaire en se basant sur un couplage faible mais en implémentant un pas de temps adaptatif. Ce type de méthode est couramment employé dans tous les solveurs

commerciaux. Le pas de temps adaptatif est réglé grâce à un critère de convergence basé sur la plus grande variation de température du domaine. Il est imposé tel que :

$$\max\left(\frac{|T^{k+1} - T^k|}{T^k}\right) \leq \epsilon \quad (2.83)$$

avec $\epsilon = 10^{-4}$ le critère de convergence. Il n'impose aucune variation du champ de température supérieur à 0.01%. B. Lecorre [171] a montré, sur un cas conducto-radiatif transitoire dans lequel de forts gradients thermiques sont présents, que l'erreur entre les deux modes de couplages n'excède pas 0.5%. Nous avons donc toutes les raisons de penser que le couplage adopté est suffisant pour notre étude. De plus, dans la partie suivante, nous comparons le modèle présenté avec des solutions de références (semi-analytiques) ou avec des solutions obtenues par voies numériques recourant à un couplage fort.

2.3 Validation et Résultats

L'objectif principal est de valider l'utilisation de la méthode de Monte Carlo dans le cas de la méthode Flash et à déterminer la formulation (ARM, OARM, ERM etc..) la plus appropriée. Cette partie étudie les différentes méthodes présentées précédemment. Nous cherchons, de plus, à identifier et quantifier plus clairement les avantages et inconvénients de chacune.

2.3.1 Cas 1 : Problème 1D stationnaire en géométrie cartésienne

Le premier cas traité est celui d'une géométrie 1D en coordonnées cartésiennes avec des conditions aux limites de type température imposée (Conditions de Dirichlet) et à l'état stationnaire. Ce cas simple de plaque chaude gardée a été initialement proposé par R. Viskanta et al [174]. Cette étude est intéressante car il existe une solution semi-analytique à ce problème. De plus, les auteurs traitent des cas extrêmes où le transfert est gouverné en grande partie par les transferts radiatifs. Comme représentée sur la fig. 2.14 a), le problème est 1D selon l'axe \vec{y} . Le milieu absorbant-émettant et non diffusant caractérisé par son épaisseur optique $\tau = \kappa L = 1$ et sa conductivité thermique λ est placé entre deux surfaces d'émissivité unitaire et de température respectivement égale à $T_{\text{cold}} = 300$ K et à T_{hot} (variable). La conductivité thermique varie en fonction du nombre de Stark $N = \kappa\lambda/4\sigma_{\text{SB}}T_{\text{ref}}^3$ avec $T_{\text{ref}} = T_{\text{hot}}$, qui quantifie le rapport entre le transfert conductif et radiatif. Nous imposons $N = 1; 0.1; 0.01$ et nous traitons les cas $T_{\text{hot}} = 2 \times T_{\text{cold}}$ et $T_{\text{hot}} = 10 \times T_{\text{cold}}$ afin d'observer les effets non-linéaires impliqués par les transferts radiatifs.

Pour la résolution, nous utilisons un maillage composé de 21 nœuds (cf fig. 2.14 b)) et nous ne retenons que la solution à l'état stationnaire. Nous fixons le nombre de quanta suivis par élément tel

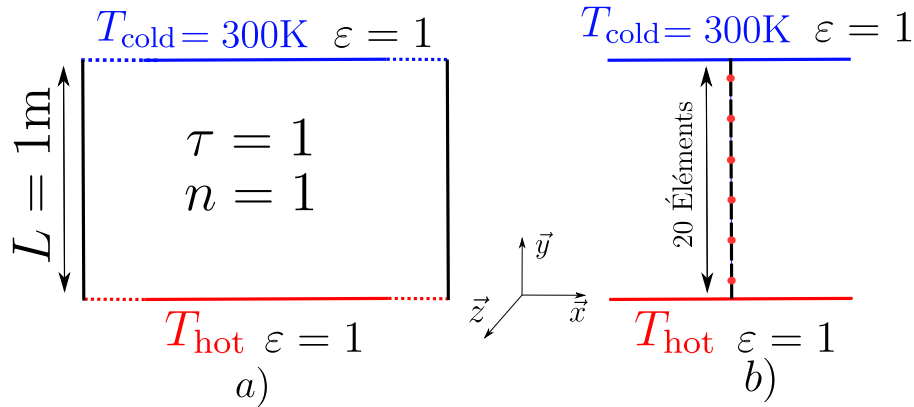


FIGURE 2.14 – a) Définition du problème thermique b) Maillage

que $N_{qV} = N_{qS} = 10^4$. La température adimensionnée $T^* = (T - T_{\text{cold}})/(T_{\text{hot}} - T_{\text{cold}})$ est représentée sur la fig. 2.15 pour les deux cas. La solution semi-analytique (représentée par des croix rouges) est comparée aux résultats obtenus avec les différentes formulations de la méthode de Monte Carlo. Premièrement, nous pouvons noter l'évolution linéaire de la température pour le cas $N = 1$. Évolution très classique puisque la conduction est le mode de transfert prédominant. Ensuite, pour des nombres de Stark inférieurs, le rayonnement impacte le champ de température, lui donnant cette forme de "S" bien connue de la littérature [175–177]. Dans le même temps, nous constatons les effets non-linéaires du transfert radiatif par comparaison entre les deux figures. L'influence de la surface la plus chaude impacte plus fortement la température dans le volume pour la fig. b). Dans

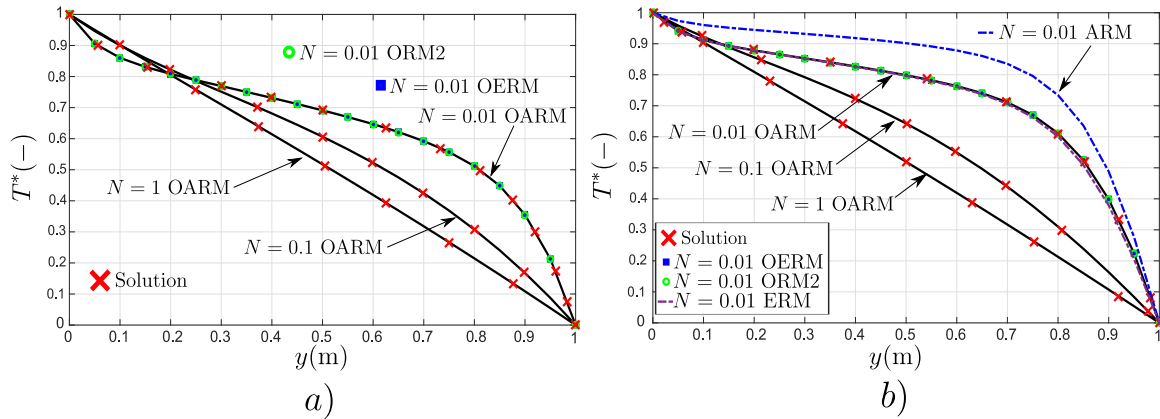


FIGURE 2.15 – a) cas $T_{\text{hot}} = 2 \times T_{\text{cold}}$ b) un cas $T_{\text{hot}} = 10 \times T_{\text{cold}}$

le cas $T_{\text{hot}} = 2 \times T_{\text{cold}}$ (fig. 2.15 a)), l'ensemble des formulations optimisées proposées sont en bon accord avec la solution semi-analytique pour tous les nombres de Stark. Cependant, dans le cas $T_{\text{hot}} = 10 \times T_{\text{cold}}$ (fig. 2.15 b)), la méthode ERM sous-estime très légèrement la solution tandis que la méthode ARM la sur-estime complètement. Ce résultat est visible pour le cas $N = 0.01$. En plus de valider la méthode de Monte Carlo couplé sur un cas 1D, cet exemple démontre l'intérêt des formulations optimisées. En effet, la méthode OARM est en très bon accord avec la solution tandis que l'ARM induit un biais. La fig. 2.16 représente l'écart-type relatif de la température calculée en fonc-

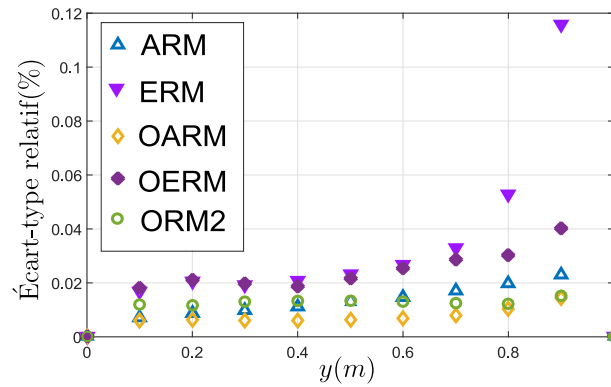


FIGURE 2.16 – Écart-type relatif des différentes formulations sur le résultat stationnaire dans le cas non-linéaire

tion de la position pour chacune des différentes formulations. Nous nous plaçons dans le second cas avec un transfert radiatif prépondérant ($N = 0.01$). En répétant 1000 fois le calcul, nous calculons l'écart-type sur la solution stationnaire obtenue. D'après les résultats, nous constatons que les deux méthodes par émission (ERM et OERM) possèdent la plus faible convergence (variance plus élevée). De plus, cela s'applique pour les régions les plus froides du domaine. Ce constat est en bon accord avec les travaux menés par Y. F. Zhang et al. [172] et F. Dupoirieux et al. [173]. Les méthodes par absorption convergent plus rapidement dans tous les cas. L'optimisation apportée à l'ARM permet, en plus de corriger le biais, de réduire la variance sur la solution. Même si l'écart-type relatif de l'OARM semble en moyenne plus faible, il est difficile de départager cette dernière de l'ORM2 sur cet exemple.

2.3.2 Cas 2 : Problème 2D transitoire en géométrie cartésienne

Ce cas simple est une extension 2D du cas précédent. Initialement, il a été proposé en stationnaire par W. Yuen et E. E. Takara [178] et a été étudié en transitoire par D. Rousse et al. [179]. Il est intéressant puisqu'il permet d'étendre la dimension d'étude mais surtout parce qu'une solution en régime transitoire a été proposée par S. C. Mishra et al. [180]. De plus, ce cas référence est régulièrement utilisé pour tester de nouvelles méthodes de résolutions comme dans les travaux de F. Asllanaj et al. [181] ou de B. Lecorre [171]. Il n'existe cependant pas de solution semi-analytique. Le transfert thermique couplé est résolu par les auteurs grâce à des méthodes numériques de référence (MVF ou MOD).

Comme représentée sur la fig. 2.17 a), la géométrie étudiée est une enceinte carré de côté $L_x = L_y = 1$ m. Une température chaude T_{hot} est imposée sur une frontière du domaine ($y = 0$ m) tandis que les trois autres sont maintenues à $T_{\text{cold}} = 0.5 \times T_{\text{hot}}$. À l'instant initial, le milieu est à l'équilibre à la température froide et ses propriétés thermiques et optiques sont identiques à l'exemple pré-

cédent. De même, la solution est calculée sur un maillage composé de 20 éléments pour chaque dimension. D'après la géométrie du problème, seule la température en fonction de la coordonnée \vec{y} à la position $x = 0.5$ m (représentée en orange) est retenue. Nous fixons le nombre de quanta suivis par élément tel que $N_{qV} = N_{qS} = 2500$. Tous les résultats sont rassemblés sur la fig. 2.18. Les gra-

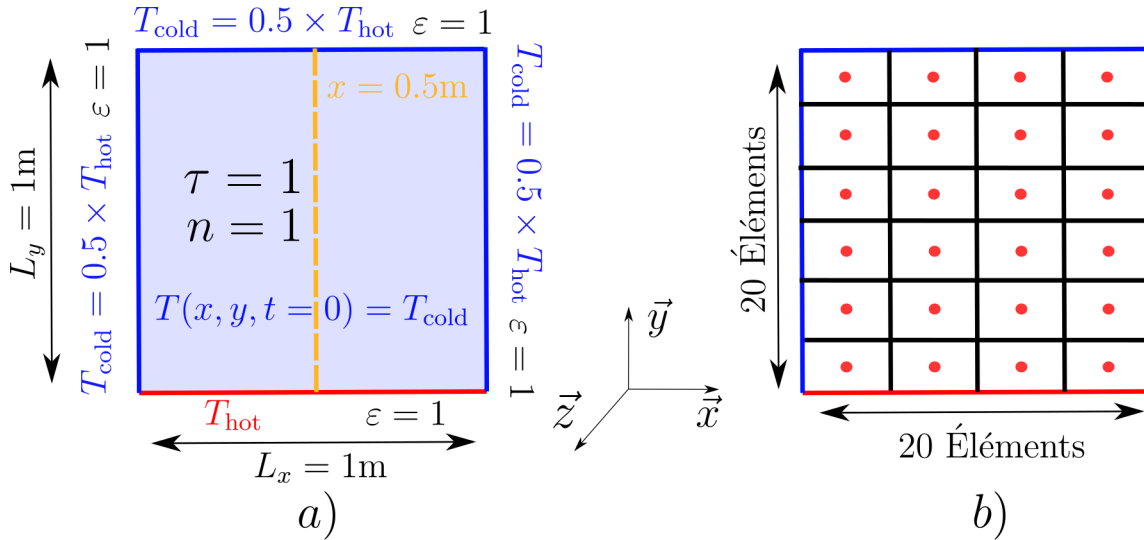


FIGURE 2.17 – a) Définition du problème thermique b) Maillage

phiques a) et b) correspondent à la solution au régime permanent comparée avec celle obtenue par D. Rousse et al. [179] tandis que les graphiques c) et d) présentent l'étude en régime instationnaire comparée à F. Asllanaj et al. [181]. Pour chacun, nous représentons la température adimensionnée $T^* = T(y)/T_{hot}$. De plus, pour l'étude instationnaire, nous définissons le temps adimensionné ξ tel que $\xi = a\kappa^2 t$ avec a la diffusivité thermique.

Nous constatons, comme dans l'exemple stationnaire précédent, l'impact du rayonnement sur la température en volume, et, en transitoire, nous observons l'accélération du transfert dû au transfert radiatif. Le temps nécessaire pour atteindre le régime stationnaire est logiquement plus court lorsque $N \rightarrow 0$ grâce à l'apport du transfert radiatif plus rapide que le transfert conductif.

La fig. 2.18 a) montre le comportement de l'ARM pour $N = [0.05; 0.1; 1]$. Les résultats sont en bon accord avec la solution de référence. La fig. 2.18 b) montre, quant à elle, le résultat obtenu avec l'ERM. Cette dernière est aussi en bon accord avec la solution pour $N = 1$ et 0.1. Cependant, pour $N = 0.05$, nous observons que l'ERM sous-estime le résultat. Comme constaté dans le cas 1D, l'OERM corrige le biais et est en parfait accord avec Rousse et al.

Les fig. 2.18 c) et d) représentent la température en fonction de la position pour plusieurs temps ξ avec l'OERM. Pour les trois nombres de Stark traités, la méthode optimisée par émission retrouve efficacement la solution pour les différents temps proposés par F. Asllanaj et al. [181] Par souci de clarté, toutes les différentes formulations ne sont pas présentées ici. Cependant, nous réalisons le même constat que le cas 1D. De manière générale, toutes les méthodes optimisées décrivent

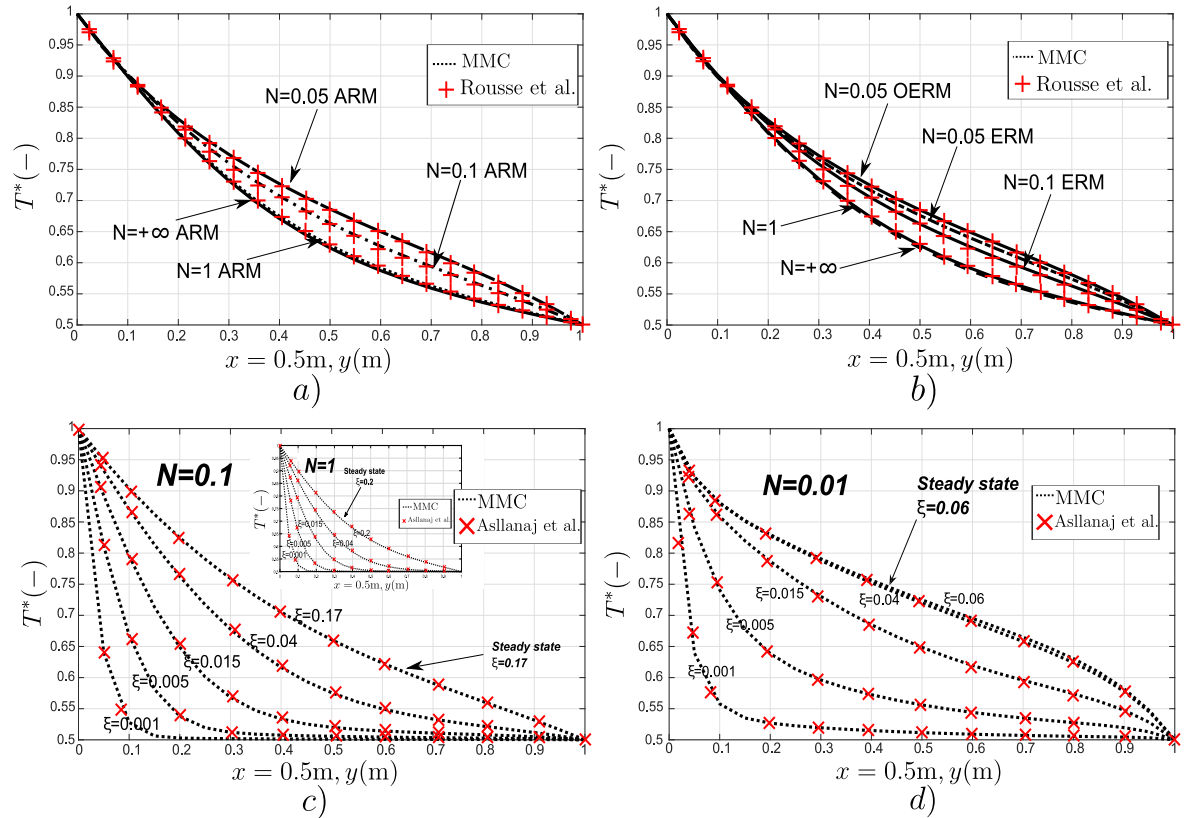


FIGURE 2.18 – Étude stationnaire : a) ARM b) ERM et OERM; Étude instationnaire c) OERM (en insert $N = 1$) $N = 0.1$ d) OERM $N = 0.01$

parfaitement le problème conducto-radiatif en régime stationnaire et instationnaire. De plus, nos résultats concordent avec des résultats de référence même dans le cas d'un transfert thermique essentiellement gouverné par le rayonnement ($N = 0.01$).

2.3.3 Cas 3 : Problème 1D transitoire en géométrie cylindrique

Dans le cadre notre étude, nous serons amenés à traiter un problème en géométrie cylindrique. Ce cas-test, initialement proposé en régime permanent par M. Sakami et al. [182], a été étudié par F. Asllanaj et al. [181] pour être étendu au cas transitoire avec la méthode des volumes finis.

La géométrie, comme représenté sur la fig. 2.19 a), est un cylindre creux et infini selon l'axe \vec{z} . En supposant le problème invariant selon l'angle azimutal, le problème se réduit uniquement à la dimension radiale r . Le rayon interne est fixé à $R_1 = 1$ m et le rayon externe est fixé à $R_2 = 2$ m. Le milieu et les conditions aux limites sont identiques au cas 1D non-linéaire vu dans la section 2.3.1. La résolution est basée sur un maillage uniforme de 20 éléments. Même si le maillage utilisé pour résoudre l'équation de la chaleur est une simple ligne comme représenté sur la fig. 2.19 b). Le suivi des quanta est réalisé sur la géométrie 3D associée. Cela revient à considérer les intersections entre un rayon et des couronnes concentriques de section finie en \vec{r} et infinie en \vec{z} . Pour la représentation des résultats, nous adimensionnons la température telle que $T^* = (T - T_{\text{cold}})/(T_{\text{hot}} - T_{\text{cold}})$ et le

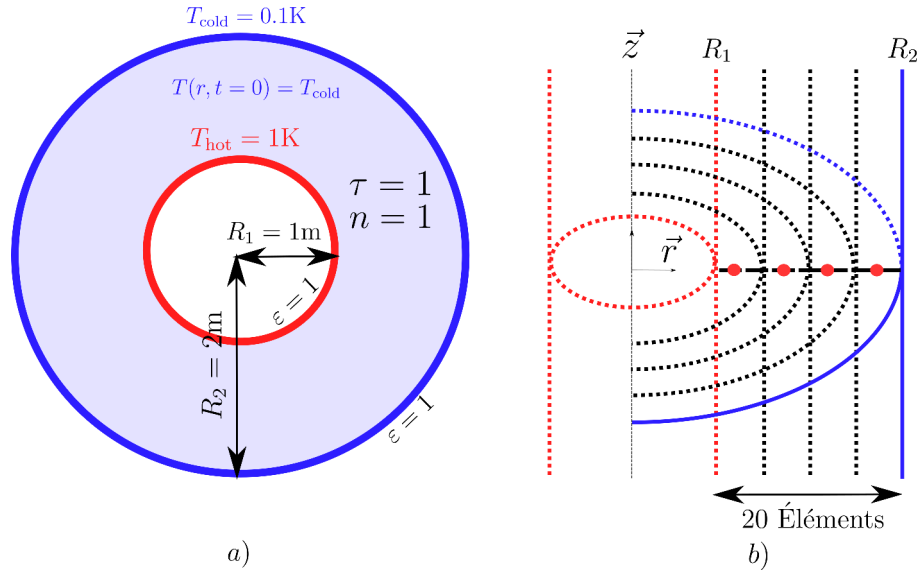


FIGURE 2.19 – a) Définition du problème thermique b) Maillage

rayon tel que $r^* = (r - R_1)/(R_2 - R_1)$. Ce cas-test est intéressant car, dans le cas d'un problème "1D et demi", il semble être plus exigeant du point de vue de la précision que le problème 2D traité précédemment. En effet, certaines méthodes réciproques, en bon accord avec la solution dans les exemples précédents, le sont moins ici. Sur la fig. 2.20 a), pour le cas extrême $N = 0.01$, la méthode (pourtant optimisée) OARM sur-estime légèrement l'état stationnaire tandis que l'OERM la sous-estime légèrement. Ce constat n'était pas valable pour le cas 1D cartésien et peut-être provenir de l'aspect "1D et demi" du problème. L'ORM et L'ORM2 apparaissent alors comme les méthodes offrant la meilleure précision. Notons tout de même que dans le cas de nombres de Stark supérieurs, la méthode OARM est en bon accord avec la solution obtenue avec la méthode des volumes finis. La figure b) compare une méthode réciproque (ARM) et une méthode optimisée (OERM). Cette figure met en évidence l'influence de la géométrie sur la précision obtenue par les deux formulations. L'ARM sur-estime la solution alors que le transfert par rayonnement n'est pas si important ($N = 0.1$). Dans l'exemple 1D cartésien vu précédemment, l'ARM semblait pourtant très satisfaisante pour $N = 0.05$. Ce n'est donc plus le cas ici. L'OERM, quant à elle, corrige le biais et reste fiable. La figure b) représente le résultat (en instationnaire) obtenu avec l'OARM pour $N = 0.1$. La méthode apparaît efficace et est en bon accord avec la solution pour les différents temps. Pour $N = 0.01$, l'ARM sur-estime encore les valeurs calculées par MVF. Rien de surprenant puisque ce constat était déjà fait pour un cas de transfert radiatif plus faible (fig. b). Cependant, notons que l'ARM est précise pendant le transitoire et semble "décrocher" seulement lors de l'approche du régime permanent. La version optimisée que nous avons proposée (OARM sur la fig. e)), corrige le biais généré dans les derniers pas de temps et semble satisfaisante au stationnaire.

En résumé, cette étude met en évidence un constat proche aux deux exemples précédents. Lorsque le transfert radiatif devient important, une méthode optimisée reste précise tandis que les méthodes

réciroques biaisent la solution. Si le transfert radiatif est largement majoritaire, nous remarquons que l'OARM et l'OERM s'éloignent légèrement de la solution de référence alors que les méthodes combinées ORM et ORM2 sont en parfait accord. La fig. f) compare la convergence de toutes les formulations pour $N = 0.01$ lorsque le régime stationnaire est atteint. Comme dans l'exemple 1D cartésien, l'ERM et l'OERM convergent plus difficilement dans les régions les plus froides. L'ARM, sur-estimant la solution, est un peu plus stable. Enfin, il est très compliqué de départager réellement les trois dernières formulations. Même si l'écart-type relatif de l'OARM semble légèrement plus haut que l'ORM et l'ORM2, cet exemple ne permet pas de le montrer plus clairement. Pour cela, il serait intéressant d'explorer des nombres de Planck encore plus faibles et/ou d'étudier des cas de référence uniquement centrés sur le transfert radiatif de milieux non-gris.

2.3.4 Cas 4 : Méthode Flash 1D

Dans les trois derniers exemples, nous avons validé le code couplé conducto-radiatif et estimé la précision des différentes formulations résolvant l'ETR avec Monte Carlo. L'objectif, maintenant, est de comparer cette dernière à d'autres méthodes. Nous pourrions alors dégager plus clairement les avantages et inconvénients de chacune.

Dans cette partie, nous nous intéressons à la méthode des quadripôles thermiques présentée dans la section 2.2.2 et utilisée dans les travaux de thèse de M. Lazard [119]. Comme dans la section 2.3.1, la géométrie est 1D. Ce type d'approche est généralement utilisé lorsque le rapport d'aspect permet de considérer le transfert dans une unique direction. Le milieu semi-transparent (non-diffusant) est placé entre deux matériaux opaques (système tricouche). Cependant, lorsque l'influence capacitive du milieu opaque est très petite devant celle du milieu semi-transparent, il est courant de considérer le transfert uniquement dans un milieu semi-transparent entouré de parois noir ($\epsilon = 1$). Ce genre de système est dit monocouche.

Nous supposons le système adiabatique (flux nul aux parois) et à l'équilibre à la température T_{ref} à $t = 0$ s. Une excitation thermique sous la forme d'un flux de chaleur est appliquée pendant un temps t_d en face avant. Nous fixons la densité surfacique de puissance déposée en face avant telle que :

$$\phi(t) = \rho C_p e \Delta T (H(t) - H(t - t_d)) / t_d \quad (2.84)$$

avec $H(t)$ la fonction Heaviside et e l'épaisseur du milieu. Nous apportons donc simplement l'énergie nécessaire au système (adiabatique) pour s'élever d'une température ΔT par rapport à la température à l'équilibre. Sur la fig. 2.21 est représentée la température adimensionnée $T^* = (T(t) - T_{\text{ref}}) / \Delta T$ sur la face arrière (thermogramme) du milieu en fonction du temps. Ce dernier n'est pas adimensionné pour permettre plus de lisibilité. Pour illustrer la différence entre les deux

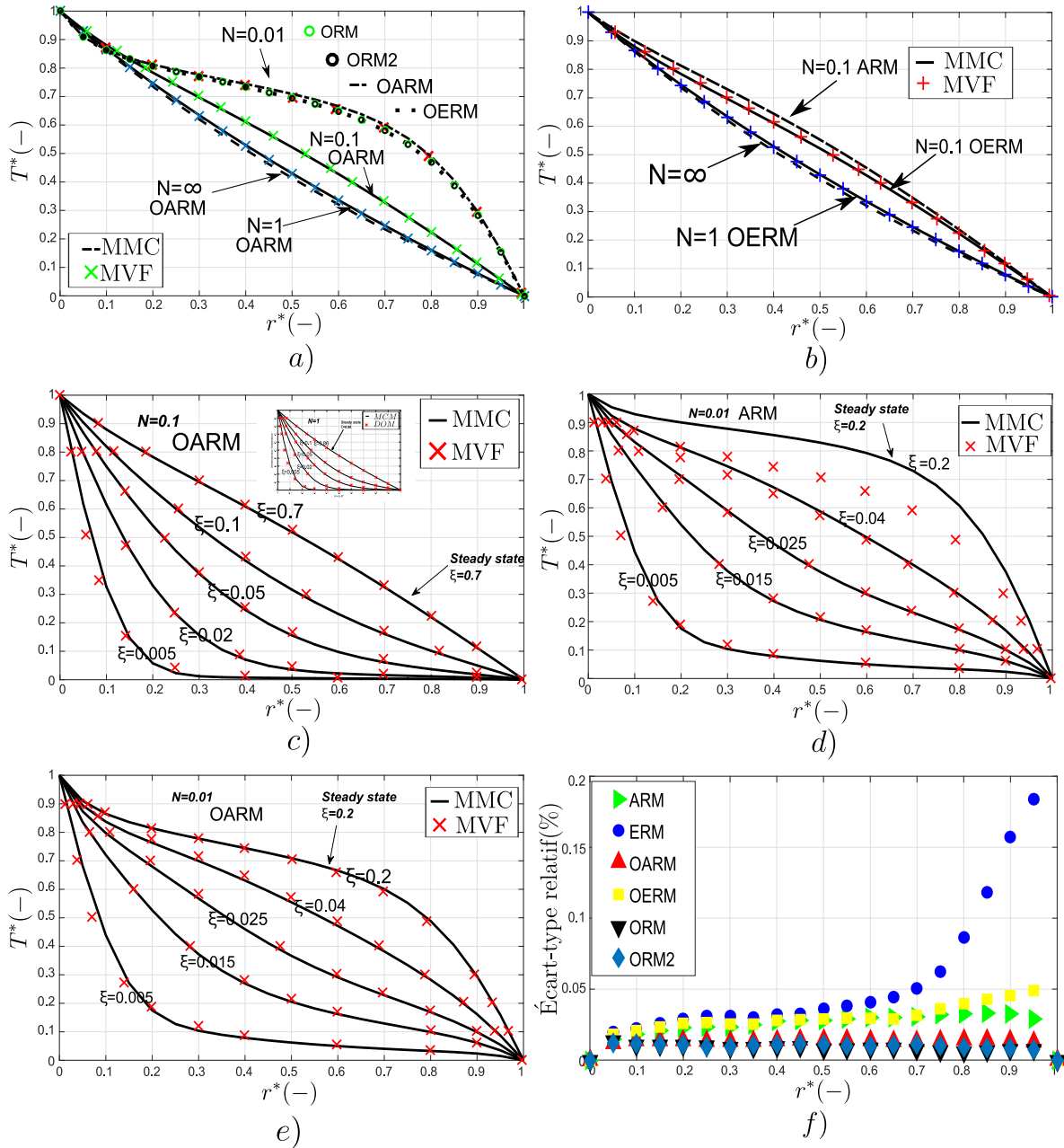


FIGURE 2.20 – Étude stationnaire : a) Formulations optimisées OARM, OERM, ORM et ORM2 pour $N = [1; 0.1; 0.01]$ b) Comparaison ARM et OERM pour $N = [1; 0.1]$; Étude instationnaire c) OARM (en insert $N = 1$) pour $N = 0.1$ d) OARM pour $N = 0.1$ e) OARM pour $N = 0.01$ f) Écart-type relatif de toutes les méthodes pour le cas extrême $N = 0.01$

méthodes nous traitons trois configurations : forte épaisseur optique ($\tau \in [1; 10]$), faible épaisseur optique ($\tau \in [0.1; 1]$) cas linéaire $\Delta T = 1$ K et faible épaisseur optique ($\tau \in [0.1; 1]$) cas non-linéaire $\Delta T = 10$ K. Nous ne présentons pas ici l'impact du nombre de Stark sur la réponse en face arrière car cela n'est pas d'un grand intérêt. L'apport plus ou moins significatif du rayonnement dans le transfert thermique total a pour simple effet d'accentuer ou diminuer les phénomènes observés. Nous fixons donc $N = 1$.

Dans le cas de la première configuration (fig. a)), nous constatons un bon accord entre les deux méthodes. Ce résultat est logique car l'hypothèse d'isotropie de la luminance par demi-espace est

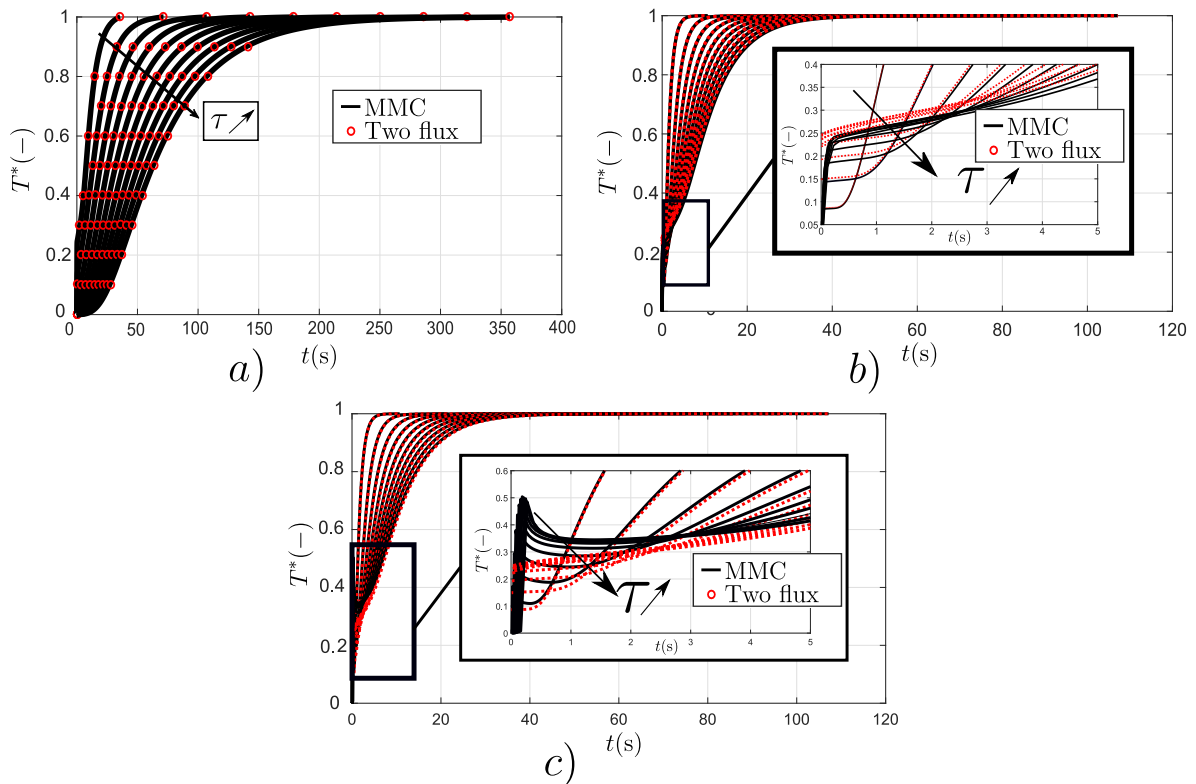


FIGURE 2.21 – Thermogramme face arrière : a) $N = 1$ et $\tau \in [1; 10]$ b) $N = 1$ et $\tau \in [0.1; 1]$ linéaire $\Delta T = 1$ K, zoom en insert c) $N = 1$ et $\tau \in [0.1; 1]$ non-linéaire $\Delta T = 10$ K, zoom en insert

d'autant plus valable que l'épaisseur optique est forte. De plus, l'épaisseur optique n'est pas suffisamment élevée par rapport au nombre d'éléments constituant le maillage pour que la méthode de Monte Carlo biaise la solution (cf. remarque section 2.2.4).

Dans la seconde configuration (fig. b)), nous observons un "saut" de la température en face arrière aux temps courts. Ce comportement thermique est bien connu dans le domaine de la caractérisation de matériaux semi-transparents [119]. Il n'apparaît que dans le cas d'un milieu considéré monocouche et faible optiquement. Cela s'explique facilement par le fait qu'un transfert radiatif "direct" (et aussi instantané) a lieu entre la face avant et la face arrière.

Par comparaison, nous pouvons voir que les deux méthodes sont en bon accord. Cependant, il y a une légère différence lors des premiers instants. À ce moment, le transfert est largement gouverné par le rayonnement puisque le temps caractéristique de transport par conduction est plus grand. Cette différence entre les évolutions de température ne peut alors venir que des approximations réalisées lors de la résolution de l'ETR (approximation deux flux, substitution de noyau et linéarisation du transfert radiatif).

Comme dit précédemment, le biais engendré par l'approximation à deux flux augmentera lorsque l'épaisseur optique devient faible ($\tau \rightarrow 0$). De plus, le biais généré par la méthode de substitution de noyau ne dépendra pas de l'épaisseur optique mais plutôt du nombre de Stark. Plus la conduction sera prépondérante plus cette approximation sera valable.

L'effet de la linéarisation du transfert radiatif est mis en évidence sur la fig. c). La seule différence entre la configuration b) et c) est l'énergie apportée au milieu. Dans le premier cas, nous augmentons la température de $\Delta T = 1$ K alors que dans le second cas l'augmentation est de $\Delta T = 10$ K. Le second cas entraîne une augmentation du gradient thermique entre la face avant et la face arrière aux temps courts. Ce gradient thermique entraîne, à son tour, des transferts thermiques non-linéaires. Ce phénomène est bien pris en compte par la méthode de Monte Carlo puisque nous observons une élévation du "saut" de température (fig. c)).

Expérimentalement, l'approximation de linéarité est très souvent valable puisque l'échantillon ne subit une élévation que de quelques degrés en face arrière. Cependant, la prise en compte des effets non-linéaires peut s'avérer utile lorsqu'il s'agit d'étudier des matériaux très isolants ($N \rightarrow 0$).

2.3.5 Cas 5 : Méthode Flash 2D

Dans cette partie, nous nous intéressons à la méthode des harmoniques sphériques (ou approximation P_n) présentée dans la section 2.2.3 et utilisée dans les travaux de thèse de J. Meulemans [183] pour la caractérisation de liquides silicatés à haute température. La géométrie est 2D et axi-symétrique. Elle est donc semblable à celle décrite dans la section 2.3.3 avec une dimension finie en \vec{z} . Ce type d'approche est généralement utilisé lorsque le rapport d'aspect ne permet plus de considérer le transfert dans une unique direction. Le milieu semi-transparent (non-diffusant) est placé entre deux parois noires ($\epsilon = 1$). Le système est monocouche. De plus, les conditions aux limites sont identiques à l'exemple précédent (méthode Flash).

Nous avons étudié l'écart entre la méthode P₁ et la méthode de Monte Carlo pour $N \in [0.1; 10]$ et $\tau \in [0.1; 10]$. À chaque calcul, nous enregistrons l'évolution temporelle de la température moyenne sur la face arrière obtenue par les deux méthodes. Sur la fig. 2.22 c), est représenté l'écart relatif quadratique moyen calculé comme :

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{k=0}^{N_t} (T_{P_1,k}^2 - T_{MMC,k}^2)^2}{\sum_{k=0}^{N_t} T_{MMC,k}^2} \times 100 \quad (2.85)$$

avec N_t le nombre de pas de temps.

De façon générale, l'écart entre les deux modèles augmente quand $N \rightarrow 0$ et $\tau \rightarrow 0$. De plus, nous constatons une symétrisation de l'écart observé en fonction de ces deux paramètres. Autrement dit, une épaisseur optique intermédiaire avec un nombre de Stark faible induit le même écart qu'une épaisseur optique faible et un nombre de Stark intermédiaire. Cette étude met aussi en évidence que l'hypothèse d'isotropie de la luminance est de moins en moins valable au fur et à mesure que le milieu devient optiquement faible. La diminution du nombre de Stark vient alors amplifier l'écart. Les figs. a) b) d) et e) tracent respectivement les thermogrammes obtenues par les deux méthodes pour les couples de paramètres : ($N = 10; \tau = 0.1$), ($N = 1; \tau = 1$), ($N = 0.1; \tau = 0.1$) et

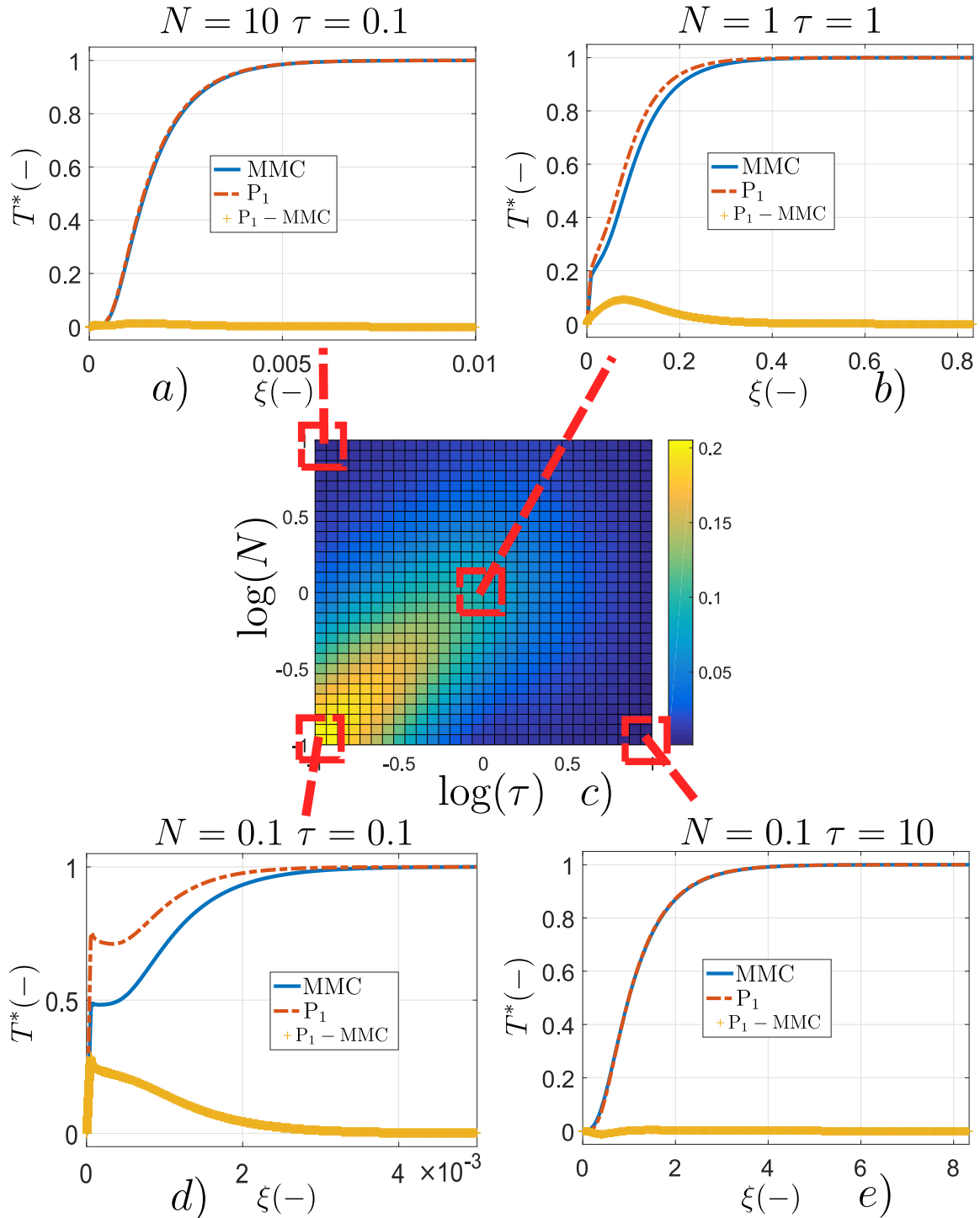


FIGURE 2.22 – Thermogramme face arrière : a) $N = 10$ $\tau = 0.1$ b) $N = 1$ $\tau = 1$ d) $N = 0.1$ $\tau = 0.1$ e) $N = 10$ $\tau = 0.1$ c) Carte représentant l'écart relatif en fonction de l'épaisseur optique et du nombre de Stark

($N = 10; \tau = 0.1$). La symétrie observée se comprend alors facilement. Dans le premier cas, malgré une épaisseur optique faible (hypothèse d'isotropie non valable), le rayonnement n'étant pas le mode de transfert prédominant, l'écart entre les deux modèles est très faible.

Le second cas est très intéressant puisqu'il correspond à une configuration intermédiaire. Un léger écart est visible. Notons, par ailleurs, que l'écart observé ici est plus important que celui constaté dans la section précédente pour le même couple de paramètres. L'approximation à deux flux suppose

la luminance isotrope par demi-espace alors que les harmoniques sphériques imposent naturellement la luminance comme isotrope sur tout l'angle solide.

Le troisième cas est le plus défavorable. Le milieu est faible optiquement et le transfert est gouverné par le rayonnement. Cela induit un écart important. Enfin, le dernier cas confirme bien le constat dressé. Même si $N = 0.1$, l'épaisseur optique est suffisamment élevée pour permettre de considérer le transfert radiatif comme isotrope.

2.4 Synthèse : Stratégie et choix

Ce chapitre a présenté les différentes physiques impliquées par notre étude ainsi que les notions théoriques associées à connaître (cf. section 2.1). Le modèle direct implique la résolution d'un problème thermique couplé en conduction et en rayonnement au sein d'un matériau semi-transparent. Afin de répondre à ce besoin, trois modèles ont été développés (cf. section 2.2). Ceux-ci présentent des avantages et inconvénients respectifs. C'est pourquoi, une étude basée sur des solutions de référence a été réalisée (cf. section 2.3).

La fig. 2.23 tente de rassembler les idées importantes développées dans ce chapitre. Le temps de calcul nécessaire pour résoudre un cas Flash 1D pour le couple de paramètres ($N = 1; \tau = 1$) ainsi que le logiciel de calcul utilisé pour chacune des méthodes sont représentés sur la fig. a). Les temps de calcul présentés n'ont pas réellement de sens puisque les trois méthodes sont traitées différemment (parallélisation ou non, complexité du maillage, critère de tolérance ou encore machine de calcul utilisée) mais permettent d'avoir à l'esprit un ordre de grandeur du temps nécessaire pour construire la solution. La fig. b) illustre les domaines d'utilisation de chacune des méthodes. Il s'agit

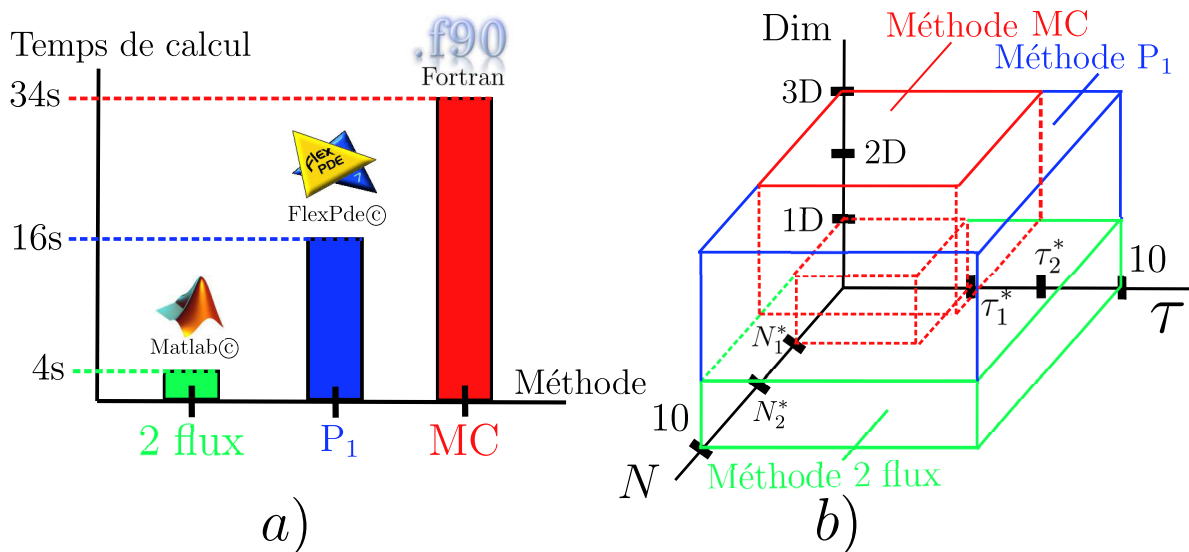


FIGURE 2.23 – Schéma récapitulatif : a) Temps de calcul nécessaire pour le cas 4 et logiciels utilisés b) Domaine d'intérêts des trois méthodes développées

simplement d'un schéma récapitulatif et indicatif. L'idée principale est de démontrer l'aspect com-

plémentaire des trois méthodes couplées. Une large gamme de paramètres et de dimensions peut être couverte efficacement. Évidemment, d'après notre étude la méthode de Monte Carlo apparaît comme la méthode de référence. Elle a l'avantage d'être très flexible (dépendance spectrale, événements de diffusion, traitement de l'isotropie en surface et en volume) et de résoudre l'ETR en recourant à très peu d'hypothèses. Elle est donc très précise. Cependant, même si initialement son plus grand inconvénient était d'être gourmande en temps de calcul, l'utilisation de méthodes optimisées couplée à l'emploi de la parallélisation augmentent fortement son intérêt.

Malheureusement, comme indiqué sur fig. a), il reste difficile de rivaliser en terme de temps de calcul avec des méthodes approchées ou basées sur la discrétisation spatiale de la luminance. Nous préférons donc recourir à ces méthodes lorsque la solution obtenue est suffisamment précise. La méthode à deux flux permet d'obtenir, avec l'emploi d'autres hypothèses comme la linéarité des transferts, une solution semi-analytique dans le cas d'un problème 1D. Une implémentation à des dimensions supérieures est possible mais devient complexe à formuler. Plus rapide que la méthode P_1 , elle s'avère très intéressante lorsque le transfert radiatif n'est pas trop important ($N > N_1^*$) et que le milieu n'est pas trop faible optiquement ($\tau > \tau_1^*$). Dans le cas contraire, il faut recourir à la méthode de Monte Carlo. Pour les dimensions supérieures (2D et 3D), la question du choix de la méthode ne s'applique qu'entre la méthode P_1 et la méthode de Monte Carlo. Nous avons vu, de par sa construction mathématique, que la méthode 2 flux reste plus précise que la méthode P_1 . Cela réduit le domaine d'application de cette dernière. En conclusion, si $N > N_2^* > N_1^*$ et si $\tau > \tau_2^* > \tau_1^*$, nous recourons à la méthode des harmoniques sphériques. Dans le cas contraire, à la méthode de Monte Carlo. Il est à noter que l'émissivité des parois n'intervient pas dans les nombres adimensionnés utilisés. Cette dernière peut avoir une influence importante surtout pour des milieux d'épaisseur optique faible. Évidemment les écarts observés diminueraient avec la diminution de l'émissivité de paroi.

Un des objectifs principaux des travaux menés dans le cadre de cette thèse est de proposer une modélisation pertinente du point de vue des transferts thermiques. Ce code couplant l'équation de la chaleur par la méthode des volumes finis et l'ETR par la méthode de Monte Carlo est validé sur plusieurs géométries et permet une résolution fiable et rapide pour une très large gamme de paramètres. De plus, grâce à sa flexibilité d'implémentation, il est aisé d'incorporer les propriétés optiques des interfaces (conditions aux limites) et des milieux poreux (milieu homogène équivalent). Il apporte donc une réponse à la problématique posée. Cependant, la question que nous pouvons nous poser est la suivante : Pourquoi ne pas avoir choisi une autre méthode de référence tel que la MOD ou la MVF ? La réponse concerne essentiellement la parallélisation du code. Premièrement, même si ce type de méthodes est souvent déjà implémenté dans des logiciels commerciaux, le besoin de licence et leur aspect "boîte noire" dans le contrôle du solveur et du calcul parallèle nous

pousse à développer notre propre code en interne. Deuxièmement, une méthode comme celle de Monte Carlo s'implémente et se parallélise beaucoup plus facilement que la MOD ou la MVF. Troisièmement, elle ne suppose aucune discrétisation angulaire et évite les problèmes qui y sont associés. Nous avons étudié, au cours de ce chapitre, les différentes formulations utiles à l'estimation des puissances échangées par rayonnement. En partant de la plus ancienne (MD), nous avons présenté les premières améliorations basées sur le principe de réciprocité (ARM et ERM), ainsi que les versions optimisées (OERM et ORM) permettant une diminution des temps de calcul et de la précision et nous avons proposé deux nouvelles formulations (OARM et ORM2). Par comparaison avec des solutions de référence et en se basant sur des critères tels que : précision, variance et facilité d'implémentation nous pouvons les classer selon l'ordre croissant suivant : $MD < ERM < ARM < OERM < OARM < ORM \approx ORM2$. Par la démonstration des biais occasionnés par les méthodes réciproques, notre choix s'est tourné vers une des méthodes optimisées et plus particulièrement à la méthode OERM. Cette dernière est efficace, rapide et permet surtout de contrôler l'erreur sur le calcul d'un élément donné indépendamment des autres éléments (cf. section 2.2.4). Il est donc possible d'imposer un critère de convergence élément par élément. Tous les calculs présentés dans la suite seront effectués avec cette formulation.

CARACTÉRISATION DES PROPRIÉTÉS THERMIQUES DE MOUSSES CÉRAMIQUES PAR MÉTHODE FLASH

Sommaire

3.1	Introduction	77
3.2	Modélisation directe du problème	78
3.2.1	Mise en équation	80
3.2.2	Résolution du problème	81
3.3	Etude expérimentale	85
3.3.1	Dispositif expérimental	86
3.3.2	Description des échantillons	91
3.3.3	Protocole de mesure	92
3.4	Inversion, analyse et stratégie	94
3.4.1	Algorithme d'inversion : Levenberg-Marquardt	95
3.4.2	Estimation des propriétés thermiques	100
3.4.3	Etude des propriétés structurales des mousses	106
3.4.4	Étude des propriétés optiques	111
3.4.5	Étude de propriétés optiques et thermiques équivalentes	113
3.4.6	Vérification de l'erreur : résultats de simulations	120
3.5	Résultats et analyses	128
3.5.1	Impact des propriétés structurales	128
3.5.2	Impact de la température	140
3.5.3	Études annexes	143
3.5.4	Ouverture et améliorations possibles	150
3.6	Conclusion	156

3.1 Introduction

Dans la partie précédente, nous avons présenté les lois physiques impliquées dans le cadre d'un problème thermique couplé conducto-radiatif d'un milieu homogène. De plus, nous avons décrit les

différentes méthodes numériques permettant la résolution du problème physique. Parmi celles-ci, nous en avons sélectionné trois se différenciant par leur formulation. Une phase de validation a permis de distinguer les avantages et inconvénients de chacune en terme de facilité d'implémentation, de temps de calcul et de précision sur le résultat. La méthode résolvant l'ETR par une méthode de Monte Carlo apparaît comme un outil efficace. Nous possédons alors le modèle direct, première étape essentielle du procédé de caractérisation.

Ce chapitre traite la suite de cette étude jusqu'à la caractérisation des propriétés thermiques en conduction et en rayonnement à haute température. Dans un premier temps, nous présentons les derniers développements apportés au modèle. Nous décrivons la géométrie et le système considéré pour les futures caractérisations. Ensuite, nous détaillerons l'ensemble du processus expérimental. Les différents éléments du banc de mesure, l'acquisition et le post-traitement des données seront explicités. Par la suite, nous nous concentrerons sur les matériaux étudiés. Les échantillons seront présentés et nous nous efforcerons, par des études complémentaires, d'apporter des informations portant sur les propriétés optiques et thermiques des céramiques traitées. Cette partie concernera aussi la caractérisation des propriétés structurales des mousses telles que la porosité ou des propriétés optiques homogénéisés du milieu grâce à l'apport de la tomographie X. Ensuite, nous lierons les trois dernières parties par la description de la méthode d'inversion et de la stratégie d'identification. Des simulations permettront de mettre en évidence la faisabilité de la caractérisation et d'estimer la précision (en amont) sur le résultat par inversion des thermogrammes expérimentaux. Enfin, nous présenterons et analyserons les résultats expérimentaux obtenus.

3.2 Modélisation directe du problème

Cette partie s'intéresse au modèle direct utilisé pour toutes les caractérisations. Les différentes physiques impliquées et les différentes méthodes de résolution du problème physique ayant été explicitées et analysées, nous présentons ici le système final et la résolution du problème.

Les échantillons étudiés sont des cylindres de rayon $R = 25$ mm et d'épaisseurs 20 mm ou 15 mm. Le rapport d'aspect R/e , proche de l'unité, ne permet pas, a priori, de supposer que le transfert thermique couplé soit uniquement 1D. Comme présenté sur la fig. 3.1, la géométrie du système étudié correspond au dernier exemple traité (Cas 5, 2D axisymétrique cf. section 2.3.5).

Dans le cadre d'une expérience flash, l'excitation thermique du système en face avant est généralement réalisée grâce à l'utilisation d'un laser ou d'une lampe tandis que l'acquisition en face arrière est effectuée grâce à un appareil de mesure de température (thermocouple, pyromètre ou caméra infrarouge). Dû à la nature hétérogène du milieu, l'excitation en face avant pourrait traverser l'échantillon et directement impacter l'appareil de mesure. En plus de perturber l'acquisition,

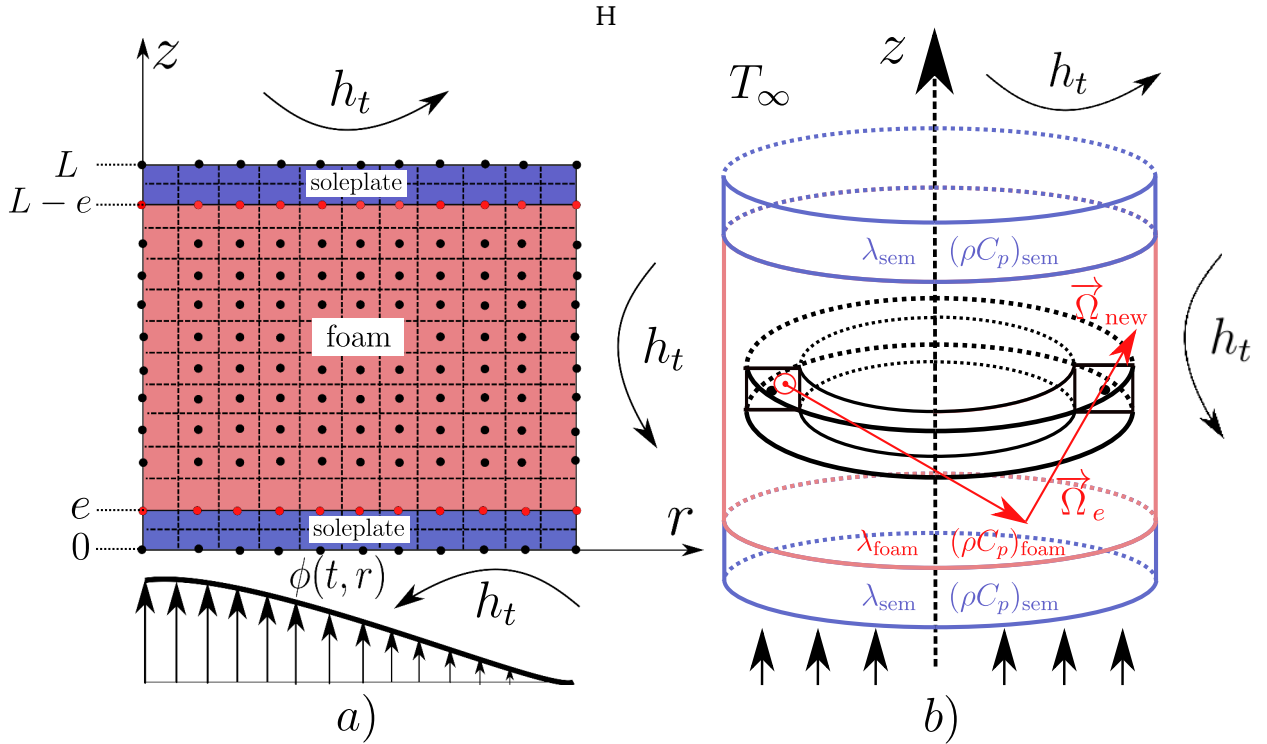


FIGURE 3.1 – Définition du problème géométrie axisymétrique tricouche a) Maillage vu en coupe b) vue en 3D : propriétés des matériaux, un élément du maillage est représenté en noir et un exemple de trajet optique est représenté en rouge

cela peut endommager l'appareil au vu des puissances d'excitation requises. Il est donc courant de placer le matériau "en sandwich" entre deux matériaux opaques comme certains alliages ou céramiques (que nous appellerons semelles). La première a pour but d'absorber l'énergie incidente tandis que la seconde permet la mesure de la température en face arrière.

D'une part, pour assurer un bon contact entre le matériau opaque et le milieu poreux, certains auteurs préfèrent recourir à un revêtement noir à base de graphite [67, 152]. Cette technique a l'avantage de réduire les résistances de contact semelles/mousse). Cependant, il est nécessaire d'être en mesure d'estimer efficacement l'épaisseur (si la surface est plane) de colle graphite déposée tout en n'introduisant pas trop de matière au sein de la matrice solide. De plus, ce type de revêtement peut présenter un comportement semi-transparent [152]. D'autre part, certains auteurs utilisent des semelles métalliques comme du laiton ou du cuivre [128] à température ambiante et du titane ou du platine à haute température [122, 184]. Les avantages et inconvénients de cette méthode sont exactement opposés à l'utilisation du colle graphite. Le milieu est parfaitement opaque, la surface est plane, l'épaisseur est facilement mesurable et les propriétés thermiques facilement estimables. Cependant, le contact semelles/matériau peut induire une résistance de contact.

3.2.1 Mise en équation

Dans cette partie, nous présentons les équations à résoudre et les conditions aux limites. Le transfert de chaleur au sein des deux semelles est décrit par l'équation de la chaleur sans terme source radiatif (milieu opaque) :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a_{\text{sem}} \nabla^2 T \quad \forall z \in [0; e] \cap [L - e; L] \quad (3.1)$$

Dans le milieu homogène équivalent représentant le milieu poreux, nous résolvons le transfert couplé :

$$\begin{cases} (\rho C_p)_{\text{foam}} \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_{\text{foam}} \nabla^2 T - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_r(\vec{r}) \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_r(\vec{r}) = \int_{\nu} \kappa_{a\nu} \left(4\pi I_{\nu}^0(T) - \int_{\Omega=4\pi} I_{\nu}(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\Omega \right) d\nu \end{cases} \quad \forall z \in [e; L - e] \quad (3.2)$$

Les propriétés thermiques λ_{foam} , $(\rho C_p)_{\text{foam}}$ et optiques $\kappa_{a\nu}$ sont bien celles du milieu homogène équivalent et non celles de la céramique.

À l'instant initial ($t = 0$ s), le système est à l'équilibre à la température désirée T_{∞} :

$$T(\vec{r}, 0) = T_{\infty} \quad \forall \vec{r} \quad (3.3)$$

Toutes les surfaces extérieures (semelles/environnement et les parois latérales) échangent avec l'environnement. À haute température, la plus grande partie de ces pertes proviennent du transfert radiatif. Dans le cas d'une augmentation faible de la température, le transfert peut être linéarisé comme :

$$\epsilon \sigma_{\text{SB}} (T_{\text{ext}}^4 - T_{\infty}^4) \simeq 4\epsilon \sigma_{\text{SB}} T_{\text{ref}}^3 (T_{\text{ext}} - T_{\infty}) = h_r (T_{\text{ext}} - T_{\infty}) \quad (3.4)$$

où T_{ref} , la température de référence, est définie telle que $T_{\text{ref}} = (T_{\text{ext}} + T_{\infty})/2$ et T_{ext} la température à l'interface considérée. Ainsi, grâce à la linéarisation, les pertes par rayonnement s'écrivent de la même façon qu'un échange convectif avec h_r le coefficient d'échange radiatif linéarisé. Nous considérons, par la suite, un coefficient d'échange total $h_t = h_r + h_{\text{conv}}$, incluant à la fois le transfert convectif et radiatif. Évidemment, dans le cas d'une expérience sous vide, la perte par convection reste faible mais sera néanmoins intégrée dans ce coefficient total. De plus, nous supposons que ce dernier est identique sur toutes les faces extérieures de la géométrie.

Dans un repère de coordonnées cylindriques (cf. fig. 3.1), nous supposons le transfert indépendant de l'angle azimutal. Le vecteur position s'écrit donc $\vec{r} = r\vec{e}_r + z\vec{e}_z$, avec r la coordonnée radiale et z la coordonnée axiale. Les semelles ont une épaisseur e et un rayon R . Les échantillons poreux possèdent le même rayon mais sont d'épaisseur $L - 2e$. À chaque interface horizontale se-

melle/environnement, la condition aux limites s'écrit :

$$\begin{cases} -\lambda_{\text{sem}} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} = h_t(T(r, 0, t) - T_\infty) + \phi(r, t) & \forall r \\ -\lambda_{\text{sem}} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=L} = -h_t(T(r, L, t) - T_\infty) & \forall r \end{cases} \quad (3.5)$$

avec $\phi(r, t)$ l'excitation face avant en W/m^2 . Il est à noter que cette dernière est dépendante du temps et de l'espace (uniquement à travers la coordonnée radiale). En effet, à partir d'un tir laser, il est difficile d'obtenir expérimentalement une excitation parfaitement uniforme.

En supposant l'absence de résistances de contact aux interfaces horizontales semelles/mousses, nous écrivons la continuité du flux telle que :

$$\begin{cases} -\lambda_{\text{sem}} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{\text{sem}, z=e} = -\lambda_{\text{foam}} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{\text{foam}, z=e} - (\vec{q}_r \cdot \vec{n})_{z=e} & \forall r \\ -\lambda_{\text{sem}} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{\text{sem}, z=L-e} = -\lambda_{\text{foam}} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{\text{foam}, z=L-e} - (\vec{q}_r \cdot \vec{n})_{z=e} & \forall r \end{cases} \quad (3.6)$$

Avec \vec{q}_r le flux net échangé et \vec{n} la normale à la surface orientée vers l'extérieur. Sur les parois latérales ($r = R$), les conditions aux limites pour les semelles et la mousse s'écrivent :

$$\begin{cases} -\lambda_{\text{sem}} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R} = -h_t(T(R, z, t) - T_\infty) & \forall z \in [0; e] \cap [L - e; L] \\ -\lambda_{\text{foam}} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R} = -h_t(T(R, z, t) - T_\infty) - (\vec{q}_r \cdot \vec{n})_{r=R} & \forall z \in [e; L - e] \end{cases} \quad (3.7)$$

Les conditions aux limites radiatives des interfaces semelles/mousse et de la paroi latérale sont identiques à celles mentionnées au chapitre précédent (cf. eq. (2.16)). Toutes les parois sont opaques et grises.

3.2.2 Résolution du problème

Nous explicitons dans cette partie les derniers éléments nécessaires à la résolution du problème couplé. Elle est complémentaire à la section 2.2 qui présentait plus généralement les méthodes utilisées. Nous terminons la résolution sur ce cas précis : 2D axisymétrique et tricouche. Cela ne concerne que le code développé avec la méthode de Monte Carlo dans le cadre de cette thèse. Les deux autres méthodes, étant résolues par un solveur commercial ou par Matlab®, ne sont pas détaillées ici.

- **L'équation du transfert radiatif** : Le transfert radiatif étant systématiquement traité en 3D (cf. section 2.2.4), le code s'adapte assez rapidement à toutes les géométries. En prenant en compte la forme annulaire à section carré, comme représenté en noir sur la fig. 3.1 b), des éléments de volumes, le calcul de la puissance d'émission, le suivi des quanta et du terme source radiatif sont réalisés exactement comme décrit précédemment. De plus, les éléments de surface correspondent à des anneaux comme représentés sur la fig. 3.2 b). C'est à partir de cette configuration 3D que nous estimerons les énergies émises depuis les surfaces, les points

d'émissions et le flux net échangé entre les surfaces et l'intérieur du domaine.

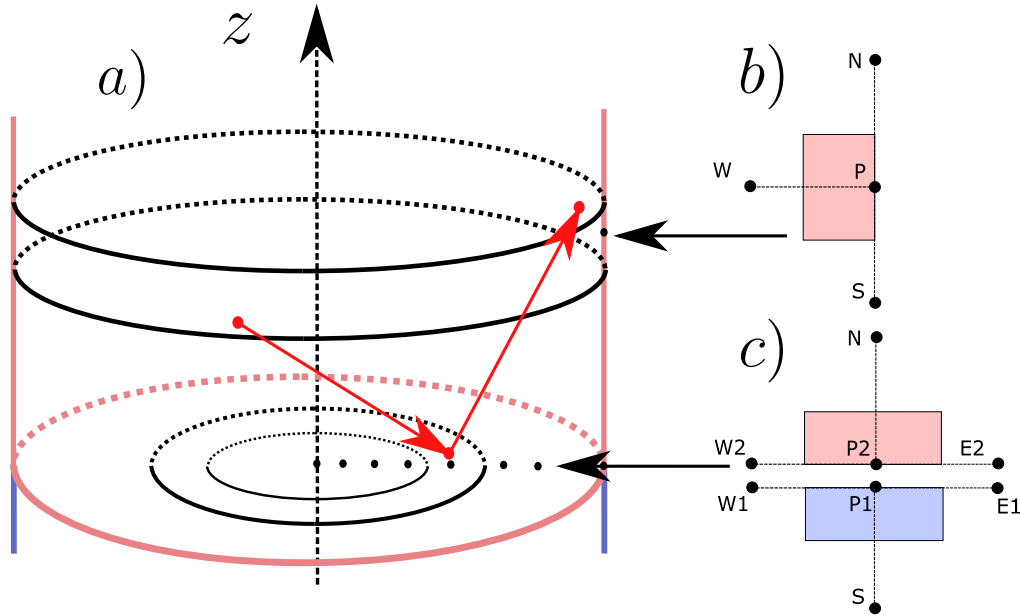


FIGURE 3.2 – Définition du problème géométrie axisymétrique tricouche a) Vu en 3D : exemple d'un chemin optique impactant successivement les deux types d'interface (en rouge) et deux éléments surfaciques du maillage (en noir) b) volume de contrôle pour un nœud en surface de la paroi latéral (vue en coupe) c) volume de contrôle pour un nœud en surface de la paroi interface semelles/mousse.

- **L'équation de la chaleur, couplage et résolution** : L'équation de la chaleur est résolue par une méthode de volumes finis. Cette méthode se base sur l'écriture de la conservation du flux sur chaque élément. L'eq. (2.82) est écrite sur chaque volume de contrôle comme présenté dans le chapitre précédent (cf. fig. 2.13) et est définie en coordonnées cylindriques (problème "2D et demi"). Si nous intégrons sur l'élément Γ , la relation discrétisée en espace sur un nœud P s'écrit :

$$\pi(r_e^2 - r_w^2)\Delta z \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = 2\pi(r_w q_w^r - r_e q_e^r)\Delta z + \pi(r_e^2 - r_w^2)(q_s^z - q_n^z) - \pi(r_e^2 - r_w^2)\Delta z \nabla \cdot \vec{q}_{r,P} \quad (3.8)$$

avec r_w , r_e , Δz respectivement le rayon intérieur, le rayon extérieur et la taille de l'élément selon l'axe \vec{z} . Le terme q_m^l correspond au flux par conduction avec l'exposant $l = (r, z)$ et l'indice $m = (w, e, n, s)$ respectivement les coordonnées (radiale et axiale) et la position du contour (west, east, north et south). Lors du traitement d'un nœud positionné sur une paroi, les différentes conditions aux limites seront injectées à travers ce terme. Cependant, par souci de clarté, toutes les relations ne seront pas données ici. Dans le cas d'un nœud en volume, le terme de flux est discrétisé selon le schéma centré d'ordre 1 suivant :

$$\begin{cases} q_e^r \simeq -\lambda(T_E - T_P)/\Delta r; & q_w^r \simeq -\lambda(T_P - T_W)/\Delta r \\ q_n^z \simeq -\lambda(T_N - T_P)/\Delta z; & q_s^z \simeq -\lambda(T_P - T_S)/\Delta z \end{cases} \quad (3.9)$$

Le terme de dérivée temporelle $\partial/\partial t$ est discrétisé grâce à un schéma Euler implicite d'ordre

1 (ER1). La relation précédente s'écrit alors :

$$\frac{T_P^{k+1} - T_P^k}{\Delta t} = \frac{2a}{\Delta r(r_e^2 - r_w^2)}(r_e(T_E^{k+1} - T_P^{k+1}) - r_w(T_P^{k+1} - T_W^{k+1})) + a\left(\frac{T_N^{k+1} - T_P^{k+1}}{\Delta z^2} + \frac{T_P^{k+1} - T_S^{k+1}}{\Delta z^2}\right) - \frac{1}{\rho C_p} \nabla \cdot \vec{q}_{r,P}^k \quad (3.10)$$

La discrétisation temporelle est indiquée par l'exposant k . Plus généralement, chacune des relations obtenues en chaque nœud P peut se mettre sous la forme suivante :

$$AT_P^{k+1} - BT_E^{k+1} - CT_W^{k+1} - DT_N^{k+1} - ET_S^{k+1} = T_P^k + F \nabla \cdot \vec{q}_{r,P}^k + GS_{r,P}^k \quad (3.11)$$

avec $S_{r,P}^k$ les sources/puits provenant des contributions convectives et radiatives sur les différentes surfaces. Après l'écriture de cette dernière relation sur chacun des nœuds, le jeu d'équation peut se mettre sous la forme d'un système linéaire matriciel tel que :

$$\underline{\underline{A}} \cdot \underline{T}^{k+1} = \underline{T}^k + \underline{S}^k \iff \underline{T}^{k+1} = \underline{\underline{A}}^{-1} \cdot (\underline{T}^k + \underline{S}^k) \quad (3.12)$$

avec $\underline{\underline{A}}$ une matrice tridiagonale par blocs, \underline{T} le vecteur champ de température et \underline{S} le vecteur contenant toutes les contributions radiatives (volumiques et surfaciques). À chaque nouvelle itération en temps, la matrice $\underline{\underline{A}}$ est construite (pas de temps adaptatif) puis inversée pour permettre le calcul du champ de température au pas de temps suivant. Le champ de température \underline{T} est transmis en entrée du code de résolution de l'ETR qui retourne une partie du champ \underline{S} , l'autre partie correspondant aux conditions aux limites.

- **Résultats et performances** : À chaque itération, nous ne retenons que la moyenne spatiale de la température en face arrière ($z = L$). Nous représentons sur la fig. 3.3 a) un exemple de résultat obtenu pour un système adiabatique $h_t = 0$. Excepté l'épaisseur optique, tous les autres paramètres du problème sont fixés. Nous indiquons dans la légende, le nombre de Stark associé à l'épaisseur optique. Comme dans l'étude précédente, la diminution du nombre de Stark entraîne nécessairement une accélération des transferts. Les courbes sont donc rangées logiquement entre les deux extrêmes $N = \infty$ (Conduction pure) et $N = 0.1$. Il est à noter que dans le cas d'un système tricouche, le saut de température aux temps courts n'existent plus même pour des épaisseurs optiques faibles. Cela est évidemment dû à la prise en compte de l'inertie thermique de chacune des deux semelles et leur caractère opaque. Le transfert par rayonnement est seulement caractérisable par la présence d'une tangente non nulle du thermogramme à l'instant initial.

Comme nous le verrons par la suite, un algorithme d'inversion nécessite une résolution multiple du modèle direct. Ce dernier doit donc être le plus rapide possible afin de ne pas entraîner des temps de caractérisation trop importants. Un des grands avantages de la méthode

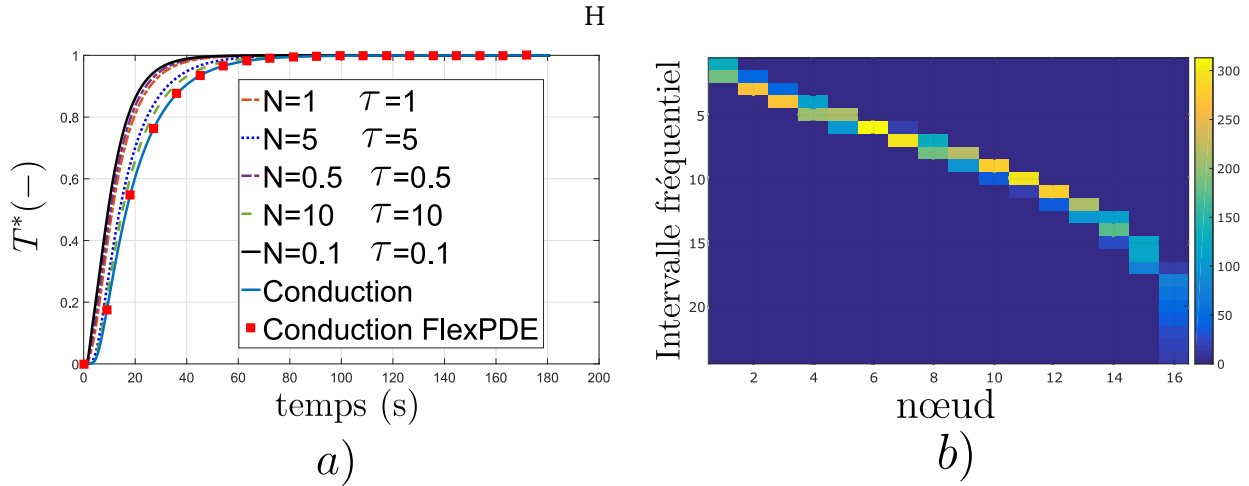


FIGURE 3.3 – a) Système tricouche 2D axisymétrique, exemple d'un système adiabatique : impact du rayonnement b) Parallélisation : attribution fréquence processeur

de Monte Carlo réside dans la facilité de sa parallélisation. Cela est clairement dû à l'aspect indépendant de chacune des réalisations de l'algorithme. Dans ce domaine, le choix de parallélisation est multiple. Chacun des différents processeurs peut se voir confier le calcul d'une solution différente, d'une région de l'espace ou le suivi d'un nombre fixe et égal de quanta. Nous avons décidé de recourir à cette dernière lors de l'étape d'attribution fréquentielle. La parallélisation est traitée grâce à la bibliothèque MPI qui permet à tous les cœurs d'accéder à la même zone mémoire.

Nous imposons le nombre de quanta présents dans chaque gamme fréquentielle et nous imposons aussi un nombre fixe de quanta suivi par processeur au sein d'un même élément de départ. Cette façon de travailler nous semble la plus performante puisque chacun des processeurs est en charge d'un temps de calcul "équivalent". Ils termineront donc leur tâche "presque" simultanément. Un algorithme se charge de l'attribution des différents intervalles de fréquences aux différents cœurs. La distribution est réalisée comme représentée sur la fig. 3.3 b). Chaque nœud est en charge d'un nombre équivalent de quanta et travaille sur plusieurs fréquences. Dans le cas d'un milieu "gris", nous avons remarqué qu'une discrétisation en 25 intervalles de fréquence est suffisante en terme de précision.

De plus, afin d'augmenter la vitesse de calcul tout en conservant un bon niveau de précision sur l'estimation du terme source, nous calculons la variance obtenue pour l'élément i pour un nombre fixe de quanta N . Tant que le critère de convergence désiré n'est pas atteint, nous relançons ce même nombre N de quanta puis la variance est de nouveau recalculée. À chaque itération en convergence, le critère s'écrit :

$$\sigma_i / \vec{\nabla} \cdot (\vec{q}_r)_i \leq \eta_1 \quad \text{avec } \eta_1 = 0.1 \quad (3.13)$$

Cependant, lorsque $\vec{\nabla} \cdot (\vec{q}_r)_i \rightarrow 0$ (i.e. peu d'échanges radiatifs), le critère peut être très long

à atteindre pour un échange radiatif faible. Dans ce cas, le critère de convergence ne repose que sur la puissance émise tel que :

$$\sigma_i \leq \eta_2 P_i^e \quad \text{avec } \eta_2 = 10^{-2} \quad (3.14)$$

Cela justifie complètement l'utilisation d'une formulation par émission puisque ce critère est appliqué à chaque pas de temps et à chaque élément indépendamment des chemins suivis depuis les autres éléments. Chaque élément, ayant une influence différente selon sa position et l'instant du calcul, émettra un nombre suffisant de quanta pour remplir la condition de convergence demandée. Nous pouvons alors imposer un nombre faible de chemins optiques et laisser l'algorithme itérer jusqu'à atteindre un nombre de réalisations respectant le critère imposé. Ce type de critère est régulièrement utilisé lors du couplage de Monte Carlo avec d'autres lois physiques comme dans les travaux de thèse de S. Rehafi [185].

Pour construire la solution représentée sur la fig. a), le nombre de chemins suivis est fixé à $N = 2500$ par élément, nous utilisons 900 éléments de volume et 90 éléments de surface. Nous fixons également le nombre de pas de temps à 1000. Il faut alors approximativement 3 minutes et 14 secondes avec 16 nœuds basés sur un processeur Intel Xeon X5650 à 2.66 GHz. Par la suite, les calculs utilisant les outils développés (temps adaptatif, convergence radiative etc..) n'excéderont jamais 5 minutes pour un calcul de bonne précision. En effet, de nombreux tests ont permis de régler tous les paramètres mentionnés (influence du maillage, nombre de quanta en surface et en volume etc..) afin que le champ de température calculé soit invariant à ces derniers.

- **Simplification des modèles :** Le modèle présenté est simplifié en une version 1D en retirant simplement la dépendance radiale mais en conservant, bien évidemment, sa géométrie tri-couche. Nous faisons de même avec le modèle construit à partir des harmoniques sphériques. De plus, en retirant la résolution du transfert radiatif, nous nous armons d'un modèle "conduction pure" aussi décliné en 2D axisymétrique et en 1D. Ce dernier nous permettra par la suite de tenter d'estimer la diffusivité thermique totale (conduction+rayonnement) et d'essayer de décrire le comportement physique de ce milieu complexe par une simple loi de diffusion.

3.3 Etude expérimentale

Cette partie a pour objectifs de présenter tous les éléments essentiels à l'obtention des thermogrammes expérimentaux. Celle-ci est décomposée en trois sous-partie traitant respectivement la description des différents items du banc de mesure, des échantillons, de la procédure expérimentale et du traitement des données.

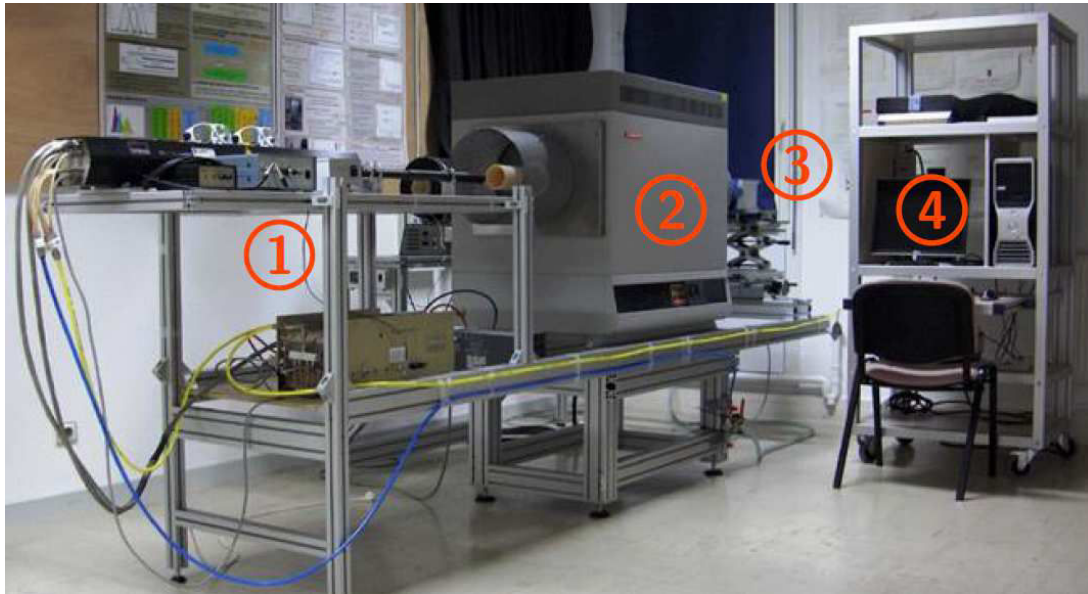


FIGURE 3.4 – Photo du dispositif [122] : 1) Laser CO₂, commande et alimentation 2) Four tubulaire 3) Caméra infrarouge 4) Système d'acquisition

3.3.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental a été initialement développé en interne au sein du Laboratoire Energies et Mécanique Théorique et Appliquée (LEMETA) dans le cadre du stage et des travaux de thèse de Y. Souhar [109]. Il permettait la réalisation d'une caractérisation simultanée des diffusivités thermiques de matériaux solides anisotropes. Le lecteur intéressé trouvera dans cette référence une description plus détaillée du banc de mesure. Par la suite, de nombreuses études ont été menées et ont permis la validation complète du banc [114, 116]. Nous pouvons citer, plus récemment, celle de B. Bernard [115] portant sur la caractérisation de barrières thermiques sur un système bicouche et celle de J. Meulemans [122] traitant l'estimation de la diffusivité de verres liquides.

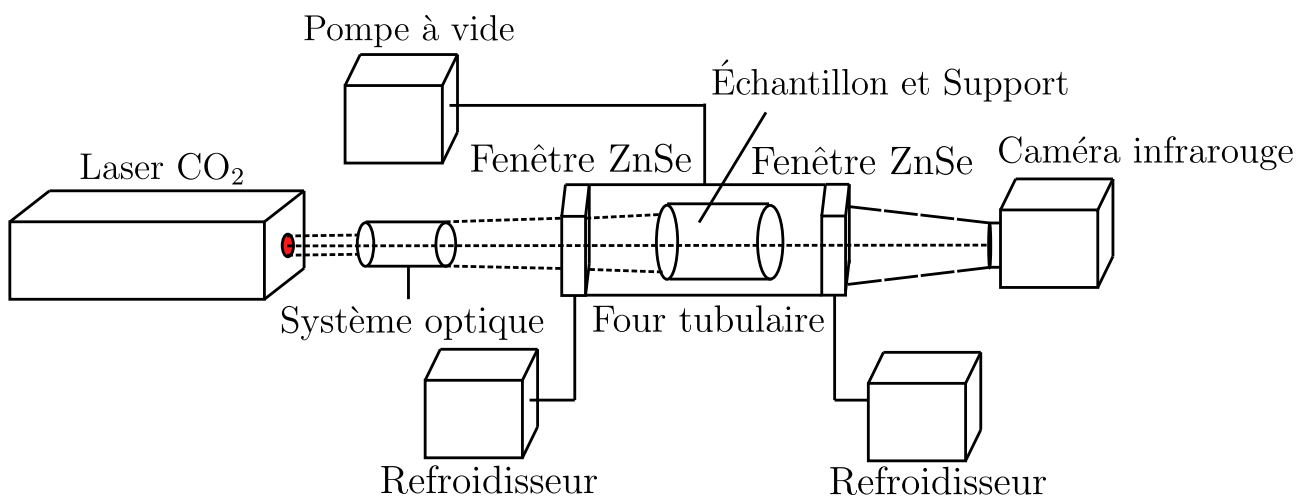


FIGURE 3.5 – Dispositif expérimental

Le dispositif présenté sur la fig. 3.4 est un des seuls en France à permettre une caractérisation

3D jusqu'à une température maximale de 1800 °C. Un schéma plus complet est visible sur la fig. 3.5. Il est composé de quatre éléments principaux :

- 1) **Laser CO₂** :

L'excitation du système doit permettre d'apporter un maximum d'énergie au système dans un temps le plus court possible. La principale difficulté réside dans le fait que la haute température entraîne nécessairement de fortes pertes. Le système excitateur doit donc être le plus puissant possible afin de permettre une élévation de l'échantillon d'au moins quelques degrés en face arrière. Un laser CO₂ continu (classe IV 200 W modèle SYNRAD 57-1 cf. fig. 3.6) a été la source retenue. Ce dernier émet dans le domaine infrarouge (10.6 μm). L'excitation est parfaitement contrôlée et s'apparente temporellement à un créneau (si la durée d'excitation est supérieure à 2s). Les échantillons, plutôt isolants et épais, nous contraignent à recourir à des durées d'excitation comprises entre 5 s et 35 s. Spatialement, le diamètre du faisceau est de 4 mm avec une divergence de 4.5 mrad. La faible largeur de ce dernier devant la surface d'absorption (face avant) peut nous contraindre à injecter précisément la position d'impact et la forme de l'excitation dans la modélisation. Afin de s'affranchir de ces considérations, un système optique afocal composée de deux lentilles (une divergente et une convergente) permet une multiplication de la largeur d'excitation jusqu'à un facteur 4 (cf. fig. 3.7 a)). Le laser n'émettant pas dans le visible, un dispositif de sécurité a été mis en place. De plus, un laser rouge couplé à un miroir dichroïque sont fixés sur la structure du laser CO₂. Une étape de réglage aligne les deux faisceaux et nous permet un contrôle très précis de la position d'impact (cf. fig. 3.7 b)).



FIGURE 3.6 – Laser CO₂ SYNRAD 57-1 130 W [109]

- 2) **Le four tubulaire** :

Le four est tubulaire pour permettre l'alignement de l'excitation, de l'échantillon et de l'appareil de mesure de température (modèle Carbolite TZF 18/600 cf. fig. 3.8). Ce dernier possède 3 zones de chauffe (une primaire et deux secondaires toutes en disiliciure de Molybdène) ré-

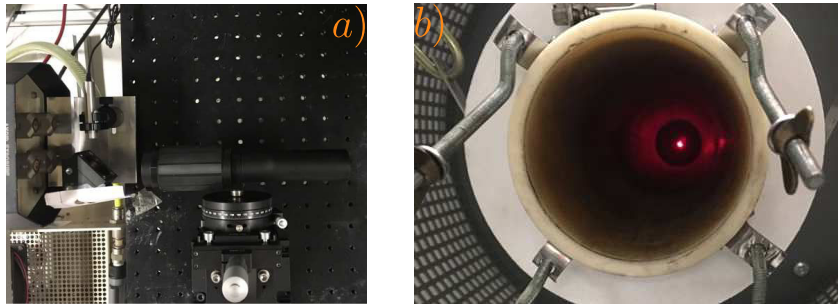


FIGURE 3.7 – Contrôle du faisceau : a) Système optique divergent et afocal b) Calibration et centrage du tir laser

gulées en température. La température est uniforme et stable (à quelques degrés près) dans la zone centrale sur une longueur de 60 cm. Le tube de travail (diamètre interne 72 mm et longueur 150 cm) est composé d'alumine recristallisée. Étanche, résistant mécaniquement et inerte chimiquement, il permet de travailler sous vide et de supporter les forts gradients thermiques présents. De part et d'autre du tube, des supports en aluminium, réglés à 20 °C

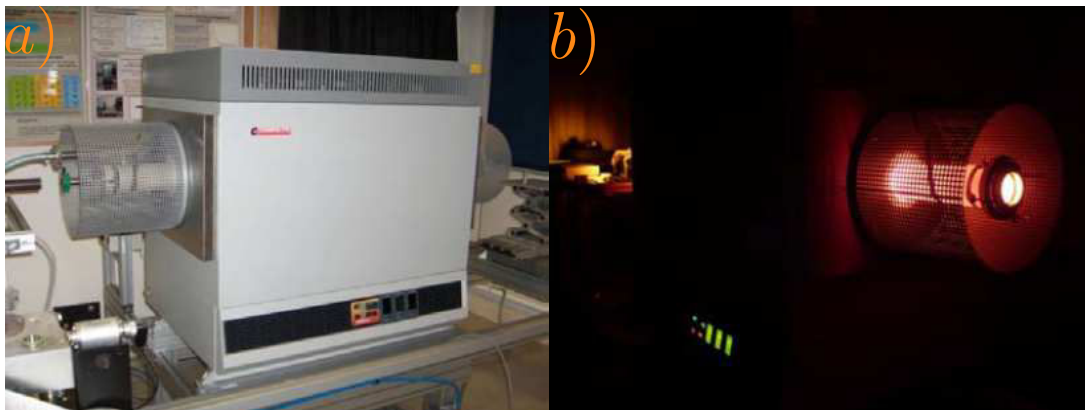


FIGURE 3.8 – Four tubulaire haute température [109] : a) à température ambiante b) à haute température

par des Lauda ®, assurent le maintien des hublots (accès optiques). La première (côté laser) est en sélénure de zinc (ZnSe) avec un revêtement anti-réflexion centré à 10 μm . La seconde (côté caméra), aussi en ZnSe, n'est pas revêtue. Ce matériau présente une large gamme de transparence dans le domaine infrarouge et résiste à un fort flux radiatif incident. Il permet d'avoir accès à l'émission de la face arrière de l'échantillon pour des essais à haute température.

Un système de serrage et des joints en silicone améliorent l'étanchéité du système. Le premier hublot est relié à une pompe à palette (puissance nominale 2.2 kW) et d'un capteur de pression. Dans les conditions expérimentales rencontrées, nous pouvons atteindre une pression de $7 \cdot 10^{-3}$ mbar mesurée en entrée de pompe.

- **3) La caméra infrarouge et acquisition :**

L'acquisition en face arrière est réalisée par le biais d'une caméra infrarouge matricielle (mo-

dèle Cedip/Flir Titanium 640×512 pixels cf. fig. 3.9) refroidie à 77 K par un cycle Stirling. Ce dernier est la principale cause du bruit de mesure observée. Le détecteur, en antimoine d'indium (InSb) à gamme spectrale élargie, est sensible pour un intervalle de longueur d'onde compris entre $1.5 \mu\text{m}$ et $5.1 \mu\text{m}$. La caméra, placée en face du second hublot, est munie d'un objectif de distance focale 100 mm et d'une bague-allonge de 5 mm. Nous obtenons une très bonne résolution à une distance de 96 cm, zone de chauffe uniforme au cœur du four. La caméra est aussi munie de deux filtres monochromatiques centrés respectivement sur une longueur d'onde de $2.35 \mu\text{m}$ et de $4.5 \mu\text{m}$. Ils évitent la saturation et améliorent la sensibilité lors d'essais à hautes températures. De plus, le temps d'intégration de la caméra est modulable entre 20 μs et 2 ms, ce qui permet de régler l'intensité reçue dans une gamme de bonne sensibilité à la variation de température (environ 8500DL i.e. Digital Levels). Enfin, il est possible de réaliser une moyenne spatiale (sur les pixels) pour réduire davantage le bruit de mesure. L'enregistrement est permis grâce au couplage de la caméra avec le logiciel Altair[®].

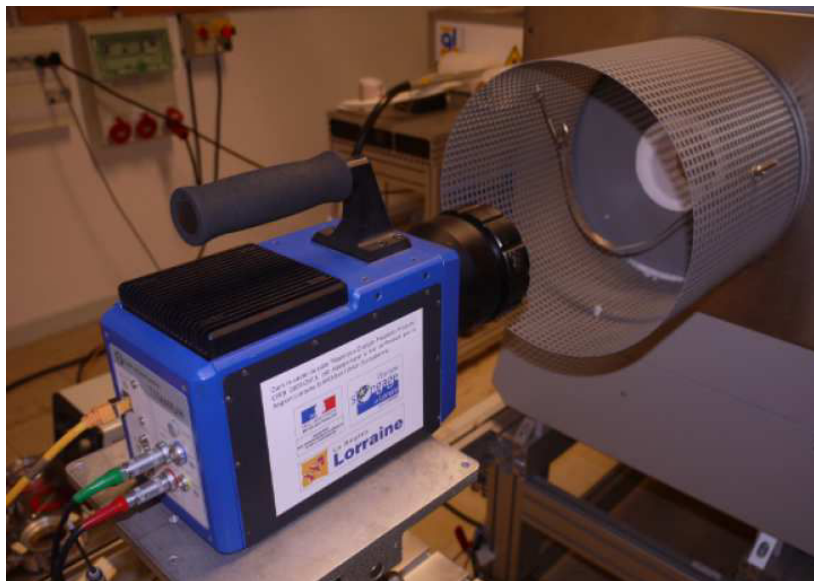


FIGURE 3.9 – Caméra infrarouge Cedip/Flir Titanium [122]

- **4) Support et mise en place :**

Une des principales difficultés est de garantir la reproductibilité des résultats dans un environnement à hautes températures et sous vide. Comme présenté précédemment, cela ne pose pas de réels problèmes pour les autres éléments de ce banc de mesure. Il reste alors à imaginer un support qui soit résistant mécaniquement, résistant thermiquement et inerte (pas de réaction avec le matériau). Celui-ci ne doit pas être trop "conducteur" et trop en contact avec le système semelles/mousse afin d'éviter les phénomènes de fuites thermiques (conduction par le solide), non intégré dans le modèle. Le support doit également assurer un bon contact



FIGURE 3.10 – Système (support, semelles et échantillon) a) démonté b) assemblé

entre les différents éléments. La stumatite est une céramique qui remplit ces fonctions et qui a l'avantage d'être facilement usinable. Plusieurs géométries et designs ont été essayés. De nombreux modèles ont été détruits en raison de contraintes thermo-mécaniques trop élevées en certains points du support. Il ressort de cette expérience que le plus simple reste le plus efficace. La géométrie simplifiée qui permet la meilleure tenue aux chocs thermiques et aux nombreux cycles chauffage/refroidissement est présentée sur la fig. 3.10. Le support est composé de deux parties emboîtables. La plus grande comporte un diamètre externe de 7 cm tandis que la seconde comporte un diamètre externe de 6 cm. Cette dernière a été percée sur une profondeur égale à l'épaisseur de la mousse et des deux semelles à accueillir. Une fois le système tricouche construit, nous constituons l'ensemble à insérer dans le four (cf. fig. 3.10 b)). Deux trous taraudés permettent de tenir l'ensemble à l'aide d'une vis en céramique. Finalement, l'ensemble est placé au centre du four. Les semelles doivent aussi être capables de supporter les hautes températures sans fluer tout en étant les plus diffusives possibles. Nous avons commencé les mesures avec le titane (Ta6V) dont les propriétés ont été caractérisées par Y. Souhar [109]. Par la suite, nous avons continué avec des semelles en SiC car plus intéressantes thermiquement. Toutes les semelles ont une épaisseur de 1 mm.

Il est conseillé de cuire la céramique naturelle suivant un cycle thermique fourni par le constructeur. En effet, une stumatite non cuite a tendance à "gonfler". Ainsi, lors de notre première série de mesure, la surface latérale du support a fusionné avec le tube en alumine. Nous en avons alors profité pour briser la plus grande partie tout en laissant une "butée" pour les essais à venir. De cette déconvenue, nous pouvons alors assurer que le système est placé précisément à la distance désirée au sein du four.

3.3.2 Description des échantillons

Les échantillons traités sont fournis par la société Engicer ®. Cette dernière met en place un procédé de fabrication très contrôlé qui permet de construire pratiquement "sur mesure" les propriétés structurales de la mousse telles que : le type de céramique, la taille des cellules, la porosité ou encore l'organisation de la matrice solide. Nous avons alors commandé un jeu de mousses afin d'observer l'impact de ces différents paramètres. Le premier jeu est composé de mousses en SiSiC structurées. La forme du pore est modelée suivant la fameuse cellule de Kelvin (tétrakaidécèdre). La fig. 3.11 montre 4 mousses (S1,S2,S3 et S4) se différenciant par le diamètre des cellules $D_{cell} = [10, 7.5, 5, 2.5]$ mm. Il est à noter que la dernière (S4), présente des pores fermés. Les mousses sont de dimensions : $e = 20$ mm $R = 25$ mm.

Le second jeu est composé de mousses en SiC non-structurées. Les pores de la mousse sont aussi

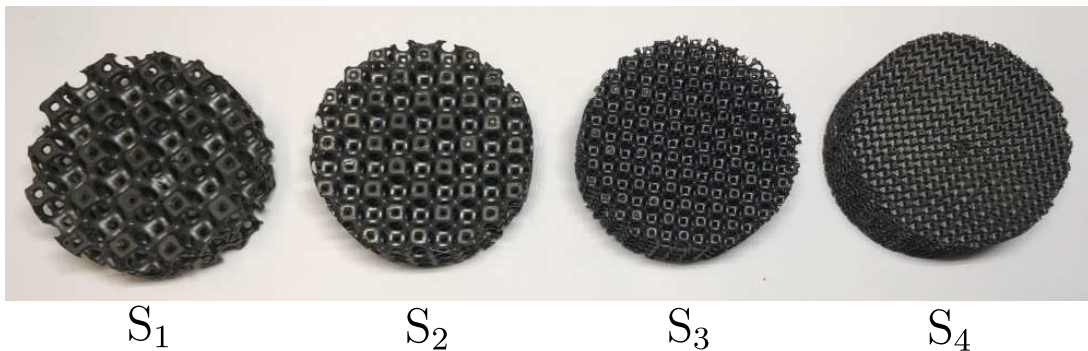


FIGURE 3.11 – Mousses Structurées, variation de la taille de cellule D_{cell}

semblables à une cellule de Kelvin mais présentent un aspect "désorganisé" dû au procédé de fabrication. Elles sont au nombre de 5 comme présenté sur les fig. 3.12 et fig. 3.13. Le constructeur préfère indiquer le nombre de Pore Per Inch (PPI) qui correspond à une taille moyenne de cellule. Ce dernier le détermine par comparaison avec les mousses structurées S1-S4. Ces mousses ont un PPI compris dans l'intervalle [7; 50] et ont toutes les mêmes dimensions que les mousses structurées ($e = 20$ mm $R = 25$ mm).

Le troisième jeu concerne la céramique constituant la matrice solide. Toutes les mousses sont sem-

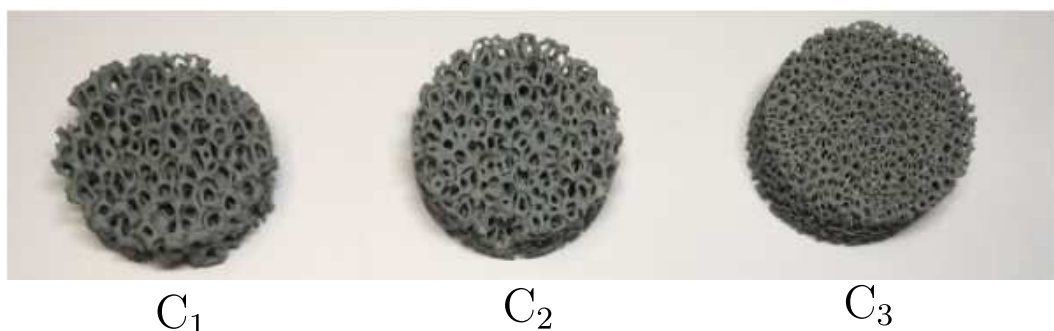


FIGURE 3.12 – Mousses stochastiques, variation du nombre de pores par pouces, faibles PPI

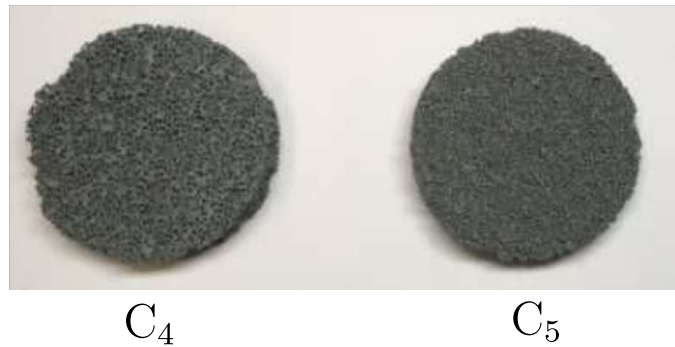


FIGURE 3.13 – MousSES stochastiques, variation du nombre de pores par pouces, forts PPI

blables à la mousse C3 présenté précédemment (30 PPI) mais elles sont réalisées à partir de céramiques différentes. Nous présentons donc sur fig. 3.14, les mousSES M₁, M₂ et M₃ respectivement en SiSiC, Zirkone (ZrO₂) et Alumine (Al₂O₃). Une 5^{ème} mousse en graphite a été détruite lors des premiers essais dû à un vide encore insuffisant qui a généré la combustion de cette dernière. Le

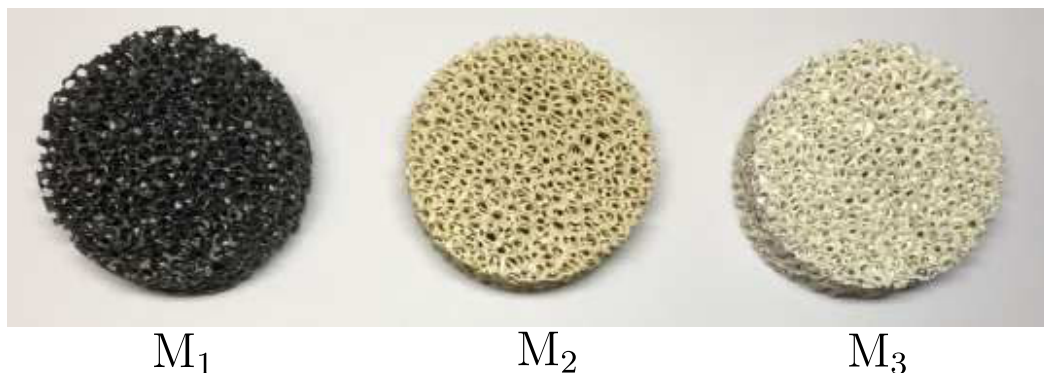


FIGURE 3.14 – MousSES stochastiques, variation de la céramique

quatrième et dernier jeu est composé de mousSES structurées avec des pores organisés selon un arrangement cubique. Les brins, en SiSiC, ont une longueur de 7 mm (cf. fig. 3.15) nous avons en notre possession deux épaisseurs différentes respectivement de 15 mm (SC1) et 20 mm (SC2). Cela nous permettra d'observer simultanément l'impact de l'épaisseur de l'échantillon testé et l'organisation de la matrice solide.

Tout le reste de cette étude se concentrera sur les mousSES décrites ici. Les informations données dans cette partie sont celles données par le constructeur lors de l'achat. Nous tâcherons dans la suite d'en extraire le maximum d'information.

3.3.3 Protocole de mesure

Nous explicitons succinctement le protocole expérimental à suivre pour obtenir une mesure de bonne qualité et construire le thermogramme expérimental. L'ensemble du système est placé au sein du four à 95 cm de l'objectif de la caméra, le vide est réalisé et les autres éléments sont installés. Une première étape consiste à régler la caméra afin d'obtenir une vision précise de la face arrière.

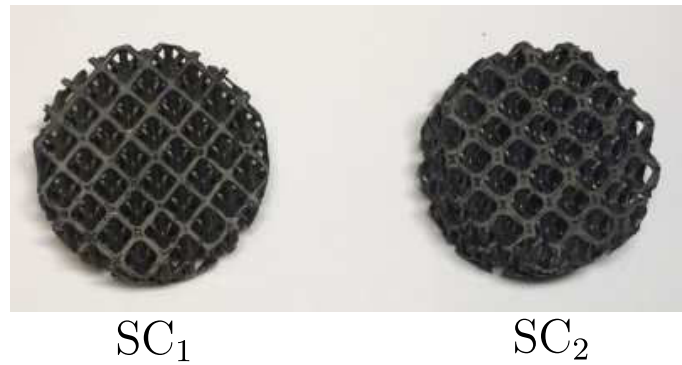


FIGURE 3.15 – Mousses structurées arrangement cubique

Comme représenté sur la fig. 3.16 a), la face arrière est repérée. Ensuite, nous procédons à la montée en température jusqu'à atteindre l'équilibre avec la température désirée de caractérisation.

À ce moment là, il est nécessaire de bien calibrer le temps d'excitation nécessaire. Celui-ci dépend très fortement de la température d'équilibre (pertes associées) et de l'aspect capacitif du système étudié. Quelle est l'énergie à apporter au système pour observer une augmentation en température d'au moins 2 °C en face arrière? Les propriétés thermiques de l'échantillon étant justement recherchées, il n'y a que la voie empirique pour y répondre. En parallèle, plus l'élévation en face arrière est importante, plus le rapport signal/bruit est intéressant. Alors pourquoi se limiter à quelques degrés? Une première réponse simple est de poser l'argument de la linéarité du transfert au sein du système et, avec la même idée, de pouvoir supposer l'indépendance des propriétés des différents matériaux en fonction de la température. Une seconde est basée sur l'inversion du problème. Une excitation infiniment courte (i.e. assimilable à un dirac) correspond à un cas idéal. Si la source agit seulement dans les premiers instants, l'ensemble de l'information contenue provient purement du comportement thermique de l'échantillon. Si la source revêt la forme d'un créneau, une partie de la réponse thermique en face arrière dépend de cette durée d'excitation et constitue une perte d'information sur le transfert thermique. L'idée principale à retenir est donc de générer une excitation la plus courte possible mais qui permette une élévation "suffisante" de la température sur la face arrière. Un compromis est à déterminer.

Des études antérieures [109], après étalonnage, ont montré (dans cette configuration expérimentale) qu'une variation de 1 °C correspond à une élévation d'au moins 25DL sur la caméra. Après avoir intégré spatialement l'intensité reçue sur l'ensemble de la surface arrière (cf. cercle bleu a)), nous obtenons une visualisation de l'élévation comme représenté en bleu sur la fig. 3.16 b) et de l'excitation (en rouge). Même si le système de régulation du four est efficace, il est pratique de commencer l'enregistrement sans exciter le système pour vérifier la bonne stabilité de celui-ci et avoir une idée de l'évolution de la température autour de l'équilibre (ligne de base). Les phases de régulation étant lentes devant le temps de l'expérience, elles semblent évoluer linéairement au

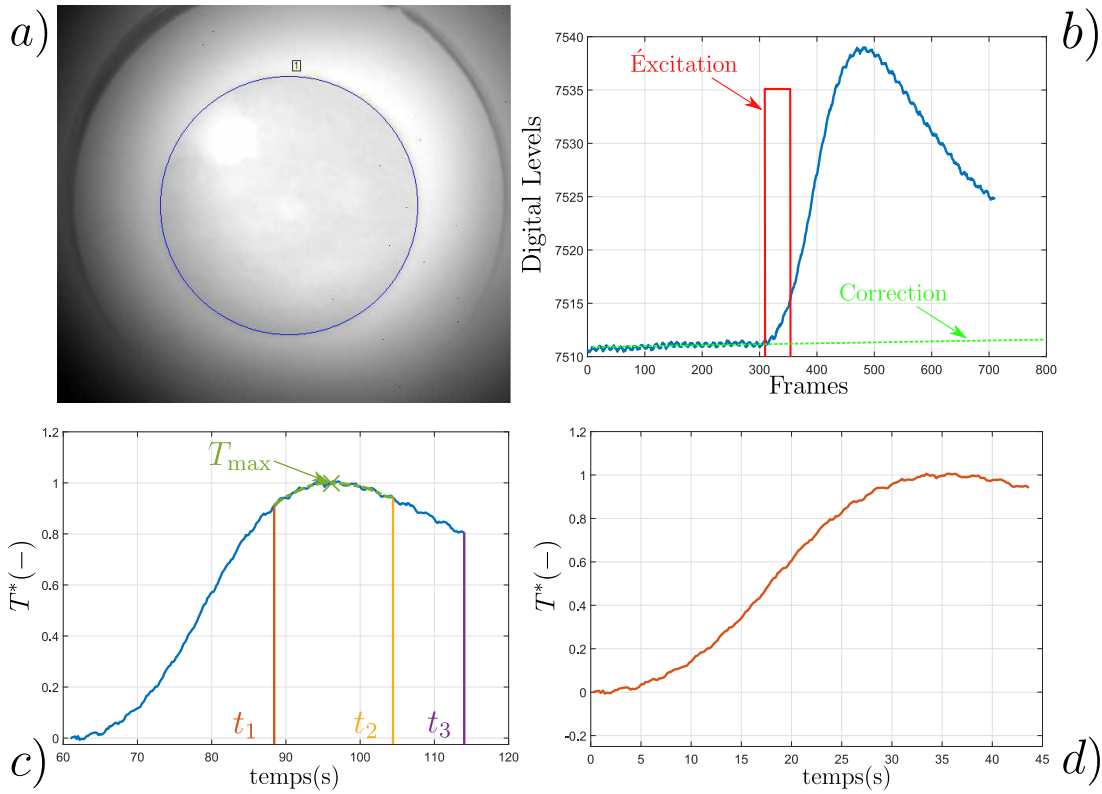


FIGURE 3.16 – a) Image caméra b) Données brutes en sortie c) Adimensionnement d) Thermogramme-type utilisé

cours du temps. C'est pourquoi nous assimilons la ligne de base par une droite (en vert) puis nous appliquons cette correction à l'ensemble du signal.

Afin de s'affranchir de la connaissance du flux en face avant et d'étalonner la caméra, il est très courant de ramener l'élévation mesurée entre 0 et 1. Nous définissons ainsi une température sans dimension T^* telle que $T^* = (Y(t) - Y_{\min}) / (Y_{\max} - Y_{\min})$ avec Y la mesure en niveaux numériques. Y_{\min} et Y_{\max} correspondent respectivement au minimum (instant initial) et au maximum de l'élévation. L'estimation du maximum, pouvant être biaisé par le bruit de mesure, est réalisée en fittant le thermogramme expérimental grâce à un polynôme d'ordre 7 entre les instants t_1 et t_2 entourant le maximum comme indiqué sur fig. 3.16 c) (en vert). La dernière étape consiste à replacer l'axe des abscisses en faisant correspondre l'instant initial avec le début de l'excitation et choisir un temps maximum t_3 , temps maximal considéré pour la caractérisation.

3.4 Inversion, analyse et stratégie

Maintenant que le moyen d'obtenir le thermogramme par le modèle et par l'expérience a été détaillé, la prochaine étape consiste à identifier une stratégie quant au choix des paramètres qu'il est possible d'estimer. Cette partie s'attache à développer les aspects liés à la procédure d'inversion. Dans un premier temps, nous décrivons l'algorithme. Ensuite, nous présenterons des résultats ob-

tenus par des méthodes numériques et expérimentales permettant d'obtenir une meilleure compréhension des ordres de grandeurs de chacun des différents paramètres impliqués lors de l'expérience. Puis, grâce à une étape de simulation, nous mettrons en évidence la faisabilité de cette procédure et l'estimation, a priori, des incertitudes associées aux paramètres choisis.

3.4.1 Algorithme d'inversion : Levenberg-Marquardt

L'idée de cette partie est de décrire succinctement les outils fondamentaux utilisés par la suite. Cela apporte une compréhension supplémentaire concernant la faisabilité de l'inversion et de l'analyse des paramètres estimés. Ne rentrant pas dans le détail, nous invitons le lecteur intéressé à se référer aux ouvrages de références [111, 186–189].

Le principe du problème dit direct repose sur le fait que les paramètres d'entrées et l'état initial du modèle sont parfaitement connus. À partir de ces données, il est alors possible de résoudre le problème et de calculer la donnée de sortie. Des "causes" nous allons vers les "conséquences". Le problème inverse est opposé à ce dernier [186]. Grâce à la connaissance des données de sorties, l'idée est de "remonter" à l'état initial ou aux paramètres ayant engendré le résultat constaté.

Dans notre étude, la donnée de sortie est l'évolution temporelle de la température moyennée spatialement en face arrière $\bar{T}_{\text{exp}}(t)$ mesurée expérimentalement. L'algorithme d'inversion a pour objectif d'identifier le jeu de paramètres structuraux $\alpha = [\alpha_1, \dots, \alpha_n, \dots, \alpha_N]$ correspondant cette même sortie obtenue avec le modèle $\bar{T}_{\alpha, \text{mod}}(t)$ et qui permet la meilleure correspondance entre l'expérience et le modèle. L'algorithme d'inversion est basé sur la fonction coût J , qui représente l'écart quadratique entre les deux courbes :

$$J = \sum_{k=1}^{N_t} (\bar{T}_{\text{exp}}(t^k) - \bar{T}_{\text{mod}}(\alpha, t^k))^2 \quad (3.15)$$

L'idée consiste à rechercher le minimum de cette fonction en déterminant le jeu de paramètres optimal α_{opt} tel que :

$$J_{\min} = J(\alpha_{\text{opt}}) = \sum_{k=1}^{N_t} (\bar{T}_{\text{exp}}(t^k) - \bar{T}_{\text{mod}}(\alpha_{\text{opt}}, t^k))^2 \quad (3.16)$$

Cela revient à résoudre le système suivant (minimum lorsque la dérivée est nulle) :

$$\frac{\partial J_{\min}}{\partial \alpha_n}(\alpha_{\text{opt}}) = \sum_{k=1}^{N_t} \left[(\bar{T}_{\text{exp}}(t^k) - \bar{T}_{\text{mod}}(\alpha_{\text{opt}}, t^k)) \cdot \frac{\partial \bar{T}_{\text{mod}}}{\partial \alpha_n}(\alpha_{\text{opt}}) \right] = 0 \quad (3.17)$$

Avec $\frac{\partial \bar{T}_{\text{mod}}}{\partial \alpha_n} = \underline{S}$ la matrice de sensibilité aux coefficients α_n . La sensibilité à un paramètre est calculée selon un schéma de discrétisation décentré tel que :

$$S_{kn} \simeq \frac{\bar{T}_{\text{mod}}(\alpha_1, \dots, \alpha_n + d\alpha_n, \dots, \alpha_N, t^k) - \bar{T}_{\text{mod}}(\alpha_1, \dots, \alpha_n, \dots, \alpha_N, t^k)}{d\alpha_n} \quad (3.18)$$

La matrice de sensibilité est construite de la façon suivante. De taille $N_t \times N$, chaque colonne n correspond à la sensibilité du paramètre α_n en fonction du temps. La $k^{\text{ième}}$ ligne est donc simplement la valeur associée à l'instant t^k .

Le jeu de paramètres α_{opt} solution de l'eq. (3.17) est :

$$\alpha_{\text{opt}} = \left(\underline{\underline{S}}^T \underline{\underline{S}} \right)^{-1} \underline{\underline{S}}^T (\bar{T}_{\text{exp}} - \bar{T}_{\text{mod}}) \quad (3.19)$$

Cependant, dû à l'aspect non-linéaire du problème au sens de l'inversion [111], la recherche du minimum doit être réalisée itérativement. Parmi les nombreuses méthodes possibles, nous avons retenu l'algorithme de Levenberg-Marquardt. L'eq. (3.19) devient alors :

$$\alpha^{p+1} = \alpha^p + \left(\underline{\underline{S}}^T(\alpha^p) \underline{\underline{S}}(\alpha^p) + \mu^p \underline{\underline{D}}^p \right)^{-1} \underline{\underline{S}}^T(\alpha^p) (\bar{T}_{\text{exp}} - \bar{T}_{\text{mod}}(\alpha^p)) \quad (3.20)$$

avec μ^p un coefficient d'amortissement et $\underline{\underline{D}}^p$ une matrice diagonale définie comme :

$$\underline{\underline{D}}^p = \text{diag} \left(\underline{\underline{S}}^T(\alpha^p) \underline{\underline{S}}(\alpha^p) \right) \quad (3.21)$$

Classiquement, la matrice diagonale est simplement définie comme égale à la matrice identité ($\underline{\underline{D}} = \underline{\underline{I}}$). La formulation proposée (eq. (3.21)), "alourdit" la diagonale principale et accélère la convergence. De plus, l'introduction d'un terme de régularisation (coefficient d'amortissement) permet une réduction de l'incertitude relative mais ajoute un biais au sens statistique sur les paramètres estimés [186].

Cette méthode, initialement proposée par K. Levenberg en 1944 [190], est très populaire. Elle a l'avantage principal de combiner les propriétés complémentaires d'une méthode de Gauss-Newton ($\mu \rightarrow 0$) et d'une méthode du gradient ($\mu \rightarrow +\infty$). La seconde a une convergence lente mais permet une initialisation du vecteur paramètre loin de l'optimum tandis que la première converge rapidement lorsque l'optimum est proche. Ainsi, l'idée est d'initialiser le coefficient d'amortissement avec une grande valeur (quitte à augmenter le biais sur l'estimateur) puis de réduire sa valeur itérativement à l'approche de la solution optimale.

De nombreuses possibilités existent concernant l'arrêt de l'algorithme [111]. La convergence est considérée lorsque la fonction coût est semblable au bruit de mesure ($J(\alpha^p) < m\sigma_b^2$) ou que les valeurs successives du vecteur paramètre sont faibles ($\|\alpha^{p+1} - \alpha^p\| < c_2$). De façon générale, ces critères d'arrêt reposent toujours sur l'idée que l'algorithme n'"évolue plus" ou qu'il est "suffisamment" proche de l'optimum. Nous avons fait le choix de cette dernière. Lorsque la fonction coût évolue très faiblement lors de deux itérations successives, l'estimation est arrêtée. De plus, afin d'éviter des temps de calcul longs et inutiles, nous ajoutons un critère d'arrêt basé sur le nombre d'itérations p réalisé. Cependant, dans le cas où ce test est positif, nous ne considérons pas l'inversion comme ayant convergé et de ce fait, comme inutilisable. Les différentes étapes de l'algorithme sont décrites sur la fig. 3.17.

Il n'y a, malheureusement, jamais de formule miracle quand il s'agit de problèmes inverses dû aux

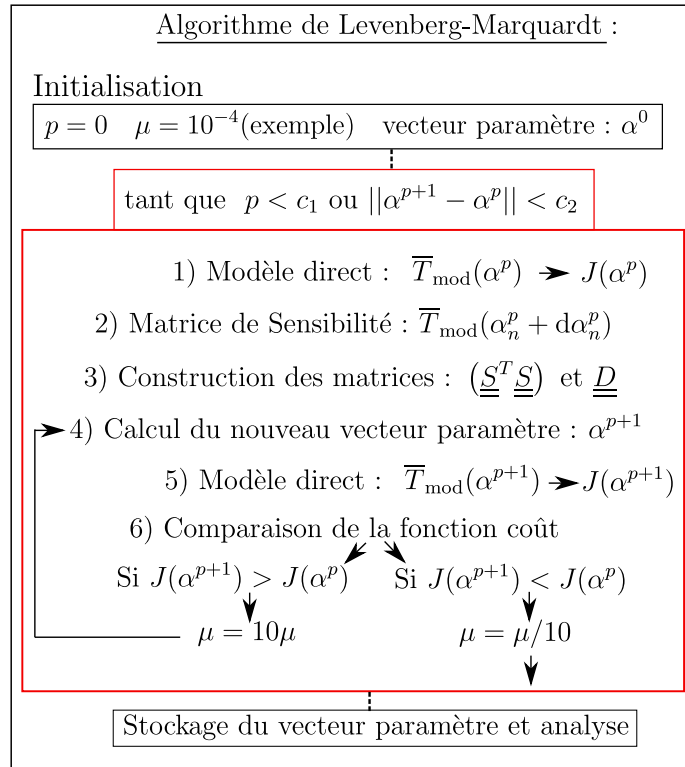


FIGURE 3.17 – Algorithme de Levenberg-Marquardt

nombreux paramètres arbitraires nécessaires (choix de la méthode, régularisation, convergence ...). Un travail très empirique "simulation/erreur" permet l'adaptation des paramètres d'inversion au problème traité.

Le travail de l'inverseur repose sur l'analyse de la qualité de la solution et la quantification de l'erreur induite par le procédé d'inversion. Celle-ci est basée sur de nombreux outils qui dépendent du traitement de la matrice de sensibilité et, plus particulièrement de la matrice d'information $(\underline{\underline{S}}^T \underline{\underline{S}})$ qui a un rôle fondamental. À chaque itération de l'algorithme, cette dernière est inversée (i.e. déterminant non nul). Cela induit que la sensibilité de chacun des différents paramètres est non nulle et qu'elle est linéairement indépendante (pas de corrélation entre les paramètres). Une des premières étapes de l'analyse est simplement graphique. Elle consiste en l'observation de la sensibilité de chacun des paramètres choisis lorsque la convergence est atteinte (cas non-linéaire). Étant donné que les différents paramètres ne possèdent pas la même unité, il est courant de travailler avec la sensibilité réduite définie pour un paramètre α_n comme :

$$S_{kn}^* = \alpha_n S_{kn} = \alpha_n \frac{\partial \overline{T}_{\text{mod}}(\alpha_n, t^k)}{\partial \alpha_n} \quad (3.22)$$

Les différentes sensibilités sont alors comparables les unes aux autres. Il devient possible d'avoir une première critique de l'impact de tel ou tel paramètre sur le résultat. Une grande sensibilité correspond nécessairement à une grande influence du paramètre en question et induira aussi né-

cessairement une grande précision lors de son estimation. L'inverse est aussi valable.

Expliquée simplement, la corrélation entre deux paramètres signifie que ces derniers ont une influence similaire sur la solution. Lors de l'application de la procédure d'inversion, il devient alors difficile de séparer la contribution de chacun lorsque le minimum global est atteint. Cela induit une augmentation de leur incertitude respective (notion d'indépendance comme dit précédemment). Des corrélations multiples (combinaison linéaire entre plusieurs paramètres) sont aussi envisageables. Dans le cas de paramètres corrélés, une autre conséquence dangereuse réside dans l'existence de plusieurs minimum locaux. L'algorithme peut alors converger vers plusieurs jeux de paramètres tous très éloignés du minimum global selon l'initialisation réalisée. Ces derniers permettent pourtant une bonne concordance entre le modèle et la courbe expérimentale obtenue. Il n'y a pas d'unicité de la solution.

Une analyse purement graphique ne permet que d'entrevoir certaines corrélations par des évolutions semblables des sensibilités mais ne permet pas de les démontrer proprement. Une solution consiste à représenter une sensibilité en fonction d'une autre ou en fonction d'une combinaison linéaire d'autres sensibilités. Cependant, ce type de démarche peut sembler lourde lors de l'étude de problème comportant beaucoup de paramètres. L'étude de la matrice de covariance permet une analyse globale de l'erreur.

Supposons qu'après convergence, le modèle décrive parfaitement la courbe expérimentale. La différence des deux courbes (ou aussi appelé résidus) correspond donc simplement au bruit de mesure expérimental ϵ . Ce dernier est souvent assimilable à une variable aléatoire de moyenne nulle, de variance σ_b et indépendante du temps. Le signal expérimental peut donc être décomposé de la façon suivante :

$$\bar{T}_{\text{exp}}(t) = \bar{T}_{\text{mod}}(\alpha_{\text{est}}, t) + \epsilon \quad (3.23)$$

Dans le cas d'un estimateur non biaisé, il est possible de montrer que l'espérance des paramètres estimés est égale à la valeur exact des paramètres ($E(\alpha_{\text{est}}) = \alpha_{\text{opt}}$). La variance des valeurs estimées apparaît au travers de la matrice de covariance. Par définition, celle-ci est définie telle que :

$$\underline{\underline{\text{cov}}}(\alpha_{\text{est}}) = E[(\alpha_{\text{est}} - \alpha_{\text{opt}})(\alpha_{\text{est}} - \alpha_{\text{opt}})^T] \quad (3.24)$$

En remplaçant α_{est} par son expression (cf. eq. (3.19)), il est possible de montrer que :

$$\underline{\underline{\text{cov}}}(\alpha_{\text{est}}) = \left(\underline{\underline{S}}^T \underline{\underline{S}} \right)^{-1} \underline{\underline{S}}^T E(\epsilon \epsilon^T) \underline{\underline{S}} \left(\underline{\underline{S}}^T \underline{\underline{S}} \right)^{-1} \quad (3.25)$$

D'après les propriétés du bruit de mesure, nous avons :

$$E(\epsilon \epsilon^T) = \sigma_b^2 \underline{\underline{I}} \quad (3.26)$$

En injectant cette dernière dans l'eq. (3.25), la matrice de covariance se calcule simplement comme :

$$\underline{\underline{\text{cov}}}(\alpha_{\text{est}}) \approx \begin{pmatrix} \text{var}(\alpha_{\text{est},1}) & \text{cov}(\alpha_{\text{est},1}, \alpha_{\text{est},2}) & \cdots & \text{cov}(\alpha_{\text{est},1}, \alpha_{\text{est},N}) \\ \text{cov}(\alpha_{\text{est},1}, \alpha_{\text{est},2}) & \text{var}(\alpha_{\text{est},2}) & \cdots & \text{cov}(\alpha_{\text{est},2}, \alpha_{\text{est},N}) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \text{cov}(\alpha_{\text{est},1}, \alpha_{\text{est},N}) & \text{cov}(\alpha_{\text{est},2}, \alpha_{\text{est},N}) & \cdots & \text{var}(\alpha_{\text{est},N}) \end{pmatrix} = \sigma_b^2 \left(\underline{\underline{\mathcal{S}}}^T \underline{\underline{\mathcal{S}}} \right)^{-1} \quad (3.27)$$

La matrice de covariance est carré et symétrique de taille égale au nombre de paramètres N . La diagonale contient les variances respectives aux différents paramètres tandis que les termes anti-diagonaux nous renseignent sur l'importance des corrélations. D'après la relation précédente, elle est uniquement dépendante de la matrice d'information (i.e. de l'importance des sensibilités et des corrélations éventuelles) et de la variance du bruit de mesure expérimental. De par l'inversion de la matrice $\left(\underline{\underline{\mathcal{S}}}^T \underline{\underline{\mathcal{S}}} \right)$, la présence de corrélations entraînera nécessairement une augmentation de la variance des paramètres associés. De la même façon, une faible sensibilité à un paramètre provoquera, une variance très forte de ce même coefficient. Enfin, il est à noter que la variance du bruit de mesure est aussi prise en compte, faisant le lien entre la qualité des mesures expérimentales et la qualité de l'estimation. L'analyse de cette matrice nous donne donc un aperçu complet et global sur la qualité de l'estimation. Par la suite nous travaillerons plutôt avec une matrice hybride Hcov qui se calcule à partir des sensibilités réduites. Elle est définie comme :

$$\underline{\underline{\text{Hcov}}}(\alpha_{\text{est}}) \approx \begin{pmatrix} \sqrt{\text{var}(\alpha_{\text{est},1})}/\alpha_{\text{est},1} & \text{cov}(\alpha_{\text{est},1}, \alpha_{\text{est},2})/\sqrt{\text{var}(\alpha_{\text{est},1})\text{var}(\alpha_{\text{est},2})} & \cdots \\ \text{cov}(\alpha_{\text{est},1}, \alpha_{\text{est},2})/\sqrt{\text{var}(\alpha_{\text{est},1})\text{var}(\alpha_{\text{est},2})} & \sqrt{\text{var}(\alpha_{\text{est},2})}/\alpha_{\text{est},2} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \quad (3.28)$$

Cette dernière est plus pratique puisque la diagonale contient l'écart-type relatif et les termes anti-diagonaux correspondent à la corrélation. Il faut tout de même rester vigilant quant à l'interprétation des coefficients. Les valeurs indiquées dépendent forcément de l'intervalle de temps choisi, de la qualité de la convergence (état lors de l'arrêt), éventuellement de l'initialisation ou encore du nombre de paramètres à estimer. Ici encore, un procédé "test-erreur" est nécessaire.

Enfin, un autre outil utilisé lors de l'analyse est l'étude des résidus $\bar{T}_{\text{exp}} - \bar{T}_{\text{mod}}$. Ce dernier apporte une aide complémentaire mais n'est pas suffisant. La présence d'un biais (ou aussi appelé signature) indique une discordance claire entre le modèle et l'expérience. L'origine de l'écart peut provenir de multiples raisons. D'une part, les paramètres du problème supposés connus sont erronés. D'autre part, des phénomènes physiques présents dans l'expérience ne sont pas inclus dans le modèle. L'existence de ce biais est nécessairement source d'un biais plus ou moins important sur les paramètres estimés. À l'inverse, l'absence de signature (aussi appelé résidus "plats") est un indicateur positif

mais cela n'implique pas obligatoirement une estimation de bonne qualité. Si le nombre de paramètres sélectionnés est important (on parle alors de problème surdéterminé), l'algorithme peut, par l'importance du nombre de degrés de liberté dont il dispose, compenser le manque de consistance du modèle et biaiser complètement l'estimation de certains paramètres. Cet outil est donc à coupler aux autres outils d'analyse. De façon générale, le principe de parcimonie [191] indique que plus le nombre de paramètres est important moins l'estimation est précise. Cela est évidemment dû à la plus grande probabilité de créer des corrélations (simples ou multiples) entre les paramètres, de considérer des paramètres peu sensibles (non pertinent) ou de surdéterminer le problème. Il faut donc bien garder à l'esprit l'idée de réduire au maximum le nombre de paramètres pour pouvoir se concentrer uniquement sur les paramètres d'intérêt.

Dans la partie suivante, nous présentons différentes études complémentaires dans le but de réduire au maximum les inconnues du problème et d'apporter une compréhension plus fine de l'étude.

3.4.2 Estimation des propriétés thermiques

Nous nous concentrons ici sur l'estimation des propriétés thermiques des semelles et des céramiques étudiées. D'une part, certaines mousses ont été broyées afin de réaliser une mesure de capacité thermique. D'autre part, nous disposons pour cette étude de disques massifs composés des différentes céramiques (cf. fig. 3.14). Leurs dimensions sont identiques avec un rayon de 50 mm et une épaisseur de 4 mm (cf. fig. 3.18). Ils seront utilisés pour être caractérisés optiquement et thermiquement.



FIGURE 3.18 – Disques massifs de trois céramiques respectivement : Zircone, Carbure de Silicium et Carbure de Silicium infiltré

Mesure de la capacité thermique

Du point de vue de la thermique, la capacité thermique des céramiques dépend très fortement de leur composition chimique. De ce fait, cette grandeur peut varier fortement selon le procédé de fabrication employé [192]. Du point de vue de l'inversion, la capacité thermique est souvent corrélée à la diffusivité thermique et doit être mesurée séparément [109, 124]. Dans d'autres confi-

gurations, certains auteurs parviennent tout de même à une estimation de cette grandeur [193]. Étant donné que nous disposons des équipements nécessaires au laboratoire, nous avons fait le choix de nous en affranchir. Deux calorimètres différentiels à balayage, plus généralement appelée par leur acronyme anglais DSC (Differential Scanning Calorimetry), ont été utilisés. Le premier est le Multi-HTC 96 construit par Setaram ®. Il permet des mesures précises pour des températures comprises entre 200 °C et 1600 °C. Le second (modèle μ dSc3 de chez Setaram ®) est utilisé pour une gamme de température entre 20 °C et 60 °C. Le principe repose sur la comparaison des flux mesurés entre un échantillon placé dans un creuset en platine et l'environnement pendant une rampe en température. Une première calibration est réalisée en étudiant simplement un creuset vide. Cela permet de déterminer le rôle du support. Dans un second temps, un matériau de référence (ici le Saphir) dont la masse et la capacité thermique sont précisément connues est étudié. Par comparaison entre la référence et l'échantillon à caractériser, il est possible de remonter à la valeur de la capacité thermique de ce dernier. En effet, la capacité thermique représente la quantité d'énergie à fournir à un corps d'une certaine masse pour augmenter sa température. En réalisant une rampe en température entre une température T_i et T_{i+1} , l'énergie nécessaire est calculée et la capacité obtenue est attribuée à la température moyenne $(T_{i+1} + T_i)/2$. Lors d'une étude à différentes températures, nous réalisons simplement plusieurs rampes séparées par des plateaux d'équilibres.

Les deux céramiques sont réduites en poudre et pesées. L'évolution de la capacité thermique en

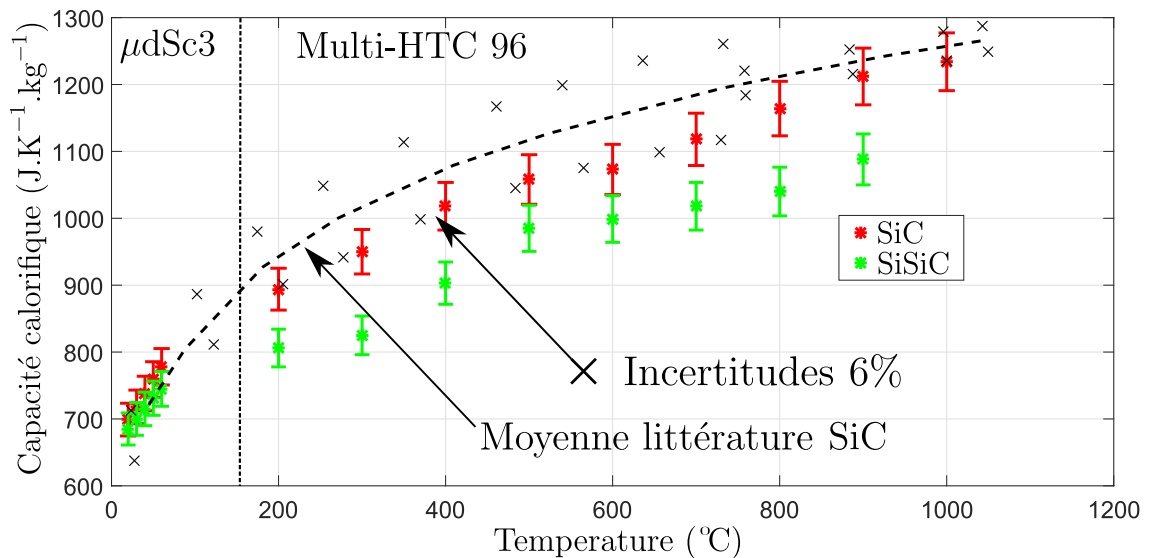


FIGURE 3.19 – Évolution en température de la capacité calorifique du SiC et du SiSiC

fonction de la température est représentée sur la fig. 3.19. De façon générale, cette grandeur est croissante en fonction de la température. Son augmentation est rapide entre la température ambiante et 60 °C puis plus lente vers les hautes températures. Ce type de comportement est similaire à d'autres études appliquées à ces matériaux [194], ce qui accrédite ces mesures. De plus,

la moyenne ainsi que les incertitudes provenant d'études de références [195] sont ajoutées sur la figure. Par comparaison dans le cas du SiC, nos mesures sont situées dans la partie basse de l'intervalle de confiance donné par la littérature. Ce n'est pas un problème en soit. Cela a déjà été constaté par d'autres études [196] et nous ne connaissons pas exactement ni le procédé de fabrication ni la composition chimique exacte. D'autres éléments encore présents peuvent perturber la mesure. Enfin, nous avons constaté que la capacité thermique massique du SiSiC est toujours plus faible que celle du SiC pour toutes les températures traitées.

L'alumine est couramment utilisée comme référence dans des procédés de mesures calorimétriques. Il est donc inutile de réaliser la mesure. Pour ce qui est de la zirkone, elle est l'objet de nombreuses études dans ces dernières décennies pour des applications hautes températures. Leur propriétés sont donc issues de la littérature. Le Tableau 2.1 rassemble les densités et les capacités de chacun des différents matériaux à température ambiante et à 800 °C.

La densité a été mesurée à partir de la masse et du volume des échantillons. Les propriétés ther-

TABLEAU 3.1 – Densité et capacité calorifique des disques massifs

Matériau	Densité (kg/m ³)	Cp (J/(K kg) à 20 °C)	Cp (J/(K kg) à 800 °C)
SiC	2951	709	1164
Ta6V	4510	528	1114
SiSiC	2335	683	1040
ZrO ₂	5442	456	620
Al ₂ O ₃	3768	800	1260

miques du SiC seront aussi pour indiquer les paramètres des semelles lors des prochains essais. Celles du Titane (Ta6V) ont déjà été caractérisées par le passé au laboratoire [109].

Mesure de la diffusivité thermique

À partir de la connaissance de la capacité thermique pour différentes températures, il est possible d'appliquer une méthode flash sur les disques. L'estimation de la diffusivité thermique de matériaux denses et opaque a fait l'objet, par le passé, de nombreux travaux de recherche [109]. Les techniques expérimentales et numériques sont parfaitement maîtrisées.

Cette étude, portant uniquement sur les disques massifs, permet une configuration monocouche. La diffusivité étant élevée et l'échantillon étant de faible épaisseur, nous utilisons un laser fibré de chez Quantel ® (50 J à 1000 nm) qui permet une excitation très rapide (330 µs). Cette dernière est bien assimilable à un dirac (durée inférieure à 100 fois le temps de montée du thermogramme [197]). Une caméra infrarouge mesure l'élévation en face arrière. La fréquence d'acquisition est augmentée au maximum (1/3 ms). Le four utilisé permet de parcourir une large gamme de température (de 200 °C jusqu'à 1000 °C). Ce banc de mesure ne permet pas de réaliser une caractérisation sous

vide. Ce n'est pas un problème du point de vue des matériaux. Cependant, la présence de pertes latérales peut biaiser la connaissance de la température d'équilibre par le système de régulation. Un thermocouple (type K) est donc placé au contact de l'échantillon. Un second banc de mesure composé de lampes à éclat et d'un thermocouple est utilisé pour une mesure à température ambiante. Les valeurs obtenues par ce dernier sont présentées dans le Tableau 2.2. Les valeurs obtenues sont logiques et correspondent bien avec ce qui peut être attendu [192]. Le SiC et le SiSiC sont très diffusifs et très bons conducteurs de chaleur. Les trois autres présentent des conductivités bien plus faibles.

TABLEAU 3.2 – Diffusivité et conductivité des disques massifs à température ambiante

Matériau	Diffusivité thermique (mm ² /s)	Conductivité thermique (W/(mK))
SiC	64.0	133.8
Ta6V	3.1	7.3
SiSiC	82.6	131.6
ZrO ₂	1.1	2.8
Al ₂ O ₃	9.8	29.7

- **Disques opaques :**

Par souci de clarté, tous les thermogrammes ne sont pas présentés. La fig. 3.20 illustre les thermogrammes obtenus lors de l'étude du SiSiC pour des températures de références respectivement égales à $T_{\text{ref}} = 300$ °C, $T_{\text{ref}} = 605$ °C et $T_{\text{ref}} = 787$ °C. Sur cette figure est aussi représenté le résultat obtenu avec le modèle conduction pure après inversion et les résidus associés. Ce type de modèle décrit parfaitement la courbe expérimentale. L'absence de "saut" de température aux temps courts indique bien que le SiC est opaque au transfert par rayonnement. Le modèle direct décrit le transfert conductif 1D dans un milieu homogène. Pour réaliser l'inversion, seuls deux paramètres sont laissés libres : la diffusivité thermique a de la céramique et le coefficient total de convection h_t prenant en compte les pertes. À partir de la diffusivité thermique nous calculons la conductivité thermique de la céramique ($\lambda = a\rho C_p$). Cette dernière est représentée sur la fig. 3.21 pour chaque température réalisée.

Comme mis en évidence sur cette figure, les propriétés thermiques de ces matériaux dépendent fortement du procédé de fabrication et de la microstructure [115, 198]. L'idée de l'étude n'étant pas de relier la microstructure aux performances thermiques, nous ne développons pas cet aspect. Le SiC peut donc présenter une conductivité à l'ambiante variant entre 210 W/(mK) et 40 W/(mK). D'après ces résultats, la conductivité en fonction de la température du SiC et du SiSiC à notre disposition suit la même évolution que celles présentées dans la littérature, ce qui accrédite ici aussi nos résultats. De plus, nos matériaux se situent dans

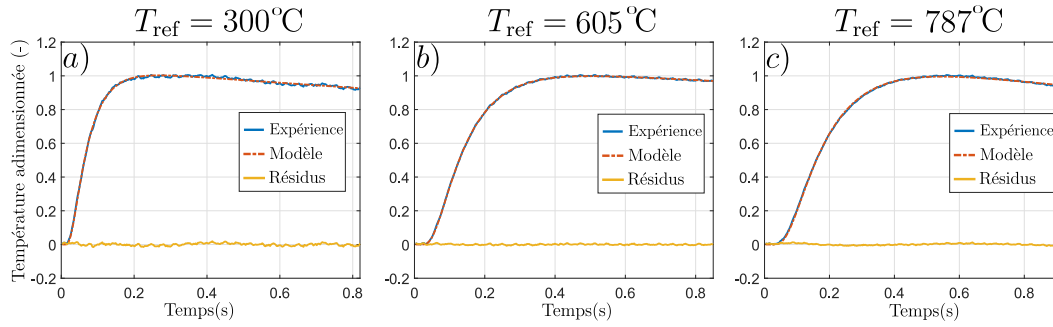


FIGURE 3.20 – Thermogrammes expérimentaux et modèles après inversion : Étude du SiSiC pour a) $T_{ref} = 300^{\circ}\text{C}$ b) $T_{ref} = 605^{\circ}\text{C}$ c) $T_{ref} = 787^{\circ}\text{C}$

une configuration intermédiaire entre le cas du poly-crystal à gros grains et le poly-crystal poreux (lit fluidisé), tous deux caractérisés par Rohde [199]. Leur comportement thermique se rapproche du cas poly-crystal à petits grains ($3\ \mu\text{m}$) étudié par R. J. Price [200]. La conductivité thermique décroît avec la température. Plus généralement, cette diminution devient plus faible pour les températures les plus élevées. Il est à noter que le SiC est légèrement plus conducteur que le SiSiC dans la gamme de température étudiée. De plus, comme dans la partie précédente, la conductivité du titane Ta6V est issue de [109]. Celle-ci augmente en fonction de la température. À 800°C elle est égale à $24.1\ \text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$.

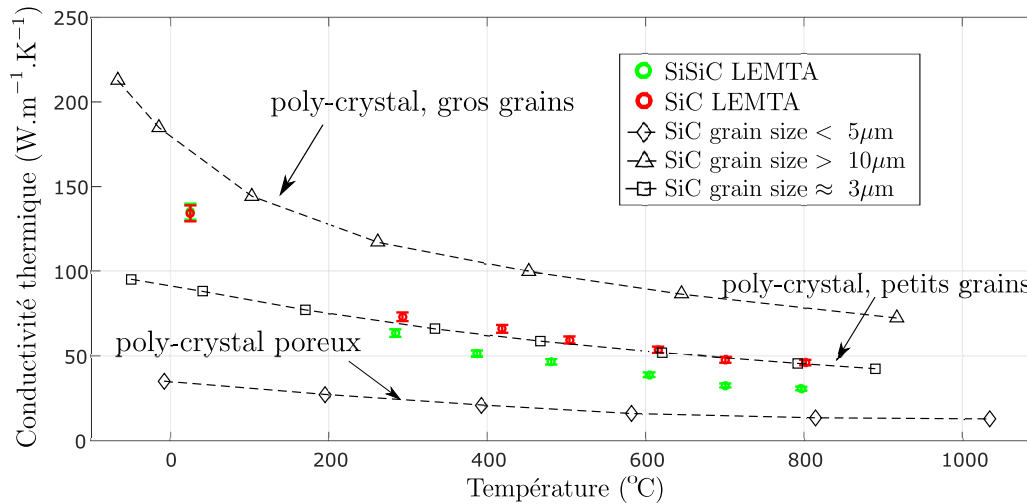


FIGURE 3.21 – Conductivité thermique du SiC et du SiSiC (LEMTA) et de différents SiC issues de [198] en fonction de la température

- **Disques semi-transparents :**

Les disques d'alumine et de zirconie présentent un comportement semi-transparent évident (cf.fig. 3.22). Nous retrouvons bien, dans les deux cas, le "saut" de température caractéristique de ce type de transfert. Il est cependant difficile de trancher entre un comportement semi-transparent ou totalement transparent sur cet exemple à $T_{ref} = 263^{\circ}\text{C}$.

Un modèle conduction pure qui considère un couplage direct entre la face avant et la face

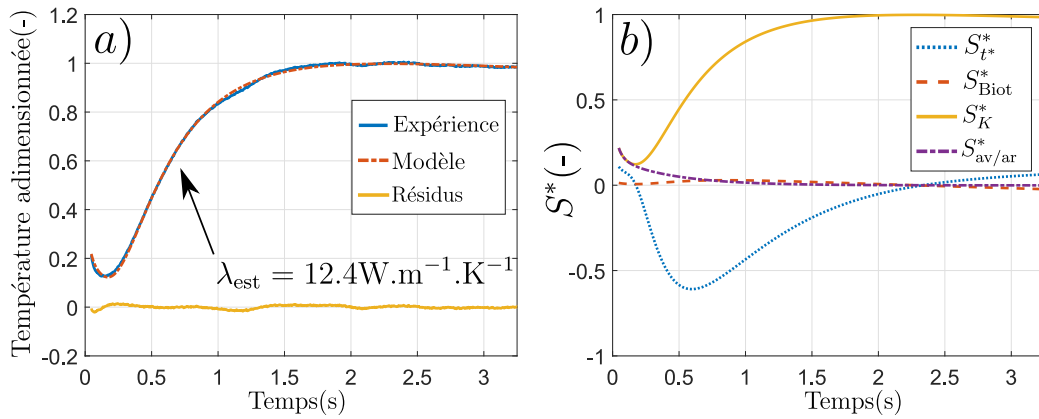


FIGURE 3.22 – Thermogramme expérimental et modèle après inversion : Etude de l'Alumine pour a) $T_{\text{ref}} = 263 \text{ }^{\circ}\text{C}$ b) Sensibilités réduites associées

arrière (transparence pure entre deux surfaces opaques) reproduit bien la mesure expérimentale. L'inversion est réalisée à partir des deux paramètres utilisés précédemment. Un troisième coefficient $K_{\text{av/ar}}$ est ajouté. Il représente simplement le couplage entre la face avant/arrière dû à la semi-transparence. Il est défini comme :

$$T_{\text{mod}} = (1 - K_{\text{av/ar}})T_{\text{mod}}^{\text{av,c}} + K_{\text{av/ar}}T_{\text{mod}}^{\text{ar,c}} \quad (3.29)$$

avec $T_{\text{mod}}^{\text{av,c}}$ et $T_{\text{mod}}^{\text{ar,c}}$ les températures calculées respectivement en face avant et en face arrière avec le modèle 1D conduction pur. Les sensibilités sont représentées sur la fig. 3.22 b). Au vu de la vitesse des transferts et de la température traitées, le nombre de Biot (pertes) est peu influent. Le transfert est principalement dirigé par la conduction. Cela explique pourquoi la sensibilité réduite du coefficient de couplage devient nulle rapidement et que la sensibilité associée à la diffusion thermique (en bleu) est importante.

Nous constatons une diminution d'un facteur 2.4 de la conductivité de l'alumine entre la température ambiante et $T_{\text{ref}} = 263 \text{ }^{\circ}\text{C}$ égale respectivement à $29.7 \text{ W}/(\text{mK})$ et à $12.4 \text{ W}/(\text{mK})$. Ces valeurs sont en bon accord avec des données de références issues de la littérature [195]. Cependant, la diminution de la vitesse du transfert conductif, l'augmentation du transfert par rayonnement et le système de régulation actuel ne nous permet pas une caractérisation précise à plus haute température. Cette étude permet simplement d'obtenir des ordres de grandeurs de conductivité et de révéler la présence de la semi-transparence de ces deux céramiques. À $800 \text{ }^{\circ}\text{C}$, nous pouvons nous attendre à une conductivité proche de $5 \text{ W}/(\text{mK})$. Ce qui est près de 10 fois inférieur à la conductivité du SiC.

3.4.3 Etude des propriétés structurales des mousses

Cette partie s'intéresse à la mesure des propriétés structurales des milieux poreux telles que la porosité ou la taille des pores. Les tailles de cellules ou le nombre de PPI correspondent à des données constructeurs et ont été présentées précédemment. Cependant, après avoir caractérisé thermiquement la partie solide, il est intéressant de recueillir davantage d'informations sur l'aspect géométrique du milieu hétérogène. D'une part, le procédé de fabrication de ce dernier et la forme adoptée par la matrice solide semblent être des facteurs déterminant quant à l'efficacité des transferts thermiques des mousses solides [20, 21]. D'autre part, cela nous apporte un complément d'information sur l'influence de la structure sur les propriétés thermiques équivalentes qui seront identifiées par la suite. Nous présentons, tout d'abord, les intérêts de la tomographie X. Puis nous décrivons plusieurs méthodes de mesure de la porosité.

L'apport de la tomographie X

La tomographie est une technique qui permet la reconstruction volumique de l'objet à partir de mesures réalisées depuis l'extérieur de ce dernier. Le principe de fonctionnement est décrit sur la fig. 3.23 a). Le volume de l'échantillon est reconstruit à partir de l'analyse multidirectionnelle de l'interaction d'un faisceau de rayons X avec la matière.

La tomographie X permet une description en niveau de gris (correspondant à l'intensité mesurée par le détecteur), une séparation des deux phases (solide/fluide) par une phase de seuillage et une bonne résolution (24 μm pour une mousse complète). Une vue en coupe du milieu poreux (SiC C3) et une vue 3D d'un brin solide sont respectivement représentées sur la fig. 3.23 b) et c). Elle permet également d'identifier finement des inclusions, des singularités ou des hétérogénéités présentes dans le milieu. Par exemple, pour la cas du SiC, elle révèle la présence d'au moins un composé chimique plus dense que le SiC. Ceci se visualise par des "taches blanches" comme sur la fig. 3.23 d). Elle révèle également la présence d'une porosité interne au brin, prenant la forme d'un réseau connecté (cf. fig. 3.23 e)).

Un des autres intérêts de cette démarche est l'analyse de la structure avec des logiciels de calcul et d'analyses tels que Avizo ® ou VgStudio ®. La géométrie, décrite par des voxels (pixels 3D), peut alors être traitée avec une grande variété d'algorithmes. La méthode des marching cube [201] permet d'obtenir un maillage surfacique du solide et la méthode de segmentation par watershed [202] subdivise le volume en sous-domaines correspondant aux cellules de la mousse. Le lecteur intéressé peut retrouver une grande variété d'outils et de méthodes dans les travaux de J. Vicente et F. Topin [203, 204] qui décrivent d'autres paramètres structuraux comme la connectivité moyenne, la tortuosité ou la forme des brins solides.

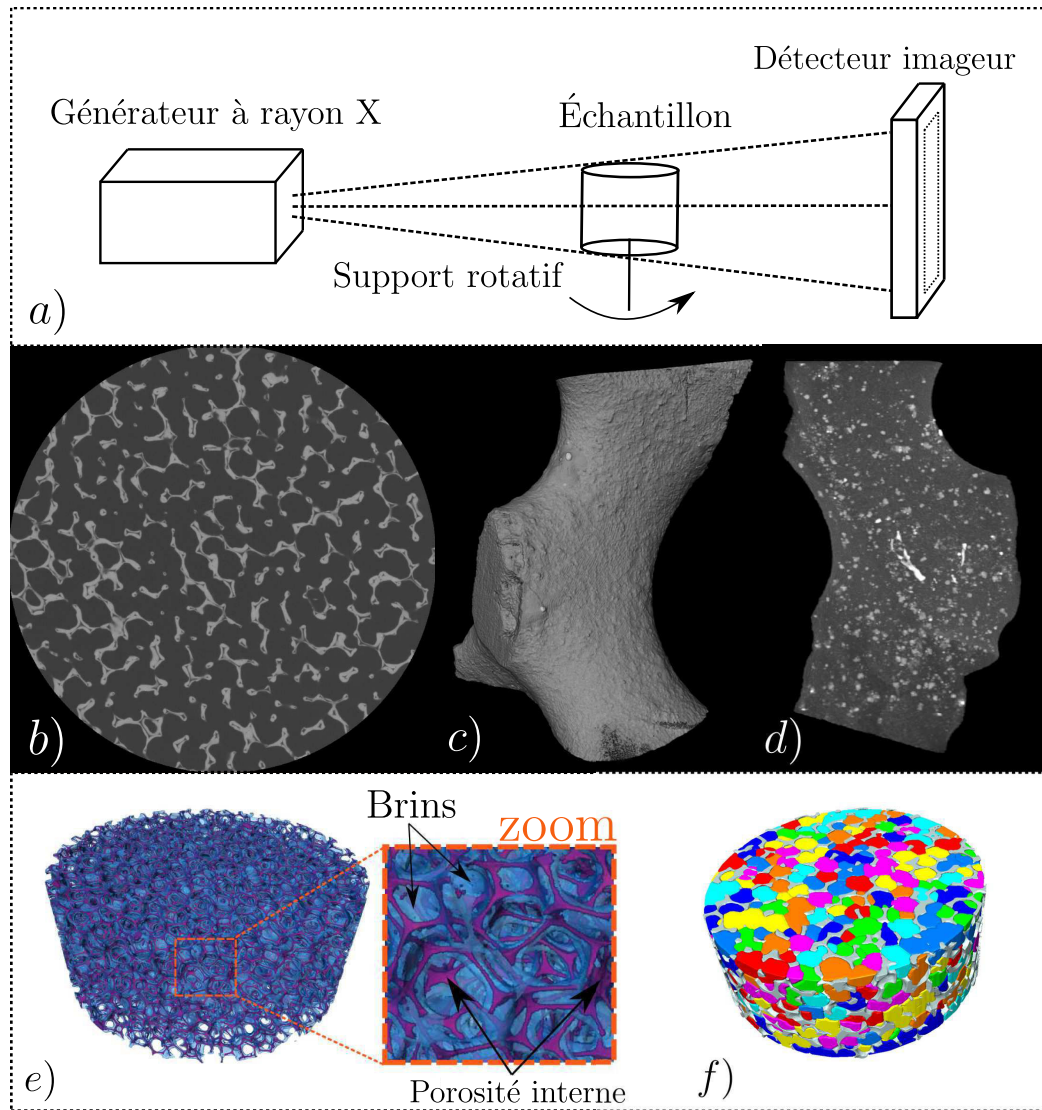


FIGURE 3.23 – Utilisation de la tomographie X : a) Principe de la mesure b) Vue en coupe du milieu poreux (C3) c) Vue 3D d'un brin d) Vue en coupe d'un brin, mise en évidence d'un matériau dense e) Maillage surfacique de l'échantillon, mise en évidence de la porosité interne f) Analyse de la distribution des tailles de pores

Les jeux de mousses étudiés ne permettant pas d'explorer l'impact de tels paramètres, nous nous intéressons simplement à l'influence de la porosité, de la distribution des tailles de pores et de la forme des cellules. La fig. 3.24 représente les résultats obtenus à partir de l'analyse statistique des sous-volumes (méthode de segmentation par watershed cf. fig. 3.23 f). Chacun des sous-volumes est approximé soit par une sphère soit par une ellipse. Nous retenons le diamètre équivalent et les longueurs des demi-axes dans les trois directions. Une distribution de ces grandeurs pour le cas de la mousse SiC (C3) est représentée sur la fig. a). La distribution des tailles de sphères circonscrites est proche d'une loi normale (distribution gaussienne) de moyenne $\mu = 3.67$ mm et d'écart-type 0.32 mm. Les longueurs des demi-axes obtenus indiquent une légère anisotropie des pores. La fig. b) représente la distribution normalisée des loi normales obtenues pour chacune des mousses tomographiées. Toutes données à 30 PPI par le constructeur, elles ont une taille de cellule moyenne

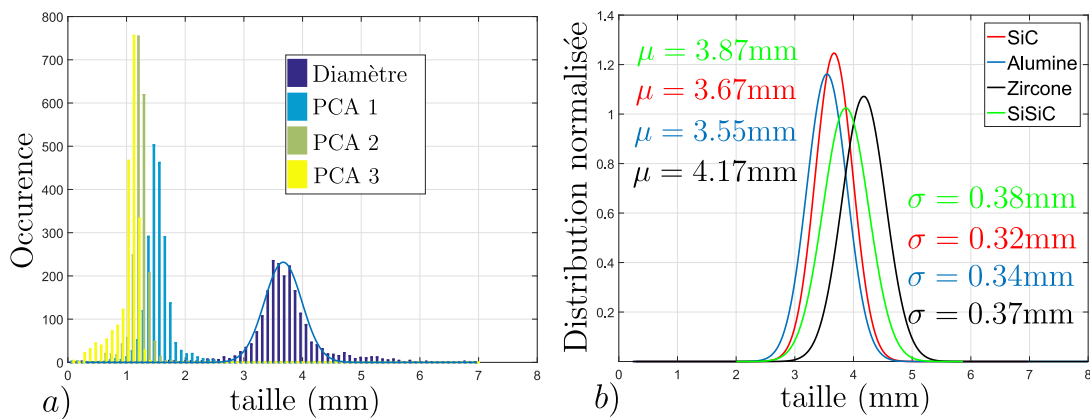


FIGURE 3.24 – Étude des cellules par Tomographie X : a) Distribution des tailles de cellules et analyse des composants principales de la mousse SiC (C3) b) Distribution normalisée des échantillons tomographiés

très proche les unes des autres. Les écarts constatés proviennent probablement de l'arrangement final de la structure hétérogène dû au procédé de fabrication. La légère anisotropie est aussi présente pour les 3 autres mousses (non représenté ici). Dans le Tableau 3.3 nous renseignons la valeur de porosité estimée sur ce même jeu de mousse. Toutes les valeurs sont comprises entre 81% et 84%. Par comparaison avec une mousse structurée, le constructeur indique une correspondance entre

TABLEAU 3.3 – Porosité estimée

Nom	C3	M1	M2	M3
Porosité ϵ (%)	81	86	83	84

le PPI indiqué et une taille de cellule. Les valeurs sont présentées dans le Tableau 3.4. Cela permet d'avoir une idée des ordres de grandeurs. Cependant, ces données sont obtenues par comparaison simplement visuelles avec des mousses structurées et ne correspondent donc pas à une mesure précise. Par exemple, pour une mousse à 30 PPI, nous obtenons une taille moyenne des sphères circonscrites de 3.67 mm, un diamètre de sphères équivalentes à l'ellipse formant le pore est de 3.11 mm tandis que le constructeur propose une valeur 2.5 mm. Il est donc raisonnable de penser que la taille de pores moyenne est comprise entre ces deux valeurs.

TABLEAU 3.4 – Correspondance taille de pores moyenne au nombre de PPI

PPI	7	15	30	40
d_{nom}	10	5	2.5	1.8

Mesure de la porosité

Dû au prix important de la tomographie X, il est inenvisageable de recourir systématiquement à cet outil pour la caractérisation de la porosité. Et pourtant, la connaissance de ce paramètre

structural quantifiant le volume de solide sur le volume total de l'échantillon est essentiel puisqu'il assure le lien entre l'aspect capacitif de la céramique composant les mousses (cf. section 3.4.2) et la capacité thermique du milieu homogène équivalent tel que :

$$(\rho C_p)_{\text{foam}} = (1 - \epsilon)(\rho C_p)_{\text{ceram}} \quad (3.30)$$

où $(\rho C_p)_{\text{ceram}}$ et ϵ sont respectivement la capacité thermique de la céramique caractérisée précédemment et la porosité. De par sa définition, la porosité est liée à la capacité thermique. Cela induit inévitablement les mêmes problématiques lors du procédé d'inversion que celles mentionnées lors de l'étude de la capacité thermique de la céramique (corrélations possibles). Afin de s'affranchir de ce paramètre, trois différentes méthodes ont été utilisées : différence de volume d'eau, mesure de masse et pycnomètre[205].

La première consiste à plonger la mousse dans une éprouvette graduée remplie d'eau. Celle-ci doit avoir un rayon le plus proche possible de celui de l'échantillon afin de réduire les incertitudes. La différence de volume d'eau dans les cas avec et sans échantillon correspond au volume de solide. Cette méthode est simple et rapide à mettre en place. Cependant, les phénomènes de capillarité peuvent perturber la mesure (présence de bulles d'air et lecture de la hauteur). La seconde consiste à simplement peser précisément l'échantillon. La connaissance de cette dernière, de la densité de la céramique et du volume de l'échantillon permet d'accéder à la grandeur désirée. Méthode simple et rapide à mettre en place, les incertitudes proviennent essentiellement de la mesure de masse, de la connaissance de la densité et de la mesure du volume réel de l'échantillon. La dernière méthode repose sur l'utilisation d'un pycnomètre. Après une étape de calibration de l'appareil, l'idée principale est de travailler avec deux enceintes connectées mais isolées dans un premier temps (cf. fig. 3.25 a)). Le vide est réalisé dans une première chambre contenant l'échantillon et la seconde est remplie d'hélium. La pression de chacune des chambres est parfaitement connue par une mesure de pression statique. Ensuite, l'isolation entre les deux enceintes est retirée. Par l'écriture de la loi des gaz parfaits entre les deux états, la porosité est déterminée par la pression d'équilibre finale entre les deux chambres. Plus de détails sont fournis dans l'article de H. Bal et al. [205]. Les incertitudes de cette méthode proviennent de deux facteurs. Tout d'abord, l'étape de calibration nécessite de travailler avec un volume proche du volume à mesurer. Il est donc important d'avoir une bonne idée du volume de solide de l'échantillon hétérogène. Le deuxième provient des deux mesures de pressions. De ce fait, cette méthode n'est pas adaptée aux matériaux très fortement poreux (supérieur à 95%) dû à l'imprécision en pression (faible variation) et aux matériaux faiblement poreux (environ 20%) dû à l'imprécision en volume lors de l'étape de calibration. Les mousses à traiter correspondent donc à un cas idéal. Afin d'améliorer la mesure, cet équipement, initialement prévu pour la mesure de porosité de briques à base de latérite, a été adapté pour recueillir nos échantillons (cf. fig. 3.25 b)).

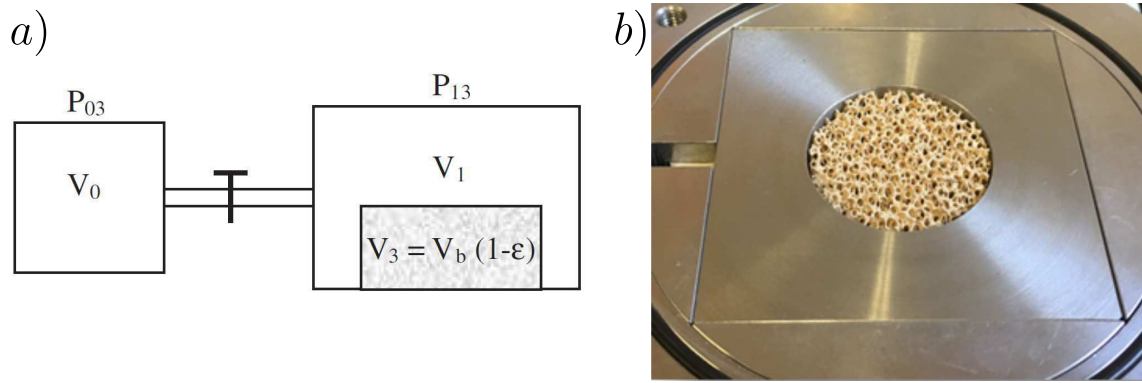


FIGURE 3.25 – Mesure avec le pycnomètre : a) Schéma et principe de la mesure issue de [205] b) Vue de l'enceinte contenant l'échantillon

L'idée principale étant d'envelopper le plus finement possible la mousse pour mesurer au maximum la perturbation générée par la présence du solide. Cependant, par la répétition du procédé sur un échantillon de référence (cylindre aluminium de volume connu), nous estimons une erreur relative inférieure à 2%. Le pycnomètre apparaît alors comme une méthode de référence pour la mesure de porosité des mousses.

TABLEAU 3.5 – Données des propriétés structurales des échantillons

Nom	Matériau	Géométrie	D_{cell} (mm)	PPI	ϵ (eau)	ϵ (masse)	ϵ (pycno)
S1	SiSiC	Structuré (Kelvin)	10	/	0.83	0.84	0.84
S2	SiSiC	Structuré (Kelvin)	7.5	/	0.82	0.83	0.83
S3	SiSiC	Structuré (Kelvin)	5	/	0.83	0.84	0.89
S4	SiSiC	Structuré (Kelvin)	2.5	/	0.39	0.71	0.74
C1	SiC	Stochastique	/	7	0.84	0.85	0.83
C2	SiC	Stochastique	/	15	0.83	0.85	0.82
C3	SiC	Stochastique	/	30	0.83	0.83	0.84
C4	SiC	Stochastique	/	40	0.64	0.9	0.89
C5	SiC	Stochastique	/	50	0.42	0.89	0.9
C6	SiC	Stochastique	/	60	0.39	0.87	0.89
M1	SiSiC	Stochastique	/	30	0.88	0.86	0.89
M2	Zircone	Stochastique	/	30	0.89	0.88	0.87
M3	Alumine	Stochastique	/	30	0.88	0.87	0.87
SC1	SiSiC	Structuré (cubique)	10	/	0.84	0.8	0.8
SC2	SiSiC	Structuré (cubique)	10	/	0.85	0.8	0.8

Nous indiquons les propriétés structurales des mousses étudiées (cf. section 3.3.2) dans le Tableau 3.3. De façon générale, la mesure par la masse est en bon accord avec celle réalisée avec le pycnomètre. Celle obtenue par différence de volumes d'eau est plus imprécise, particulièrement pour les mousses à faible taille de pores, l'eau ne pénétrant pas dans le milieu. L'ensemble des échantillons a une porosité comprise entre 0.8 et 0.9, sauf pour le cas de la mousse S4 qui possède une porosité fermée.

L'écart entre les valeurs obtenues par le tomographe à rayon X et le pycnomètre est assez faible.

La première méthode semble légèrement sous-estimer les valeurs obtenues par la seconde. Cela s'explique facilement par le fait que la tomographie reste limitée par sa résolution et par l'étape de seuillage tandis que l'hélium permet d'accéder à la porosité ouverte jusqu'à de très faibles échelles. La comparaison entre toutes ces méthodes valide l'utilisation du pycnomètre. La porosité ainsi mesurée peut maintenant être injectée dans le modèle en tant que paramètre connu.

3.4.4 Étude des propriétés optiques

Un dispositif de mesure des propriétés optiques des matériaux est disponible au sein du laboratoire et est représenté sur la fig. 3.26 a). Il est composé d'une source, d'un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (Bruker 80v FT-IR), d'une sphère intégrante (revêtue d'or) et d'un détecteur. Le choix des différents éléments dépend de la gamme spectrale à étudier. La plupart des mesures se concentrant sur une plage de température entre 600 °C et 800 °C, nous nous intéressons aux propriétés optiques de ces matériaux dans les gammes spectrales de l'infrarouge proche et moyen ([1.5 – 20] μm). Un globar est choisi comme source d'excitation et un photodétecteur HgCdTe (MCT) est utilisé pour la mesure de l'intensité. Le spectromètre à transformée de Fourier permet de couvrir rapidement une gamme très large de longueurs d'onde. Cependant, comme le niveau de signal est faible, il est nécessaire de répéter la mesure jusqu'à obtenir une qualité satisfaisante du spectre. À la sortie du spectromètre, le faisceau est focalisé sur l'échantillon placé à l'entrée de la sphère (mesure de la transmittance) ou à la position opposée à l'entrée (mesure de la réflectance). La sphère permet, par un phénomène de réflexions multiples, de mesurer une grandeur intégrée sur les directions. La transmittance mesurée est nulle pour tous les disques en céramiques et semelles. Ceux-ci ont donc tous un comportement opaque. Même si cela n'est pas surprenant pour le titane et les céramiques SiC et SiSiC, cela apporte une information importante quant au comportement optique de l'alumine et de la zircone. La transmittance de ces matériaux est trop faible pour être mesurée. Au vu des résultats du flash présenté dans la section 3.4.2, ils sont plutôt semi-transparent. Une grande partie du transfert par rayonnement est donc absorbé sur une épaisseur inférieure à l'épaisseur de l'échantillon (4 mm), nous indiquant une borne minimum de la valeur du coefficient d'absorption de ces céramiques.

À partir des mesures réalisées, nous mesurons la réflectivité totale et nous en déduisons l'absorptivité (ou l'émissivité selon la loi de Kirchhoff). Les fig. 3.26 b) et c) correspondent aux spectres respectifs des semelles Ta6v et SiC. Nous représentons sur ces dernières la longueur d'onde du maximum d'émission du corps noir λ_{moy} et deux bornes [$\lambda_{\text{min}} = 0.56 \mu\text{m}$; $\lambda_{\text{max}} = 14 \mu\text{m}$] prenant en compte 96% de l'énergie émise à 800 °C selon la loi de Wien et la fraction d'émittance. Dans cette gamme de longueur d'onde, la première figure indique une forte réflectivité moyenne du Titane (environ 49%). La seconde démontre que le SiC est fortement absorbant jusqu'à 10 μm . Après,

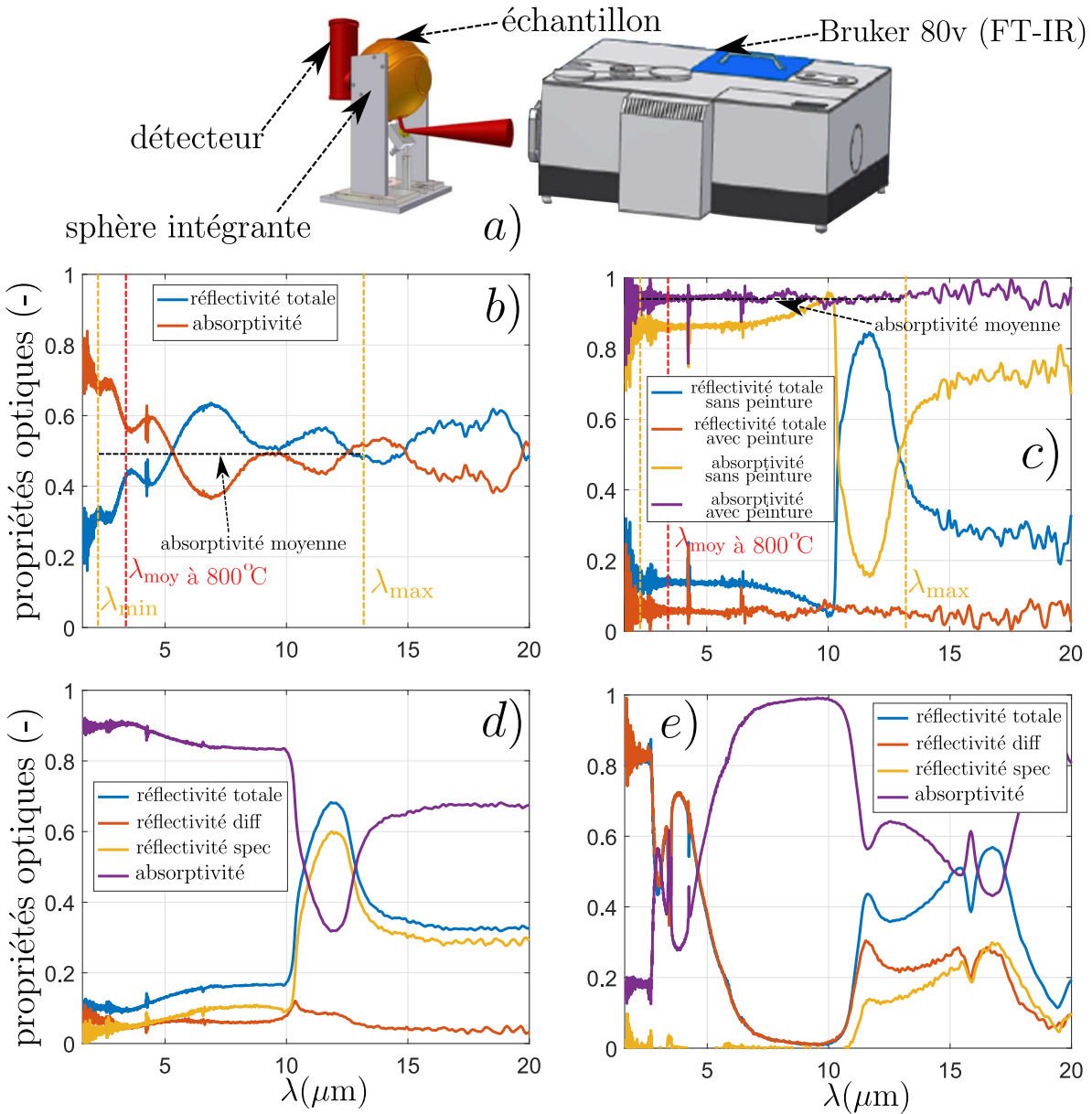


FIGURE 3.26 – Etude des propriétés optiques de la surface des disques et des semelles : a) Schéma du dispositif de mesure (en partie issue de [125]) b) Semelles Titane Ta6V c) Semelles SiC avec et sans peinture d) Disque SiSiC (étude du type de réflexion) e) Disque Alumine (étude du type de réflexion)

ce dernier devient fortement réfléchissant jusqu'à 13 μm .

Une description spectrale ne pose pas de problème particulier du point de vue de la méthode de Monte Carlo développée mais le procédé d'inversion requiert de travailler avec un nombre de paramètres le plus faible possible (cf. section 3.4.1). Il est donc inenvisageable de considérer une description spectrale de l'émissivité des semelles ni du milieu poreux. Il est préférable de définir une émissivité associée à un comportement gris qui est représentatif du spectre sur toutes les longueurs d'onde. Expérimentalement, l'ajout d'une peinture noire tenant à haute température nous permet une meilleure validation de cette dernière hypothèse (cf. fig. 3.26 c)). Les disques en SiC seront donc systématiquement peints et nous implémenterons dans le modèle une émissivité équivalente de 0.95.

Les fig. 3.26 d) et e) représentent les spectres respectifs du SiSiC et de l'alumine. Premièrement, et ce n'est pas surprenant, le SiSiC a un comportement très proche de celui du SiC. Plutôt absorbant jusqu'à 10 μm , il devient ensuite plutôt réfléchissant. Deuxièmement, il est à noter que le type de réflexion du SiSiC (valable aussi pour le SiC) est en grande partie spéculaire sur toutes les longueurs d'onde (environ à 90%).

Le spectre de l'alumine est très différent des cas présentés précédemment et est très similaire à la zircone (non présenté ici par souci de brièveté). Ces matériaux sont plutôt réfléchissants entre les faibles longueurs d'onde et 5 μm . Après, ils deviennent fortement absorbant jusqu'à 11 μm .

Ne disposant que d'une mesure à température ambiante, nous ne pouvons que supposer une faible dépendance de ces propriétés avec la température. D'après une recherche bibliographique, cette question est régulièrement traitée. Nous pouvons citer les travaux de M. Boivineau et al. [206] pour le Ta₆v et J. E. Stewart et al. [207] ou M. Sun et al. [208] pour le SiC. D'autres auteurs appliquent cette étude aux matériaux réfractaires. Des informations concernant le SiC (composite ou non), la zircone et l'alumine y sont présentées [209–211]. Nous constatons dans ces dernières que le spectre ou les grandeurs intégrées sur le spectre évoluent très peu dans la gamme de température qui nous intéresse. Un effet sur les propriétés optiques de ces matériaux n'est constaté que pour des températures plus élevées.

Cette étude nous permet, dans le cas des semelles, d'établir une valeur d'émissivité globale et représentatif pour l'ensemble du spectre. Cette dernière sera fixée dans le modèle, nous affranchissant d'un paramètre supplémentaire. Dans le cas des céramiques constituant les mousses, cette étude améliore notre connaissance de l'interaction rayonnement/surface (opaque) ou rayonnement/volume (semi-transparent) et nous permettra de mieux appréhender le principe d'homogénéisation des propriétés radiatives, présenté dans la section suivante et caractérisé plus tard par la méthode flash.

3.4.5 Étude de propriétés optiques et thermiques équivalentes

Cette partie s'intéresse à l'estimation des propriétés thermiques et optiques qui décrivent le milieu poreux comme un milieu homogène équivalent. Cela nous permettra d'avoir une idée des ordres de grandeur des paramètres que nous souhaitons identifier, de simuler en amont le procédé d'inversion et de vérifier la faisabilité de l'estimation.

Les principes d'homogénéisation des propriétés et de description des transferts conducto-radiatifs sont présentés sur la fig. 3.28. Dans le cas d'un milieu hétérogène composé d'un solide opaque, les deux modes de transfert sur la géométrie réelle peuvent être représenté comme sur la fig. a). La conduction n'apparaît que dans la partie solide tandis que le rayonnement prend la forme d'un transfert de surface à surface (cas milieu opaque). Pour résoudre le problème thermique il est nécessaire

de connaître la géométrie et les propriétés thermiques et optiques de la matrice solide $(\rho C_p)_{\text{ceram}}$, λ_s , ϵ et ρ . Lors de l'étude du milieu homogène équivalent (cf. fig.b)), la géométrie du problème est simplifiée. La géométrie complexe hétérogène est prise en compte au travers des propriétés équivalentes $(\rho C_p)_{\text{foam}}$, λ_{foam} , κ et σ . Tous ces paramètres ont été définis précédemment, ce schéma rappelle alors le passage d'une vision du problème à l'autre.

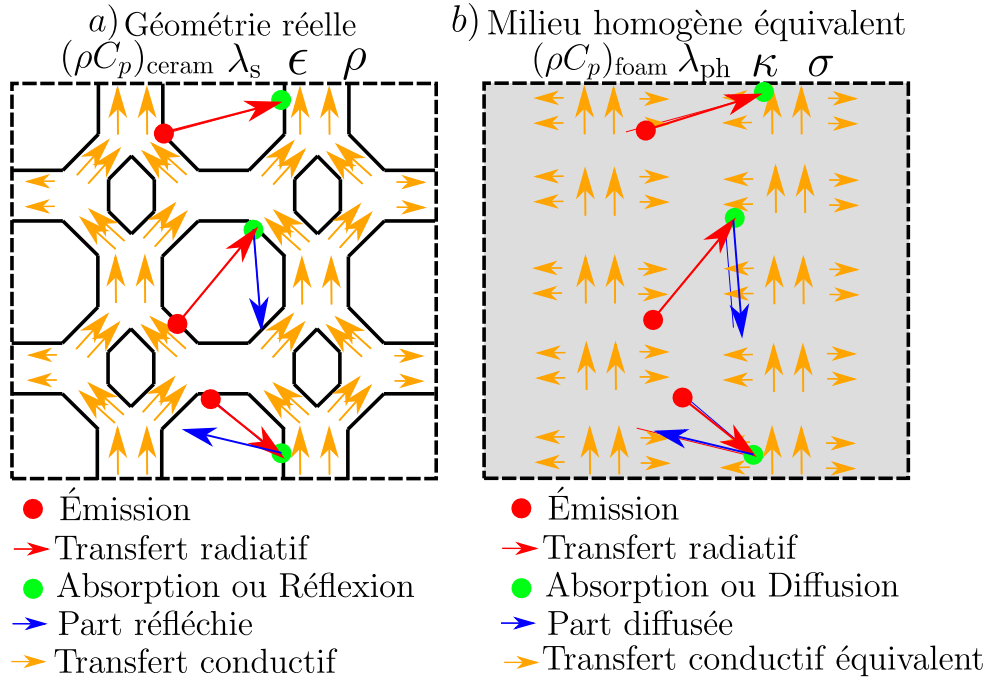


FIGURE 3.27 – Principe de l'homogénéisation des propriétés thermiques et radiatives : a) Calcul sur la géométrie réelle b) Calcul sur le milieu homogène équivalent

Propriétés radiatives équivalentes : Méthode RDFI

Cette méthode, initialement proposée par M. Tancrez et J. Taine [96], permet l'identification des propriétés radiatives équivalentes (κ, σ et Φ) à partir de la simple connaissance de la géométrie. Elle est appelée Radiative Distribution Function Identification car les propriétés homogènes sont estimées, d'un point de vue statistique, grâce au calcul des fonctions cumulées des distances parcourues au sein de l'échantillon (notion de libre parcours moyen ou de la longueur de corde). À partir de milieux hétérogènes générés numériquement (fibres [212] et mousses [213]) ou à partir de l'utilisation de la tomographie X [214], il est simple et efficace d'estimer ces grandeurs et de vérifier si le milieu est réellement homogénéisable et si le rayonnement s'atténue selon la loi de Beer-Lambert. Cette méthode, comme le reste de la procédure que nous développons, est cependant limitée au cas où la propagation du rayonnement suit les lois de l'optique géométrique ($D_{\text{cell}} \gg \lambda$) et sous l'hypothèse de diffusion indépendante (pas d'interaction entre les diffuseurs). Devenue très populaire, elle fut réutilisée dans de nombreux travaux [94, 95, 97, 215] et même étendue, plus récemment, au cas des milieux non-Beeriens [216, 217].

La méthode RDFI repose sur le lancer d'un grand nombre de rayons émis depuis la phase fluide à

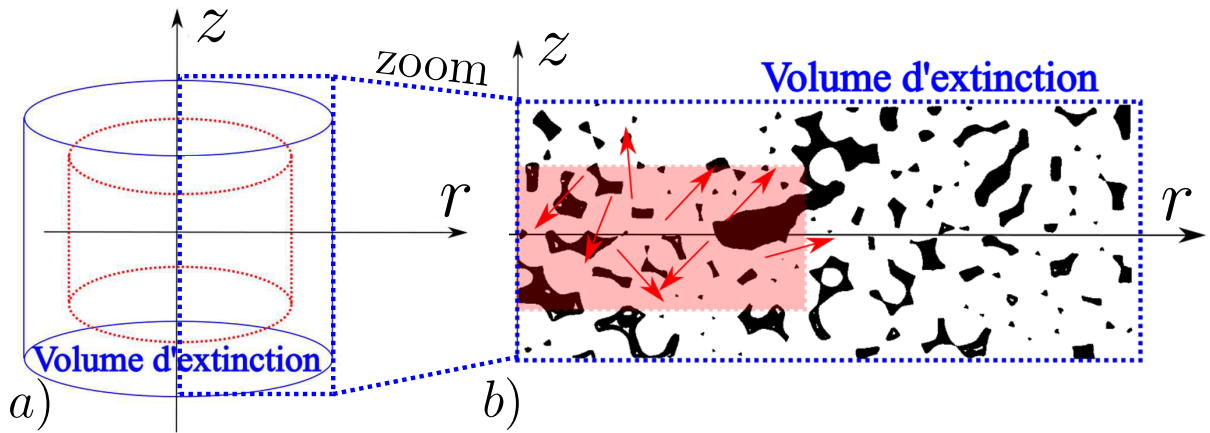


FIGURE 3.28 – a) Définition des deux volumes de travail : Zone de tir (en rouge) et Volume d'extinction (en bleu) b) Vue en coupe de la mousse et des deux zones

l'intérieur d'une zone de tir (représentée en rouge). La définition géométrique de celle-ci repose sur un compromis. Elle doit être suffisamment grande pour être représentative et suffisamment petite pour être éloignée des bords du domaine (perte d'un grand nombre de rayons et effets de bords). La position et la direction d'émission de départ sont uniformément distribuées respectivement dans la zone de tir et sur l'angle solide.

La vision statistique de cette méthode est identique et se couple parfaitement à la méthode de Monte Carlo analogue telle que décrite dans la section 2.2.4. Un rayonnement émis à une position P et dans une direction $\vec{\Omega}$ données subit un évènement d'extinction lors du premier impact avec la surface, par exemple au point I. Du point de vue du milieu homogène, ce $j^{\text{ème}}$ rayon a donc parcouru une distance $d_{e,j} = |\vec{PI}|$ avant de subir soit un évènement soit d'absorption soit de diffusion par la réflexion de la phase solide (cf fig. 3.28 b) et fig. 3.29). En stockant l'ensemble des distances parcourues par les N_r rayons suivis, il est possible de construire la distribution des distances d'extinction $F_e(d)$ tel que :

$$F_e(d) = \frac{1}{N_r} \sum_{j=1}^{N_r} \delta(d - d_{e,j}) \quad (3.31)$$

où δ est la fonction dirac. La fonction distribution est intégrée pour obtenir la fonction cumulée d'extinction $G_e(d)$:

$$G_e(d) = \int_0^d F_e(d') dd' \quad (3.32)$$

En considérant qu'il y a extinction du rayonnement au premier impact, il est possible d'assimiler statistiquement la fonction cumulée à l'atténuation du rayonnement le long d'un chemin optique. Si le milieu hétérogène peut être homogénéisé et être considéré comme un milieu semi-transparent

Beerien, le coefficient d'extinction est estimé suivant (cf eq. (2.6)) :

$$I(d)/I(0) = \exp(-\beta d) \leftrightarrow 1 - G_e(d) = \exp(-\beta d) \quad (3.33)$$

Enfin, une méthode des moindres carrés détermine le coefficient d'extinction permettant la des-

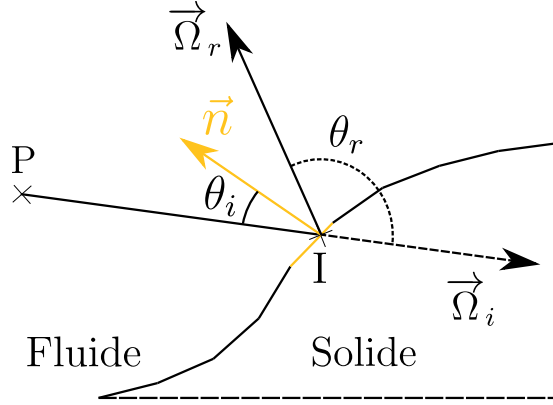


FIGURE 3.29 – Intersection rayon/géométrie, calcul du coefficient d'extinction et de la fonction de phase

cription la plus proche du milieu continu équivalent. Dans le cas d'un milieu opaque et gris, le coefficient de diffusion et le coefficient d'absorption peuvent être calculés à partir de la connaissance du coefficient d'extinction β et de la réflectivité de la phase solide tel que [134] :

$$\begin{cases} \omega = \sigma/\beta = \rho \leftrightarrow \sigma = \beta\rho \\ \kappa = \beta - \sigma \end{cases} \quad (3.34)$$

où ω , l'albédo de diffusion est simplement égale à la réflectivité.

Enfin, à partir de la connaissance de l'angle d'incidence $\theta_i = -\vec{n} \cdot \vec{\Omega}_i$ et de la normale sortante à la surface impactée \vec{n} , il est possible de calculer l'angle après réflexion $\theta_r = \vec{n} \cdot \vec{\Omega}_r$ comme représenté sur la fig. 3.29. En stockant l'angle de sortie, il est possible de construire la fonction de distribution $F_r(\theta)$. Ainsi, la fonction de phase de diffusion se détermine par [218] :

$$P(\theta) = \frac{F_r(\theta)}{\frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} F_r(\theta) d\Omega} \quad (3.35)$$

La méthode RDFI a été appliquée aux mousses tomographiées (C3, M1, M2 et M3). Les fonctions de distribution des deux premières sont représentées sur la fig. 3.30 a) avec $N_r = 10^6$ tandis que le complémentaire de la fonction cumulée et la fonction de distribution angulaire sont tracés sur la fig. 3.30 b). D'une part, nous observons que l'atténuation du rayonnement suit bien une décroissance exponentielle en fonction de la distance selon la loi de Beer-Lambert. D'autre part, la fonction de phase de diffusion révèle un comportement rétro-diffusant. D'après les travaux de S. Guévelou [7], J. Petrasch et al. [97] ou encore S. Haussener [99], ce résultat est logique compte tenu de l'hypothèse d'opacité du matériau et de sa géométrie.

Les valeurs obtenues pour les quatre échantillons sont indiquées dans le Tableau 3.6. Nous observons que le coefficient d'extinction de la mousse en SiC est bien supérieur à celle en SiSiC. Considé-

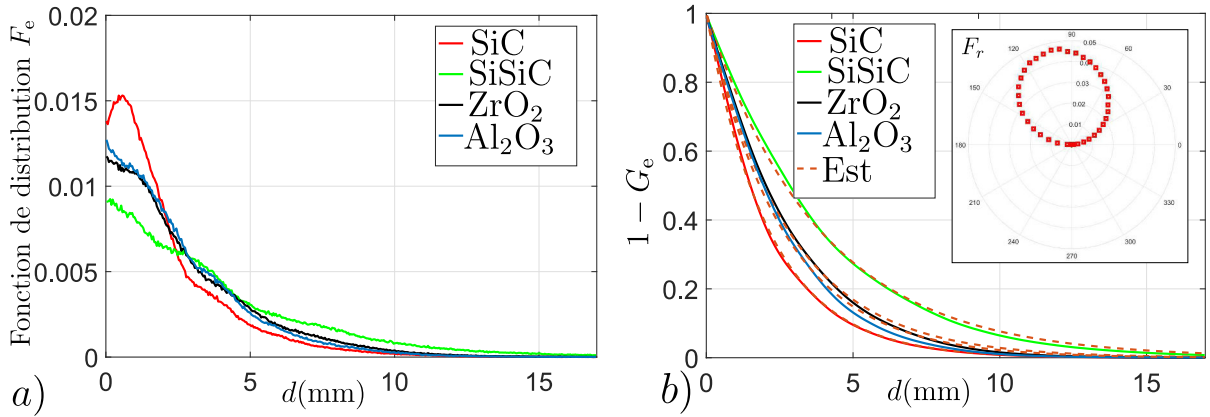


FIGURE 3.30 – Résultats de la méthode RDFI appliquée aux mousses C3 (SiC) et M1 (SiSiC : a) Fonction de distribution b) Fonction cumulée et fits associés (en insert : fonction de distribution de la diffusion pour le SiSiC pour une réflexion spéculaire)

TABLEAU 3.6 – Valeurs estimées par la méthode RDFI

Nom	β (m^{-1})	$\tau = (\beta e)(-)$	$\epsilon_{\text{RDFI}}(\%)$
C3	465	9.3	0.7
M1	257	5.2	1.3
M2	355	7.1	1.3
M3	381	7.6	1.7

rant la grande différence de porosité (mesurée à partir de la tomographie) entre les deux mousses, ce résultat est logique. Plus la taille des pores et la porosité sont élevées, plus le rayonnement peut parcourir une grande distance avant d'impacter la matrice solide. Par ailleurs, T. J. Hendricks et J. R. Howell [84] ont constaté grâce à une étude sur un jeu de mousses en SiC et en ZrO₂ que le coefficient d'extinction peut être décrit par la relation suivante :

$$\beta = \frac{C_H(1 - \epsilon)}{d_{\text{nom}}} \quad (3.36)$$

avec d_{nom} le diamètre moyen des cellules et C_H un coefficient d'ajustement selon le matériau étudié. Étant donné que ce dernier paramètre est inconnu, nous pouvons simplement noter que les valeurs obtenues par la méthode RDFI semblent en bon accord avec la tendance proposée par l'eq. (3.36). Des travaux antérieurs recourant à la méthode RDFI [162] proposent un critère de validité de l'approximation Beerienne défini tel que :

$$\epsilon_{\text{RDFI}} = \sqrt{\frac{(G_e(d) - (1 - \exp(-\beta d)))^2}{G_e^2(d)}} \quad (3.37)$$

L'eq. (3.37) quantifie l'écart relatif du comportement radiatif homogénéisé du milieu par rapport au milieu Beerien. Ces auteurs considèrent que pour $\epsilon_{\text{RDFI}} < 0.04$, cette approximation est valide. La valeur de ce critère, pour chacune des mousses, est renseigné dans le Tableau 3.6. Globalement,

nous sommes bien inférieur à la valeur seuil. Cela nous permet de démontrer la validité de l'homogénéisation du milieu hétérogène et de l'approximation Beerienne pour les mousses à 30 PPI. Au vu du critère de validité, nous pouvons supposer que l'homogénéisation est encore valable pour des tailles de pores et/ou des porosités plus élevées. De plus, cette étude nous permet d'avoir une idée des ordres de grandeur des distances d'extinctions au sein du poreux et nous permettra, à l'avenir, une comparaison avec l'épaisseur optique qui sera caractérisée par méthode flash.

Propriétés thermiques équivalentes : caractérisation à l'ambiante

Après avoir traité l'homogénéisation de ces milieux du point de vue des transferts radiatifs, nous nous intéressons aux transferts conductifs. Comme dit précédemment (cf chapitre 1/préambule), les méthodes de caractérisation de la conductivité équivalente de milieux hétérogènes sont très variées [128, 219] et peuvent être théorique, numérique ou expérimentale. À température ambiante, l'absence de rayonnement et des contraintes associées aux hautes températures permettent une caractérisation très précise des propriétés relatives à la conduction. Deux méthodes, respectivement expérimentale et numérique, ont été appliquées à la mousse en SiC à 30 PPI pour nous donner une idée des ordres de grandeurs à considérer et nous servir de cas de référence pour la suite de cette étude. Même si la conductivité de la céramique constituant la matrice solide a été précisément caractérisée, sa structure hétérogène et ses propriétés géométriques ont un rôle important sur la conductivité équivalente.

Le point commun fondamental de ces deux méthodes réside dans le principe de détermination de la conductivité thermique équivalente. Cette dernière est estimée par la résolution de l'équation de la chaleur en régime permanent telle que :

$$\begin{cases} \nabla^2 T = 0 \\ \lambda_{\text{foam}} = (q L) / \Delta T \end{cases} \quad (3.38)$$

avec q le flux de chaleur, L une longueur séparant la différence de température ΔT . Il s'agit donc simplement d'imposer un flux de chaleur ou un gradient de température et de calculer la seconde composante pour déterminer la conductivité dans la direction souhaitée.

La première méthode repose sur le principe du plan chaud. Un schéma du dispositif utilisé est présenté sur la fig. 3.31 a). Un flux thermique, par le biais d'une résistance chauffante, est imposé entre l'échantillon et un matériau de référence (les propriétés de celui-ci sont connues). Aux deux extrémités, un circuit de circulation d'eau impose une température T_0 . Au stationnaire, en écrivant le bilan d'énergie (incluant les pertes convectives latérales), il est possible d'exprimer la conductivité équivalente de l'échantillon en fonction des autres paramètres du problème.

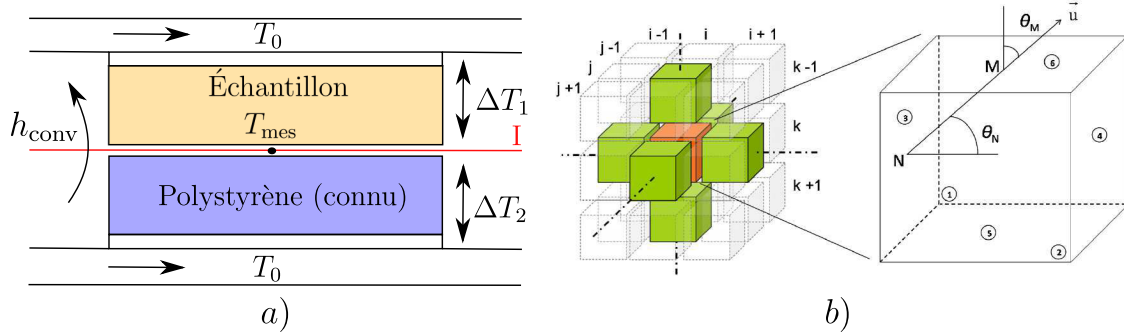


FIGURE 3.31 – Méthodes de caractérisations utilisées : a) Méthode 1 (expérimentale) plan chaud b) Méthode 2 (numérique) homogénéisation en gradient de température (schéma issu de [123])

La seconde méthode, entièrement numérique, résout l'équation de la diffusion sur la structure voxelisée 3D du milieu poreux obtenue, ici, par RMN (Résonance Magnétique Nucléaire). Il est à noter que cette méthode peut tout à fait être appliquée à une structure obtenue par tomographie X. Cependant, l'idée était, au travers de cette collaboration, de coupler l'outil de caractérisation thermique à cet outil de caractérisation géométrique.

En imposant un gradient de température entre chaque frontière du domaine de travail et grâce à la connaissance de la conductivité $\lambda(\vec{x})$ (fluide ou solide), il est possible de remonter au flux thermique correspondant et, par conséquent, de calculer la conductivité équivalente. Les détails algorithmiques ne sont pas décrits dans ce manuscrit. Cependant, le lecteur intéressé peut trouver davantage d'informations dans des articles de références [220–222].

Les valeurs obtenues sont renseignées dans le Tableau 3.5. La différence sur la conductivité ther-

TABLEAU 3.7 – Conductivité équivalente de la mousse C3

Méthode 1 : λ_{foam} (W/(K m))	Méthode 2 : λ_{foam} (W/(K m))
0.96	0.99

mique équivalente calculée par les deux méthodes est très faible (3%). Pour la première, l'incertitude provient principalement de la valeur arbitraire choisie pour le coefficient de convection et l'erreur liée à la mesure de température. Pour la seconde, la faible résolution obtenue par la RMN (voxel d'environ 120 μm) et l'étape de binarisation (seuil de séparation phase fluide/solide) sont les deux sources possibles de biais. Cependant, par comparaison, la conductivité estimée semble fiable. Nous notons logiquement une forte décroissance entre la conductivité thermique du solide massif ($\lambda_s = 134 \text{ W/(mK)}$) et la conductivité thermique équivalente. Cette dernière grandeur diminuera avec l'augmentation de la température au vu des évolutions précédemment constatées de la conductivité du solide (cf. section 3.4.2).

3.4.6 Vérification de l'erreur : résultats de simulations

Généralement, lors d'une procédure de caractérisation, les erreurs interviennent à chaque étape du tryptique : Modèle, Expérience et Algorithme d'inversion. Comme explicité dans la thèse de M. Lazard [119], elles peuvent se décomposer de la façon suivante :

- **Le problème direct** : les erreurs de modèle (e_1) et les erreurs d'hypothèses (e_2)
- **Le problème expérimental** : les erreurs dues au bruit de mesure (e_3) et les erreurs d'étalonnages (e_4)
- **Le problème inverse** : les erreurs dues aux paramètres fixés (e_5) et les erreurs provenant de l'estimation (e_6)

La fig. 3.32 illustre schématiquement les différentes erreurs et à quelles étapes de la procédure elles interviennent. À cause de la grande variété des cas possibles, il est impossible de donner une quantification précise de chacune. Généralement, il est courant de répéter un même essai et de calculer la dispersion des valeurs obtenues. Cependant, le temps nécessaire pour réaliser le cycle de température est trop long pour envisager de répéter systématiquement l'essai sur tous les échantillons. L'objectif de ce travail est aussi de démontrer que chaque étape a été traitée la plus soigneusement possible pour réduire au maximum les erreurs. D'une part, tout ce qui concerne le modèle direct a fait l'objet d'une étude approfondie dans le chapitre précédent. Nous avons mis en évidence les biais occasionnés lors de l'utilisation d'une résolution simplifiée de l'ETR (e_1) et nous avons validé le code couplé sur des cas de références (e_2). D'autre part, tout ce qui concerne la partie expérimentale a aussi été traité (cf. section 3.3). Plus spécifiquement dans la section 3.3.3, nous avons montré que le protocole de mesure permet d'obtenir un faible bruit de mesure (e_3) et de s'affranchir complètement de l'étape d'étalonnage de la caméra (e_4) grâce à la linéarité de la réponse de la caméra avec la température dans le cas d'un faible écart de température.

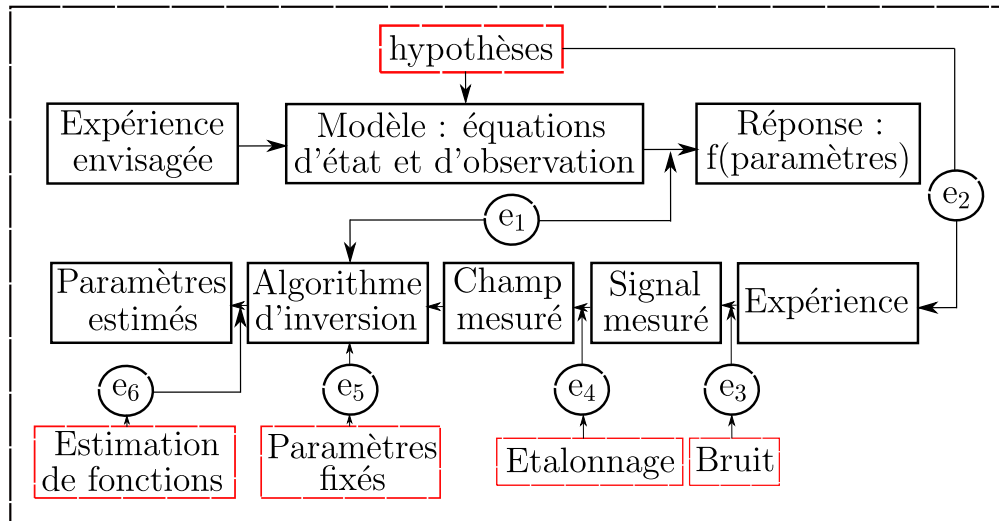


FIGURE 3.32 – Les différentes causes d'erreurs (schéma issu de [119])

Nous nous intéressons maintenant aux deux dernières erreurs possibles : e_5 et e_6 . Concentrons nous d'abord sur l'erreur de type e_5 . Comme explicité au début de cette partie (cf. section 3.4.1), l'idée est de réduire au maximum le nombre de paramètres afin d'améliorer la précision sur les paramètres d'intérêt. Cependant, ces paramètres dits "fixés" peuvent être, soit supposés "connus" (incertitude associée) soit difficilement estimables. Dans ce dernier cas, il convient de vérifier que le paramètre fixé n'engendre pas de biais sur le résultat final afin de ne pas "propager" l'erreur par un phénomène de compensation des paramètres laissés libres. En toute rigueur, la quantification du biais occasionné sur les paramètres estimés peut être réalisé en inversant le résultat obtenu avec le modèle avec des valeurs de paramètres fixes volontairement modifiés. Cependant, par souci de concision, nous nous limitons ici, à une analyse purement graphique.

Pour cette étude, nous fixons tous les paramètres du problème à une assez valeur proche de celle déjà déterminée précédemment (émissivité des semelles, capacité thermique ...), celles qui seront estimées lors de l'inversion (épaisseur optique, conductivité du milieu ...) ou celles imposées par l'expérience (distribution spatiale et temporelle du laser ...) . Pour chaque cas, nous nous plaçons à une température de référence telle que $T_{ref} = 800K$ et nous considérons systématiquement un milieu homogène optiquement intermédiaire ($\tau = 3.5$) et optiquement épais ($\tau = 8.5$).

Paramètres fixés et "connus" : émissivité et capacité

La fig. 3.33 représente l'influence de l'émissivité des semelles pour des valeurs comprises entre 0.1 et 1. De façon générale, nous constatons, avec logique, que la diminution de ce paramètre réduit la vitesse d'augmentation de la température en face arrière. Cela s'explique aisément par la réduction des transferts radiatifs. La comparaison des courbes a) et b) le démontre également. Un milieu optiquement faible est plus fortement impacté qu'un milieu épais, ce dernier étant plus

opaque aux transferts radiatifs. La figure a) montre qu'il est essentiel de revêtir les semelles, et plus spécifiquement celles en Titane, d'une peinture noire. Nous notons la présence d'écart importants pour une émissivité inférieure à 0.7. Une erreur sur l'émissivité dans le cas b) est moins problématique puisque les écarts deviennent importants pour $\epsilon < 0.5$. Globalement, l'utilisation de la peinture noire ou des semelles en SiC permet d'imposer ce paramètre dans un intervalle compris entre $[0.7,1]$ sans engendrer d'écarts notables pour les deux configurations d'épaisseurs optiques.

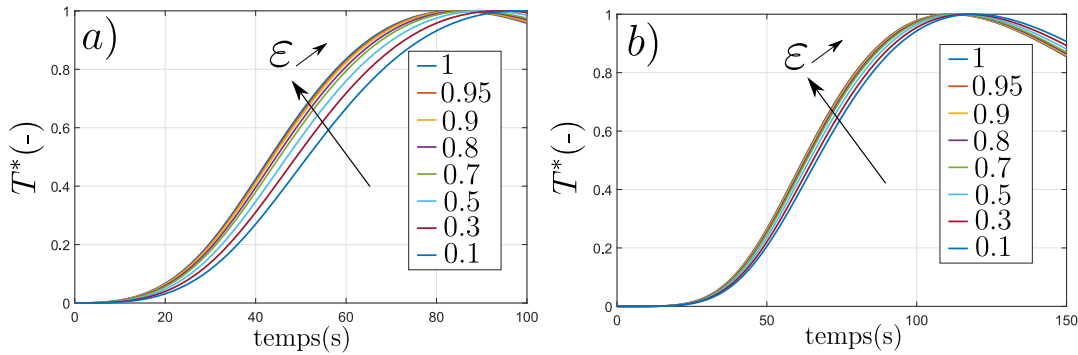


FIGURE 3.33 – Influence de l'émissivité des semelles : a) cas milieu optiquement intermédiaire ($\tau = 3.5$) b) cas milieu optiquement épais ($\tau = 8.5$)

Considérons maintenant l'influence d'une erreur sur la connaissance de la capacité thermique mesurée par DSC. La fig. 3.34 représente le résultat sur la température en face arrière pour une erreur relative de la capacité thermique semelle+mousse en SiC comprise entre 0% et +20%. Étant donné que ce paramètre est purement conducteur, il est ici plus influent sur la seconde configuration où les transferts radiatifs sont moins importants. Globalement, une erreur de 3% telle que nous l'avons mesurée n'influence pas le thermogramme de façon importante. De plus, dans un cas plus extrême, un effet de compensation (corrélacion) est observé. Une sur-estimation de la valeur de la capacité thermique provoque nécessairement une sous-estimation de la diffusivité obtenue par inversion (thermogramme plus lent). Si la grandeur d'intérêt est la conductivité thermique (calculée comme $\lambda = a\rho C_p$), alors la caractérisation de celle-ci est peu perturbée. En conclusion, ce paramètre mesuré et fixé lors de l'inversion ne pose pas non plus de problèmes notables.

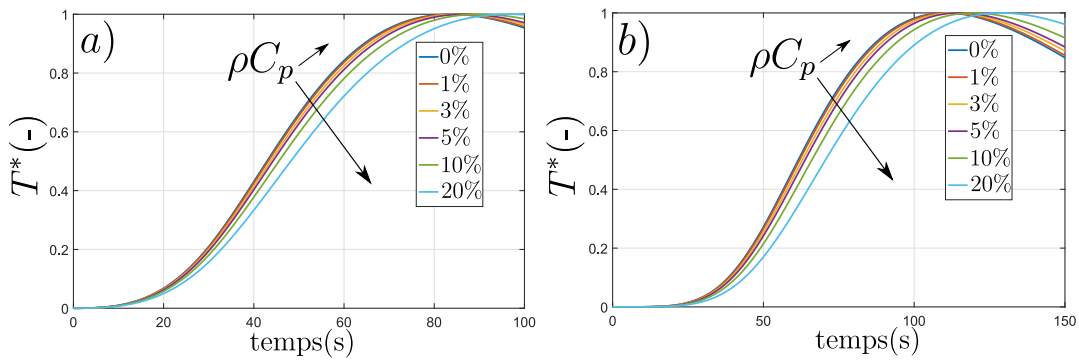


FIGURE 3.34 – Influence de la capacité thermique mousses+semelles en SiC : a) cas milieu optiquement faible ($\tau = 3.5$) b) cas milieu optiquement épais ($\tau = 8.5$)

Les propriétés restantes comme la conductivité des semelles ou les dimensions des différents éléments du système (semelles+mousse) ne sont pas présentées ici. Au vu du contraste évident entre la diffusivité des semelles et la diffusivité supposée du milieu homogène équivalent, une erreur sur ce paramètre n'est pas un problème. De plus, les surfaces étant planes, les dimensions sont mesurées suffisamment précisément (pied à coulisse+données constructeur) pour ne pas avoir à considérer de conséquences.

Paramètre fixé mais "inconnu" : largeur du faisceau

Une dernière inconnue du problème est l'excitation thermique. En se ramenant à une température adimensionnée, nous nous affranchissons de la connaissance du flux absorbé par la face avant. De plus, le temps d'excitation étant précisément mesuré, il sera injecté dans l'inversion et ne pose pas de problème particulier. Cependant, il est essentiel de considérer une éventuelle dépendance spatiale.

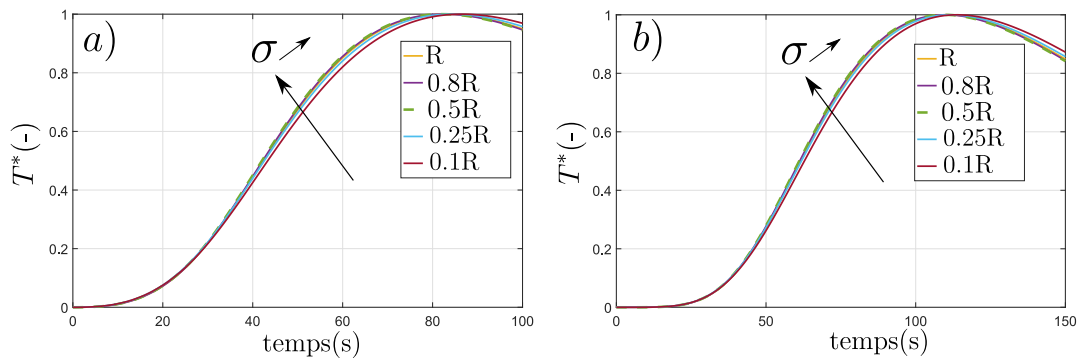


FIGURE 3.35 – Influence de la distribution spatiale du laser avec des semelles en SiC et $\mu = 0$ mm : a) cas milieu optiquement faible ($\tau = 3.5$) b) cas milieu optiquement épais ($\tau = 8.5$)

La distribution spatiale d'un faisceau issu d'un laser CO₂ peut être raisonnablement approchée par une gaussienne centrée sur la position μ (position où le flux est maximal) et de demi-largeur

σ^2 . L'excitation thermique s'écrit alors :

$$\phi(r, t) = \frac{\Phi}{\sigma\sqrt{2\pi}} (H(t) - H(t - t_d)) / t_d \exp\left(-0.5\frac{(r - \mu)^2}{\sigma^2}\right) \quad (3.39)$$

avec Φ le flux déposé en W/m^2 . La fig. 3.35 représentent les résultats obtenus respectivement pour $\sigma \in [0.1R; R]$ avec R le rayon de l'échantillon. D'une part, ce paramètre étant d'ordre géométrique, nous n'observons aucune différence entre le cas optiquement mince et épais. D'autre part, il est peu influent sur le résultat final. La demi-largeur du faisceau n'engendre pas un biais déterminant. Cela s'explique, premièrement, par le fait que les deux semelles sont suffisamment diffusives pour homogénéiser rapidement le flux thermique reçu en face avant. Deuxièmement, le fait de travailler avec la moyenne spatiale de la température en face arrière (et non pas une température ponctuelle) réduit l'influence géométrique de l'excitation. Enfin, une étape de calibration nous a permis de visualiser, avec la caméra infrarouge, l'excitation thermique sur une simple semelle. Nous pouvons assurer que la zone d'impact est suffisamment centrée ($\mu \approx 0$).

Paramètres fixés mais "inconnus" : Impact de l'albédo de diffusion

Nous nous intéressons ici aux deux modes de transfert intervenant dans l'équation du transfert radiatif : l'absorption et la diffusion. L'idée de cette étude est d'analyser l'influence respective de ces deux modes de transport et de définir une stratégie quant à leur identifiabilité.

Nous présentons sur la fig. 3.36 deux simulations pour éclaircir l'impact de la diffusion. La première est à coefficient d'absorption κ fixé (fig.a)) tandis que la seconde impose le coefficient d'extinction β (fig.b)). Dans les deux configurations nous cherchons à mettre en évidence l'impact de l'albédo de diffusion $\omega = \sigma/\beta$ pour des valeurs comprises entre 0 (milieu non-diffusant) et 0.8 (milieu fortement diffusant). Nous supposons, pour cet exemple, une diffusion isotrope.

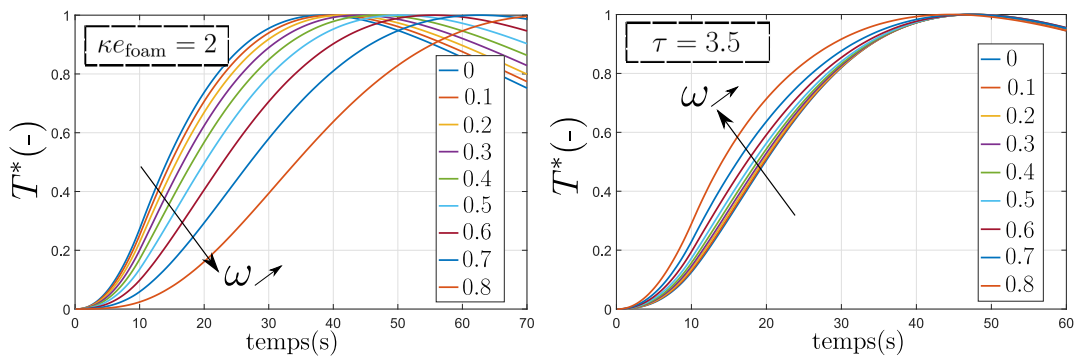


FIGURE 3.36 – Influence de la diffusion, $\omega \in [0; 0.8]$: a) coefficient d'absorption fixé tel que $\kappa e_{\text{foam}} = 2$ b) coefficient d'extinction fixé tel que $\tau = 3.5$

Dans le premier cas, l'augmentation de la diffusion ralentit la vitesse d'élévation de la température sur la face arrière. Ce résultat est logique puisque, à coefficient d'absorption fixé, l'augmenta-

tion de l'albédo de diffusion correspond à une augmentation de l'épaisseur optique du milieu. Ce dernier devenant de plus en plus opaque aux transferts radiatifs, la réponse en face arrière s'approche de plus en plus à de la conduction pure (tangente nulle aux temps courts). Ce phénomène se comprend aisément en considérant l'approche statistique de la méthode de Monte Carlo. En fixant le coefficient d'absorption, tous les quanta parcourent approximativement la même longueur au sein du milieu. Cependant, l'augmentation des évènements de diffusion, dû à des chemins plus chaotiques, ralentit la dynamique des transferts entre les points chauds et froids du domaine par une diminution de la distance euclidienne réalisée. Il est à noter que l'augmentation de l'épaisseur optique a une forte influence sur la réponse en face arrière. Cela induit donc une bonne sensibilité. En réalité, suivant une vision statistique comme appliqué pour la méthode RDFI (cf. section 3.4.5), le coefficient d'extinction équivalent dépend uniquement de la géométrie du milieu poreux. L'importance de la diffusion ne dépend alors que de l'importance de la réflectivité de la matrice solide. Afin d'estimer l'identifiabilité de ce paramètre pour une mousse donnée, nous fixons le coefficient d'extinction tel que $\tau = \beta e_{\text{foam}} = 3.5$ et nous observons l'impact de la diffusion (cf. fig. b)). Il est à noter que pour une conductivité thermique et une épaisseur optique fixées, le maximum de température en face arrière est atteint strictement au même moment. L'augmentation de l'albédo de diffusion n'accélère donc pas de façon global le transfert. Cependant, il intervient sur les temps courts où une élévation plus rapide en face arrière est observée par rapport au matériau non-diffusant. Du point de vue de l'inversion, l'augmentation de la diffusion modifie de façon très caractéristique le thermogramme. Ce constat induit l'idée qu'il est possible d'estimer séparément (pas de corrélations) l'albédo de diffusion et l'épaisseur optique équivalente.

L'étude des propriétés optiques des céramiques (cf. section 3.4.4) indique que des matériaux tels que le SiC et le SiSiC ne présentent pas une réflectivité supérieure à 0.2 entre 0.5 μm et 14 μm . De ce fait, pour une valeur inférieure à 0.2, l'albédo ne semble pas avoir d'influence importante sur le thermogramme face arrière au vu de la fig. b). Ainsi, dans le cadre de notre étude, il est plus judicieux de s'affranchir de ce paramètre et d'imposer sa valeur. Le transfert radiatif, sur ce cas précis, peut être décrit avec un unique paramètre : l'épaisseur optique. Il est aussi intéressant de rappeler que nous sommes ici dans une configuration de paramètres plutôt favorable aux transferts par rayonnement ($\tau = 3.5$). En travaillant sur des milieux plus épais optiquement, l'influence de l'albédo sera encore moins importante. Finalement, dans le cas de l'étude d'un milieu hétérogène opaque et fortement réfléchissant, l'estimation de ce paramètre deviendrait alors possible.

Par la suite nous nous intéresserons de nouveau à la caractérisation de la diffusion. Pour l'instant, nous considérons que l'albédo de diffusion peut-être fixé à 0, le milieu poreux homogène est donc supposé simplement absorbant-émettant.

Selection des paramètres et étude d'identifiabilité

Toutes les études précédentes nous ont permis de réduire le nombre de paramètres à considérer lors de l'inversion. Nous avons donc montré que le problème présenté en début de chapitre (cf. section 3.2) peut être décrit par un ensemble de paramètres fixés (soit mesurés soit peu influents). Il nous reste trois paramètres libres : la diffusivité phonique équivalente a_{foam} du milieu poreux, l'épaisseur optique équivalente τ du milieu poreux et le coefficient d'échange équivalent h_t tenant compte des échanges entre l'extérieur du système et l'environnement. Afin d'éviter un éventuel biais dû au bruit expérimental et l'estimation du maximum de la température (cf. section 3.3.3), nous ajoutons aux paramètres libres un coefficient d'ajustement K défini tel que :

$$\bar{T}_{\text{mod}}^* = K (\bar{T}_{\text{mod}}(t) - \bar{T}_{\text{min}}) / (\bar{T}_{\text{max}} - \bar{T}_{\text{min}}) \quad (3.40)$$

Ce dernier, proche de l'unité, sert simplement à ajuster l'ordonnée des thermogrammes issus du modèle. De la même façon, le coefficient de convection totale h_t est laissé libre afin d'ajuster la condition aux limites, assurant le lien entre le système et l'environnement.

En utilisant le modèle conducto-radiatif, le vecteur des paramètres libres s'écrit :

$$\alpha = [a_{\text{foam}}, \tau, h_t, K] \quad (3.41)$$

Afin de vérifier l'impact des paramètres libres et d'avoir un aperçu de l'erreur associée au procédé d'estimation, il est courant de simuler des expériences "fictives". L'idée est de choisir une gamme de paramètres et de générer numériquement le thermogramme associé. Les paramètres laissés libres sont donc parfaitement connus. Pour simuler un comportement expérimental, un bruit blanc est ajouté au résultat obtenu en face arrière. Nous cherchons, après application du procédé d'inversion, à quantifier l'erreur commise sur les paramètres estimés par comparaison avec les valeurs connues et imposées initialement. Évidemment, au vu des grandes possibilités de paramètres que nous identifierons dans la partie suivante, l'erreur calculée représente simplement un ordre de grandeur de l'erreur qui peut être attendue dû à un bruit de mesure et au jeu de paramètres choisis. Même si ce n'est aucunement l'erreur totale réelle qui est obtenue ici, ce type d'étude permet surtout d'anticiper les phénomènes de corrélations, les sensibilités associées aux paramètres et la qualité de l'estimation.

Nous considérons, ici encore, deux cas extrêmes quant à la valeur de l'épaisseur optique : $\tau = 2.5$ (cas 1) et $\tau = 10$ (cas 2). Les autres paramètres libres sont définis tels que : $a_{\text{foam}} = 3 \text{ mm}^2/\text{s}$, $h_t = 150 \text{ W}/(\text{K m}^2)$, $K = 1$. De plus, nous imposons une température de référence tel que $T_{\text{ref}} = 1073 \text{ K}$ et un bruit blanc de moyenne nulle et d'écart-type $\sigma_{\text{bruit}} = 0.005$, valeur proche du bruit de mesure expérimental constaté. Les résultats de l'inversion sont donnés dans le Tableau 3.8 et les sensibilités réduites associées à chacun des deux cas sont représentées respectivement sur les fig. 3.37 a) et b).

TABLEAU 3.8 – Cas traités, résultats d'inversion

Cas	a_{foam} (mm ² /s)	h_t (W/(m ² K))	τ (-)	K (-)
1	2.996(±1.34%)	149.99 (±1.4%)	2.497 (±0.23%)	1.000 (±0.03%)
2	2.943 (±3.3%)	150.56 (±0.63%)	9.771 (±5.8%)	1.000 (±0.03%)

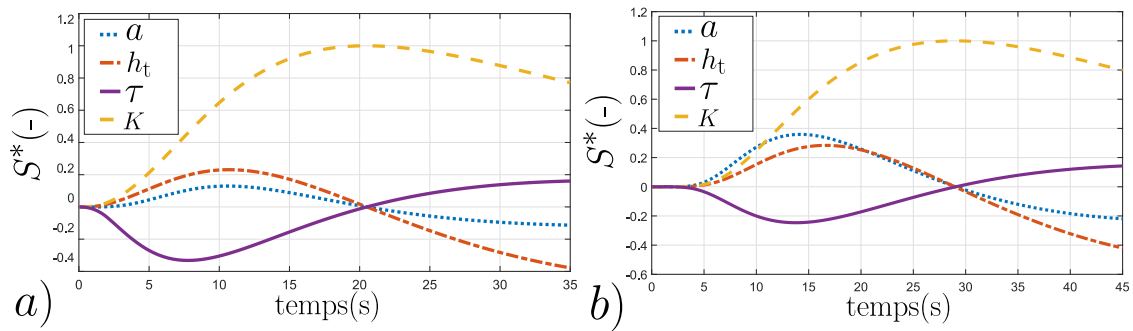


FIGURE 3.37 – Étude de sensibilité des paramètres libres à $T_{\text{ref}} = 1073\text{K}$: a) cas optiquement intermédiaire $\tau = 2.5$ b) cas optiquement épais $\tau = 10$

Dans les deux cas traités, l'algorithme d'inversion retrouve bien les paramètres libres choisis initialement. Ceci démontre le fait que l'inversion est consistante et réalisable. Les deux cas traités illustrent les deux scénarios qui seront rencontrés par la suite. Dans le premier cas, l'épaisseur optique est faible, la température de référence élevée et la conductivité thermique équivalente de la mousse faible ($\lambda_{\text{foam}} = 1 \text{ W/(mK)}$). Cela induit un fort transfert par rayonnement devant le transfert par conduction. Nous observons donc que la sensibilité à la diffusivité thermique est faible devant la sensibilité à l'épaisseur optique. Dans le même temps, l'épaisseur optique étant faible, la sensibilité de cette dernière atteint son maximum plus rapidement que la sensibilité à la conduction. D'après ce constat, ces deux paramètres sont estimables séparément. Une rapide visualisation de la matrice des corrélations (non présentée ici) le confirme également. Cette étude nous montre, premièrement, qu'il est possible d'identifier simultanément le paramètre thermique et le paramètre radiatif pour une épaisseur optique "suffisamment faible". Cependant, pour une épaisseur optique faible et donnée, le mode de transport de la chaleur le plus fort favorisera logiquement l'estimation du paramètre qui lui est associé. La température de caractérisation peut alors servir à accentuer ou diminuer le transfert par rayonnement. Dans le cas présent, l'incertitude relative suivant l'eq. (3.27), nous obtenons une valeur de 0.23% pour l'épaisseur optique et de 1.34% pour la conductivité thermique.

Dans le second cas l'épaisseur optique est plus grande, ce qui réduit l'importance du transfert radiatif devant le transfert conductif. Le constat concernant l'amplitude des sensibilités associées s'inverse. La sensibilité de la conductivité thermique devient supérieure à celle de l'épaisseur optique. De plus, nous observons que le maximum de ces deux sensibilités est atteint à un moment très proche et leur

courbes semblent évoluer selon la même tendance. Cela induit une forte corrélation entre les deux paramètres (> 0.99 dans la matrice de corrélation). Ainsi, nous notons une augmentation générale de l'incertitude selon l'éq. (3.27) pour les deux paramètres corrélés. Celle-ci est égale à 3.3% pour la conductivité thermique et 5.8% pour l'épaisseur optique. Cet exemple illustre que dans le cas d'une épaisseur optique "trop importante", il devient difficile d'identifier la part du transfert par conduction du transfert par rayonnement. Ce constat indique aussi indirectement que le transfert par rayonnement devient assimilable à un transfert par conduction. Il devient alors possible de décrire le transfert de chaleur par rayonnement avec un modèle de conduction pure défini par une simple conductivité radiative équivalente λ_r . Cette démarche, qui fut présentée dans le chapitre précédent (cf. section 2.2.1) correspond à l'approximation de la diffusion (Rosseland). Par la suite, dans ce type de configuration, nous montrerons qu'il est alors préférable de recourir au modèle de conduction pure avec un vecteur des paramètres libres à trois composantes : $\alpha = [a_{\text{tot}}, h_t, K]$ avec $a_{\text{tot}} = a_{\text{foam}} + a_r$. L'ensemble des transferts ne sera caractérisé que par un unique coefficient équivalent a_{tot} .

3.5 Résultats et analyses

L'ensemble de la procédure a été décrite tout au long de ce chapitre tandis que le chapitre précédent présente le nouveau modèle proposé dans le cadre de cette thèse. Pour réaliser l'inversion, nous appliquons systématiquement les modèles conduction pure (1D et 2D) et les modèles conducto-radiatifs (1D et 2D / quadripôle, harmonique sphérique et Monte Carlo OERM). Cependant, en tant que modèle référence, la grande majorité des résultats présentés sont obtenus avec le modèle en 2D et la méthode de Monte Carlo OERM pour résoudre l'ETR.

3.5.1 Impact des propriétés structurales

Nous nous intéressons dans cette partie aux propriétés estimées à une température d'équilibre de 1073K. Les fig. 3.38, fig. 3.39 et fig. 3.40 représentent les thermogrammes expérimentaux, les résultats de l'inversion obtenus avec les modèles conducto-radiatif (par Monte Carlo 2D : désigné cr) et conduction pure (2D : désigné par cp). Ces figures correspondent respectivement aux résultats des mousses structurées (S_1 à S_4), des mousses structurées avec géométrie cubique (SC_1 et SC_2) et des mousses stochastiques (C_1 à C_5). Sur chacune de ces courbes nous indiquons également le temps d'excitation (représenté en noir) et les résidus ($T_{\text{exp}} - T_{\text{mod}}$) du modèle cr et du modèle cp. Ces derniers sont décalés respectivement de -0.1 et -0.2 pour faciliter la lecture.

Les échantillons étudiés, possédant une porosité comprise dans un faible intervalle ($[0.8, 0.9]$), se différencient particulièrement par leur taille de cellules et l'organisation de leur matrice solide.

Nous pouvons donc mettre en évidence le lien entre ces propriétés structurales et les propriétés thermiques. Il est aussi possible d'entrevoir le domaine de validité de l'approximation de la diffusion par la comparaison des résidus obtenus avec les deux modèles (cr et cp).

Analyse : Etude des thermogrammes et des modèles

Pour le cas des mousses structurées (cf. fig. 3.38), le modèle cp ne parvient pas toujours à décrire parfaitement le thermogramme expérimental. Cela est particulièrement visible aux temps courts pour les deux premiers échantillons de mousses structurées ($D_{\text{cell}} = 10 \text{ mm}$ et $D_{\text{cell}} = 7.5 \text{ mm}$) et entraîne, sur l'ensemble de l'intervalle de temps, une signature des résidus associés (en rouge). À l'inverse, nous constatons que le modèle cr corrige ce défaut et présente des résidus (en vert) non-signés. Nous sommes donc typiquement dans une configuration où l'approximation de la diffusion (Rosseland) n'est pas valide. L'analyse des résidus du troisième échantillon montre un rapprochement entre les deux modèles. Cependant, une légère différence persiste aux temps courts. Le dernier échantillon présente, cette fois-ci, une adéquation parfaite entre les deux modèles et le thermogramme. Ainsi, nous supposons que cela correspond à une configuration où l'approximation de la diffusion est valable.

Comme montré précédemment, cette approximation devient valide pour les fortes épaisseurs optiques (cf. comparaison MMC/Pn section 2.3.5) et le coefficient d'extinction augmente avec la diminution de la taille des cellules (cf. méthode RDFI section 3.4.5). L'étude proposée permet alors de visualiser ce constat mais aussi de délimiter le domaine de validité de cette approximation en terme de propriétés structurales dans le cadre de l'étude des mousses solides opaques. L'analyse de la courbe fig. 3.39 semble indiquer aussi que l'épaisseur optique est le paramètre déterminant quant à la validation de cette approximation. Entre la fig. a) et la fig. b), seule l'épaisseur de l'échantillon est différente (respectivement $e_{\text{foam}} = 20 \text{ mm}$ et $e_{\text{foam}} = 15 \text{ mm}$). En supposant que pour une géométrie et une porosité donnée le coefficient d'extinction est constant, nous augmentons l'épaisseur optique du milieu homogène équivalent en jouant simplement sur l'épaisseur. Nous constatons clairement que les résidus associés au modèle cp sont beaucoup plus signés pour l'épaisseur la plus faible. Le modèle cr, quant à lui, s'adapte et décrit fidèlement le thermogramme expérimental dans les deux cas.

Le constat réalisé sur les mousses structurées est exactement identique pour les mousses stochastiques (cf. fig. 3.40). L'analyse des résidus révèle un écart léger entre les deux modèles pour les trois premières géométries. Au-delà de 30PPI, le résultat d'inversion indique une bonne cohérence entre les modèles cr et cp. Les quelques signatures qui peuvent être observées par moment s'expliquent par une légère instabilité provoqué par la régulation du four et/ou une faible dérive non

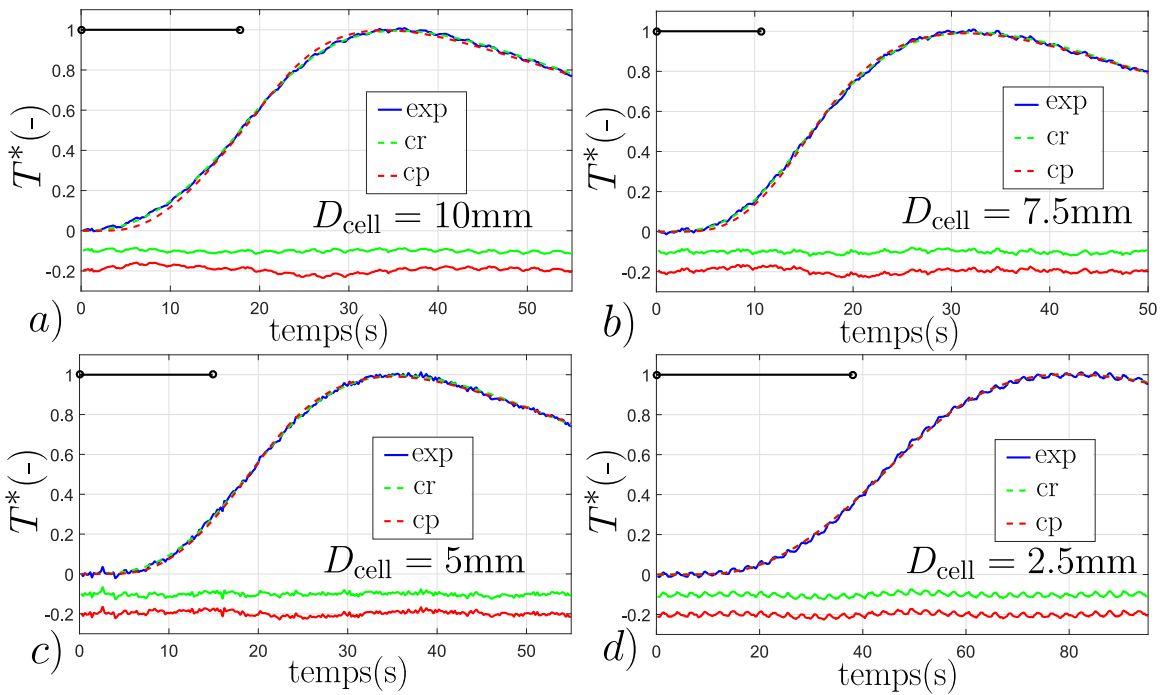


FIGURE 3.38 – Mousse structurée à $T_{ref} = 1073K$: a) S_1 $D_{cell} = 10$ mm b) S_2 $D_{cell} = 7.5$ mm c) S_3 $D_{cell} = 5$ mm d) S_4 $D_{cell} = 2.5$ mm

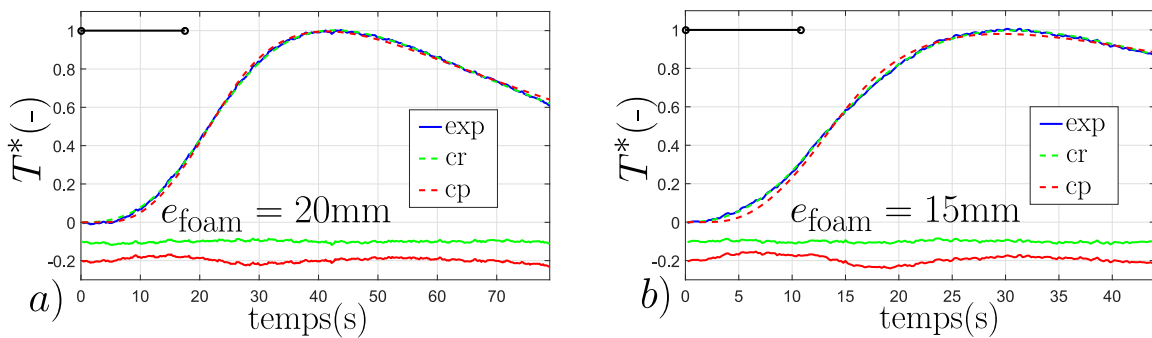


FIGURE 3.39 – Mousse structurée avec géométrie cubique à $T_{ref} = 1073K$: a) SC_1 $e_{foam} = 20$ mm b) SC_2 $e_{foam} = 15$ mm

prise en compte lors de l'étape de post-traitement des données caméra (cf. protocole de mesure section 3.3.3). Dans l'ensemble, les signatures sont faibles et le modèle cr assure le meilleur fit des thermogrammes expérimentaux.

Les paramètres estimés

- **Présentation des données :**

La fig. 3.41 rassemble les thermogrammes et les résultats d'inversion obtenus avec le modèle cr pour les mousses structurées (cf. fig a)) et pour les mousses stochastiques (cf. fig b)). La fig. c) présente les conductivités thermiques équivalentes phoniques et radiatives estimées. La conductivité thermique "radiative" est calculée comme la différence de la conductivité to-

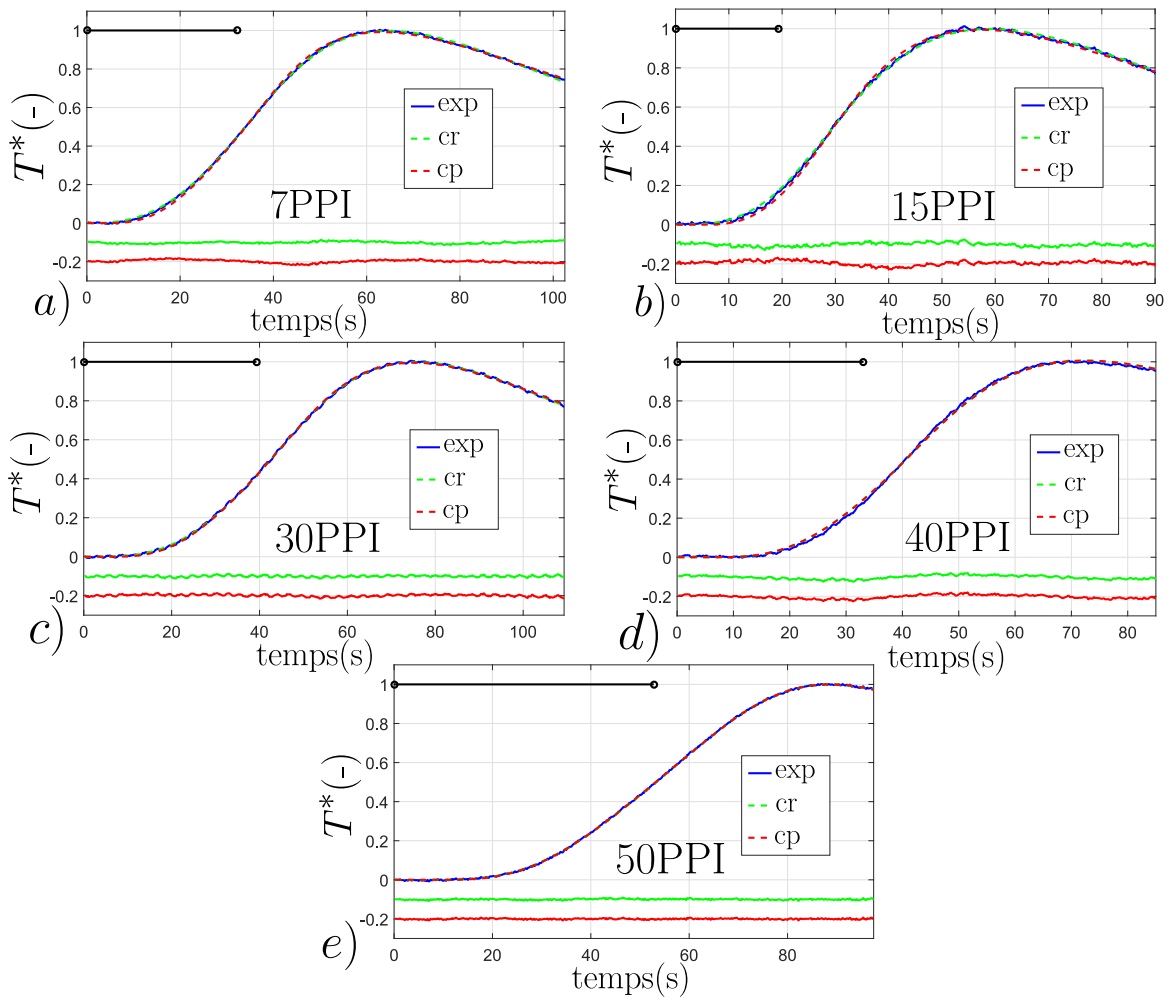


FIGURE 3.40 – Mousse stochastique à $T_{\text{ref}} = 1073\text{K}$: a) C_1 7PPI b) C_2 15PPI c) C_3 30PPI d) C_4 40PPI e) C_5 50PPI

tale (par le modèle cp : λ_{tot}) et la conductivité phonique (par le modèle cr : λ_{foam}). La fig. d) présente les épaisseurs optiques équivalentes estimées par le modèle cr. Enfin, le Tableau 3.9 consigne l'ensemble des valeurs estimées.

La fig. a) permet de comparer les vitesses d'élévation des thermogrammes des mousses structurés. À épaisseur d'échantillon identique, la vitesse d'élévation est uniquement dépendante de la diffusivité totale équivalente du milieu. En supposant que la conductivité phonique est similaire d'une mousse à l'autre, à ce niveau de température la différence entre deux thermogrammes devrait provenir essentiellement de la différence d'importance du transfert radiatif. Nous avons montré précédemment qu'une diminution de la taille des cellules engendre une augmentation de l'épaisseur optique équivalente et de ce fait, une diminution du transfert radiatif. Il serait donc logique de voir le thermogramme associé à la mousse S1 ($D_{\text{cell}} = 10$ mm) atteindre son maximum plus vite que la mousse S2 ($D_{\text{cell}} = 7.5$ mm) qui atteindrait, à son tour, son maximum avant la mousse S3 ($D_{\text{cell}} = 5$ mm). Et pourtant ce n'est pas le cas. Il n'y a pas l'apparition d'un ordre clair. Ce constat est aussi valable pour les mousses stochas-

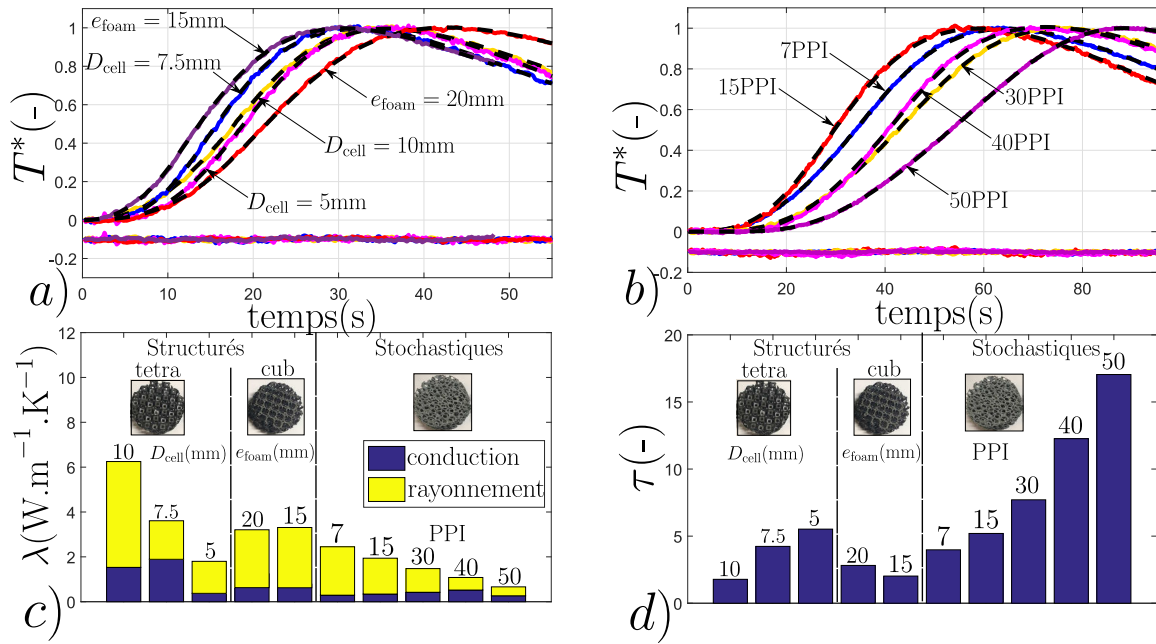


FIGURE 3.41 – Synthèse des résultats et des paramètres estimés à $T_{ref} = 1073K$: a) Thermogrammes et résultats de l'inversion des mousses structurés b) Thermogrammes et résultats de l'inversion des mousses stochastiques c) Conductivités thermiques équivalentes estimées : par conduction et rayonnement e) Épaisseurs optiques équivalentes estimées

TABLEAU 3.9 – Paramètres estimés : impact des propriétés structurales

Mousse	λ_{tot} (W/(mK))	λ_{foam} (W/(mK))	λ_r (W/(mK))	β (mm ⁻¹)	τ (-)	$\lambda_{foam}/\lambda_{tot}$ (%)
S ₁	6.25	1.53	4.72	0.089	1.78	24.6
S ₂	3.61	1.89	1.72	0.212	4.24	52.4
S ₃	1.80	0.37	1.43	0.276	5.51	20.7
S ₄	1.69	0.82	0.87	0.515	10.29	48.52
SC ₁	3.21	0.51	2.69	0.160	3.20	15.9
SC ₂	3.50	0.54	2.96	0.142	2.13	15.7
C ₁	2.45	0.29	2.16	0.199	3.98	12.1
C ₂	1.94	0.34	1.60	0.260	5.20	17.7
C ₃	1.58	0.41	1.17	0.386	7.71	17.6
C ₄	1.08	0.52	0.56	0.613	12.26	48.2
C ₅	0.66	0.26	0.40	0.852	17.04	39.4

tiques et est visible sur la fig. b). Cela s'explique en grande partie par la différence des temps d'excitation. Ce point sera traité par la suite.

Cependant, nous avons relevé à plusieurs reprises que le transfert par rayonnement intervient aux temps court. La différence d'épaisseur optique des mousses étudiés est légèrement discernable par la comparaison des pentes des thermogramme dans les premiers instants. Une pente plus forte correspondant à une épaisseur optique plus faible, il est alors possible d'anticiper de façon purement graphique les mousses les plus transparentes des mousses les plus opaques. Par exemple, sur la première partie de la courbe, le thermogramme de la mousse S1 s'élève plus rapidement que celui de la mousse S2 et que la mousse S3. Par la suite, les ther-

mogrammes se croisent dû à une possible différence de conductivité phonique équivalente et, surtout, dû à la différence de temps d'excitation. Ce qui est parfaitement logique. De la même façon, les thermogrammes des mousses C1 (7 PPI) et C2 (15 PPI) ou les thermogrammes des mousses C3 (30 PPI) et C4 (40 PPI) se croisent aussi.

- **Conductivités phoniques équivalentes estimées :**

La fig. c) permet une comparaison graphique de la conductivité thermique équivalente associée à chacun des deux modes de transport. Dans le Tableau 3.9, nous indiquons le ratio conduction/total par $\lambda_{\text{foam}}/\lambda_{\text{tot}}$. À ce niveau de température ($T_{\text{ref}} = 1073\text{K}$), il apparaît alors explicitement que le transfert par rayonnement est largement majoritaire pour tous les échantillons. Nous constatons que pour la plupart des cas, seulement 20% du transfert provient de la conduction. Au meilleur des cas (mousses S2, S4 et C4), le transfert total est réparti équitablement. Cela suggère une meilleure précision de l'estimation de l'épaisseur optique équivalente que de la conductivité phonique. Par ailleurs, nous constatons, d'après l'analyse des incertitudes liées à l'inversion, que le paramètre radiatif est estimé plus précisément que le paramètre conductif. Le transfert majoritaire permet une caractérisation plus précise du paramètre associé à celui-ci.

Concernant cette dernière grandeur, nous ne constatons aucun lien évident avec le diamètre des cellules. Ce constat est en bon accord avec des études précédentes [57] qui ont démontré que pour une porosité et une forme de cellule donnée, la taille des cellules n'a aucun impact sur la conductivité phonique équivalente.

Cependant, la comparaison des conductivités obtenues pour les mousses structurées tétrakaédrique S1, S2 et S3 ne semble pas en accord avec ce postulat. En effet, les mousses S1 et S2 présente une conductivité du même ordre de grandeur (respectivement 1.53 W/(mK) et 1.89 W/(mK)) tandis que la mousse S3 présente une conductivité bien plus faible (0.37 W/(mK)). Les différences constatées peuvent être expliquées par deux autres facteurs : la différence de porosité et la porosité interne. Une porosité plus grande implique nécessairement une conductivité équivalente plus faible dû à la diminution de la quantité de matière pour transporter la chaleur. Cependant, ce critère n'est pas suffisant pour expliquer une si grande différence entre la mousse S3 et les deux autres. Une explication peut alors venir du réseau connecté provenant de l'ancienne mousse polyuréthane détruite à la fin du procédé de fabrication. Il est fort à parier que ce réseau vide et interne aux brins solides peut perturber la dynamique de conduction en raison de phénomènes de constriction. Cela est d'autant plus le cas lorsque le diamètre des brins de l'ancienne mousse PU devient "trop important" par rapport au diamètre des brins de la mousse céramique. Ainsi, ce phénomène de constriction

thermique peut expliquer la chute de conductivité de la mousse S3 qui présente une taille de brins plus faible que les deux autres.

Cependant, on peut se demander pourquoi la mousse S4 ($D_{\text{cell}} = 2.5 \text{ mm}$) présente une conductivité phonique plus élevée avec $\lambda_{\text{foam}} = 0.82 \text{ W/(mK)}$. Cela peut être expliqué par trois raisons. Premièrement, la porosité de cette mousse est bien plus faible avec $\epsilon = 0.74$. Deuxièmement, cette mousse présente une porosité fermée (cellules sans fenêtres), qui augmente donc évidemment sa connectivité. Enfin, la dernière raison vient de l'inversion. Étant donné que nous sommes dans un cas où l'approximation de la diffusion semble valable, il est difficile de séparer par le modèle de chaque mode de transfert. Nous constatons une très forte corrélation (supérieure à 0.99) et ainsi une forte erreur sur le paramètre estimé (environ 25% juste pour l'inversion).

Les conductivités des mousses structurées à cellules cubiques (SC1 et SC2 respectivement égale 0.51 W/(mK) et 0.54 W/(mK)) sont légèrement inférieures aux mousses à cellules tétradécahédriques. Étant donné que la céramique qui les compose est identique (SiSiC) et que la porosité est semblable, cette différence s'explique par l'organisation de la matrice solide. La forme des cellules à forme cubique augmente la longueur moyenne du chemin conductif (par la matrice solide) à parcourir par la chaleur entre la face avant et la face arrière. Ce constat est aussi visible au regard des conductivités estimées des mousses stochastiques. Ces dernières sont toutes inférieures aux conductivités des mousses structurées alors que la céramique utilisée (SiC) a pourtant une conductivité légèrement plus élevée. Le choix de la forme des cellules semble donc, de prime abord, être un critère de choix primordial à l'efficacité des transferts conductifs. Il est aussi à noter que les conductivités estimées des deux mousses cubiques sont proches. Ce qui nous conforte sur la qualité de la mesure et sur la représentativité des échantillons du point de vue de la conduction.

Les conductivités des mousses stochastiques sont dans l'ensemble plus faibles que celles des mousses structurées. Nous trouvons pour chacune d'entre elle, une conductivité thermique du même ordre de grandeur (environ 0.35 W/(mK)). Par comparaison, cette série présente donc une certaine logique. Cependant, nous notons une valeur plutôt élevée pour la mousse C4 (40 PPI) qui est expliquée par une forte corrélation entre la diffusivité et l'épaisseur optique (cas approximation de la diffusion). Cela est aussi vrai pour la mousse C5 (50 PPI). Pour les mousses C3 (30 PPI), C4 et C5, nous obtenons un coefficient de corrélation respectivement égale à 0.984, 0.999 et 0.999. Ces quantités démontrent qu'une estimation de ces grandeurs devient plus difficile à réaliser pour les deux derniers échantillons. De plus, pour la mousse C3, la corrélation, plus légère, rend les valeurs obtenues bien moins précises que les mousses C1 (7 PPI) et C2 (15 PPI) qui présentent respectivement des coefficients de corrélation de

0.916 et 0.954. Plus généralement, ces coefficients de corrélations ne font que traduire par une valeur le constat purement graphique dressé précédemment par comparaison des modèles cr et cp. La mousse C3 semble donc être située à la limite du domaine de validité de l'approximation de la diffusion, où une estimation simultanée reste encore possible.

- **Épaisseurs optiques équivalentes estimées :**

Concernant l'épaisseur optique équivalente obtenue avec le modèle cr (cf. fig d)), une corrélation très claire est observée entre cette dernière grandeur et la taille des cellules. Évidemment, ce résultat est logique et est en bon accord avec les résultats de R. Coquard et al. [67]. Étant donné que cette grandeur représente l'inverse du libre parcours moyen effectué par le rayonnement au sein du matériau, une diminution des tailles de pores implique nécessairement une diminution de la distance parcourue. Comme explicité dans la section 3.4.5, de nombreux auteurs ont montré que cette grandeur est proportionnelle à l'inverse de la taille des cellules (cf. eq. (3.36)). Cette évolution exponentielle est discernable sur les résultats des 5 échantillons de mousses stochastiques. Elle est difficile à observer sur les échantillons structurés dû au faible nombre de diamètres de cellules à disposition. Cependant, le lien entre taille de cellule et coefficient d'extinction est indéniable pour toutes les mousses traitées.

Les valeurs d'épaisseur optiques obtenues pour les mousses structurées S1, S2, S3 et S4 sont respectivement 1.78, 4.24, 5.51 et 10.29. La forte corrélation, affecte ici encore, cette dernière valeur et la rend imprécise tandis qu'une faible corrélation est observé pour la mousse S3. Pour les deux autres, aucune corrélation n'est observée.

Pour les mousses cubiques SC1 et SC2, nous obtenons respectivement 3.2 et 2.13. Les coefficients d'extinctions associés sont 0.160 mm^{-1} et 0.142 mm^{-1} . La différence constatée sur l'épaisseur optique n'est donc pas uniquement explicable par la différence d'épaisseur des échantillons. L'incertitude de mesure et la reproductibilité de la matrice solide peuvent expliquer une partie de l'écart mais ce n'est sûrement pas les seuls arguments. Étant donné que les mousses SC1 et SC2 possèdent respectivement 2 et 1.5 motifs de la cellule unitaire, nous pouvons supposer que l'épaisseur optique estimée pour la mousse SC2 n'est pas représentative du point de vue des transferts par rayonnement. Ne possédant pas un échantillon d'épaisseur plus élevée, il est difficile d'évaluer si la mousse SC1 est suffisamment épaisse pour être représentative du point de vue des transferts par rayonnement.

Par comparaison entre les mousses SC1 et S1, possédant chacune deux motifs dans l'épaisseur, nous pouvons remarquer que l'organisation de la matrice solide est importante. Les épaisseurs optiques sont respectivement de 3.2 et 1.78 soit des coefficients d'extinction respectivement égaux à 0.16 m^{-1} et 0.09 m^{-1} . Ce résultat est logique puisque la disposition des brins suivant

des directions préférentielles peuvent rendre le milieu homogène plus opaque au transfert radiatif.

Concernant les mousses stochastiques, comme expliqué dans l'analyse de la conductivité thermique estimées, les épaisseurs optiques des échantillons C4 et C5 sont fortement imprécises à causes des corrélations tandis que l'échantillon C3 l'est plus légèrement. En terme d'ordre de grandeur, nous constatons que la mousse C1 est comparable à la mousse structurée S2 (respectivement 3.98 et 4.24) tandis que la mousse C2 est comparable à la mousse structurée S3 (respectivement 5.20 et 5.51). Cependant, la mousse C1 possède une taille moyenne de cellules (selon le constructeur) de 10 mm tandis que S2 est donnée à 7.5 mm. Encore une fois, l'organisation "stochastique" de la matrice solide permet de "gêner" davantage le transfert radiatif. Une mousse stochastique à forte taille de pores, lors de l'homogénéisation, devient assimilable à une mousse structurée possédant une taille de pores plus faible. Ces résultats semblent logiques et la tendance générale observée nous conforte sur la qualité de l'estimation.

- **Conductivités radiatives équivalentes :**

Lorsque le transfert de chaleur peut être interprété comme la "superposition" des transferts conductif et radiatif, il est possible de définir une simple conductivité radiative. Ce formalisme laisse apparaître deux cas extrêmes. D'une part, pour les fortes épaisseurs optiques, le modèle de Rosseland suppose que le transfert par rayonnement est assimilable à un transfert par conduction. D'autre part, pour les très faibles épaisseurs optiques ($\tau \ll 1$), le rayonnement interagit très peu énergétiquement avec le milieu. Il est alors possible de supposer que les deux modes de transferts sont découplés. La conductivité radiative ne dépend plus des propriétés optiques des semelles et de la distance les séparant. En supposant respectivement un milieu gris et des semelles d'émissivité identiques, ces deux formulations s'écrivent comme :

$$\begin{cases} \lambda_r = (16/3) (\sigma_{SB} T_{ref}^3) / \beta & \text{(Rosseland)} \\ \lambda_r = 4 \sigma_{SB} T_{ref}^3 e / (2/\epsilon - 1) & \text{(Sans couplage)} \end{cases} \quad (3.42)$$

Cette dernière relation se démontre simplement en écrivant le flux net échangé linéarisé entre deux plans parallèles infinis.

De plus, en cherchant là encore à interpréter le transfert radiatif comme un processus de diffusion thermique et en linéarisant la fonction de Planck au premier ordre en température (faible gradient thermique), H. Poltz et R. Jugel [223] proposent un modèle valable pour les épaisseurs optiques intermédiaires ($\tau \approx 1$) dans le cadre de l'étude des liquides :

$$\lambda_r = (16/3) (\sigma_{SB} T_{ref}^3) / \beta \times Y(\epsilon, \tau) \quad \text{(Poltz-Jugel)} \quad (3.43)$$

Nous retrouvons la conductivité radiative comme définie par Rosseland avec un coefficient correcteur Y qui tient compte de l'influence des semelles. Ce dernier est défini comme :

$$Y(\epsilon, \tau) = 1 - \frac{3}{4\tau}(1 - 4E_5(\tau)) - \frac{2}{3\tau} \left(\frac{1 - \epsilon - 2(1 - \epsilon)^2 E_3(\tau)}{1 - 4(1 - \epsilon)^2 E_3(\tau)^2} \right) (1 - 3E_4(\tau))^2 \quad (3.44)$$

avec E_i les fonctions intégréo-exponentielles. Cette formulation permet d'assurer le lien entre les deux modèles précédents.

Nos résultats sont comparés à ces trois modèles. Nous représentons sur une même figure les conductivités totales, phoniques et conductives estimées par la procédure d'inversion et les conductivités radiatives des trois modèles présentés. Ces derniers sont calculés en injectant les valeurs de l'épaisseur optique estimée par méthode flash avec le modèle conducto-radiatif. La fig. 3.42 représente ces données dans le cadre des mousses stochastiques.

Tout d'abord, nous pouvons visualiser la limite haute imposée par le modèle sans couplage

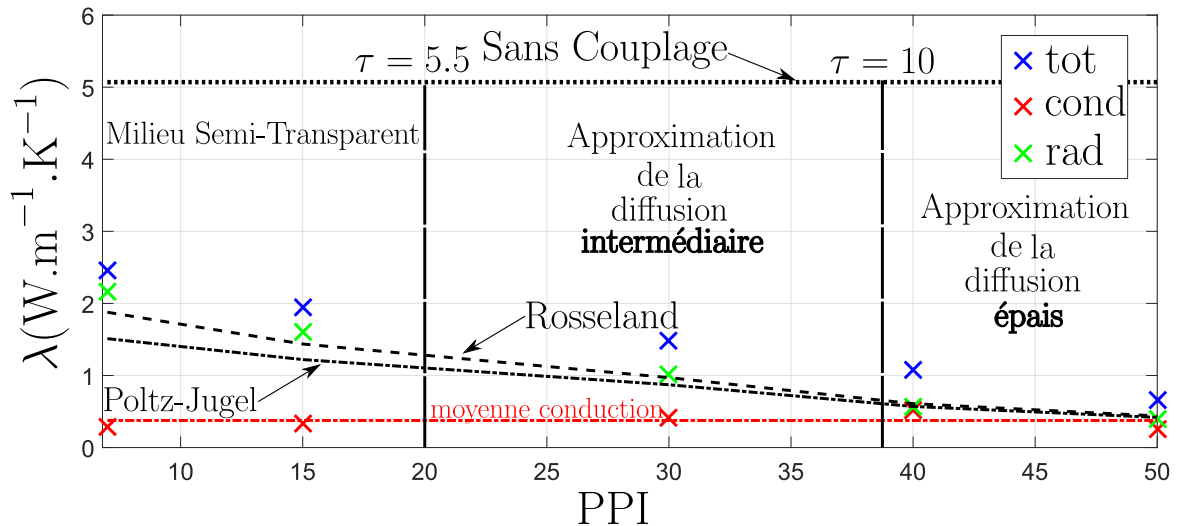


FIGURE 3.42 – Comparaison des conductivités radiatives, étude des mousses stochastiques

(environ 5 W/(mK). Étant donné que cette conductivité quantifie la chaleur échangée par transfert radiatif entre deux semelles séparées par un milieu parfaitement transparent, elle correspond à une borne maximale. La présence d'un milieu semi-transparent diminue logiquement cette conductivité radiative équivalente car il "gêne" par absorption les échanges entre les deux semelles.

Par comparaison entre les résultats obtenus et les trois modèles, nous distinguons trois domaines. Le premier, situé le plus à droite, est le domaine de validité de l'approximation de la diffusion. Les conductivité radiatives des mousses C4 et C5 sont en bon accord avec la conductivité calculée avec le modèle de Rosseland. Nous avons vu précédemment que les modèles cr et cp sont en parfait adéquation lors de l'inversion des thermogrammes correspondant. Même si cela génère une imprécision sur l'estimation de l'épaisseur optique estimée avec le modèle cr, les conductivités radiatives calculées à partir de cette dernière grandeur avec le modèle de

Rosseland, le modèle de Poltz-Jugel et que nous estimons comme $\lambda_r = \lambda_{\text{tot}} - \lambda_{\text{foam}}$ (modèle cp - modèle cr) sont en bon accord. Ce résultat est très important. Premièrement, les deux modes de transferts peuvent être réellement considérés comme découplés ("superposition"). Deuxièmement, il est à noter que l'épaisseur optique du milieu est suffisamment élevée pour que le modèle de Poltz-Jugel et le modèle de Rosseland soient proches. Ce qui dénote d'une faible influence des semelles. La conductivité radiative estimée est donc bien une valeur intrinsèque du milieu. Troisièmement, le modèle de Rosseland ne dépend pas de l'épaisseur du milieu semi-transparent. C'est le cas du modèle de Poltz-Jugel (à travers l'épaisseur optique) mais ce dernier est en bon accord avec le modèle de Rosseland. Nous pouvons donc conclure que les propriétés radiatives estimées, que ce soit le coefficient d'extinction ou une conductivité radiative équivalente ne dépendent pas de l'épaisseur. Enfin, même dans le cas de fortes corrélations, l'estimation de l'épaisseur optique par le modèle conducto-radiatif n'est pas si incertaine même dans le cas d'épaisseurs optiques fortes. Cela démontre un des intérêts de notre démarche.

Ensuite nous distinguons une seconde zone dite "intermédiaire". Nous la définissons ainsi parce que les modèles de Rosseland et de Poltz-Jugel commencent à montrer un désaccord avec la diminution de l'épaisseur optique. Cela peut expliquer la plus légère corrélation observée lors de l'inversion du thermogramme de la mousse C3. Le modèle de Rosseland semble correctement prédire la conductivité radiatives dans une gamme d'épaisseur optique plutôt favorable à l'utilisation du modèle de Poltz-Jugel. Cependant, l'écart observé reste faible.

Finalement, lorsque le milieu ne peut définitivement plus être considéré comme épais optiquement, nous définissons le domaine du Milieu Semi-Transparent. Dans ce cas, l'épaisseur optique et la conductivité thermique sont parfaitement décorrélés lors de l'inversion. Nous constatons, de plus, que les modèles de Rosseland et Polz-Jugel, ne parviennent plus à prédire la conductivité radiative estimée grâce aux modèles cr et cp. Les valeurs issues des deux modèles semblent sous-estimer celles constatées expérimentalement. Nous pouvons donc faire une des conclusions suivantes : il n'est plus possible de modéliser le milieu comme la superposition des deux modes de transferts. Le transfert par rayonnement n'est plus assimilable à un transfert par diffusion. Ainsi l'utilisation d'une approximation comme Rosseland ou Poltz-Jugel provoque un écart entre les conductivités radiatives calculées par ces modèles et celles que nous constatons expérimentalement. Au vu des tendances observées, l'écart entre les modèles et les résultats ne feront qu'augmenter avec la diminution de l'épaisseur optique. Dans cette zone, il y a bien couplage des deux modes de transport et ils ne sont plus séparables par un modèle approximé comme Rosseland. Dans ce type de configuration, il est alors préférable de recourir à un modèle couplé basé sur la définition d'une conductivité équivalente et d'une

épaisseur optique équivalente. Il est aussi possible que, pour ces faibles épaisseurs optiques, la procédure que nous avons mis en place entraîne une sur-estimation de l'épaisseur optique caractérisée. Cela expliquerait la sous-estimation de la conductivité radiative estimée avec Rosseland ou Poltz-Jugel. Ainsi, il serait intéressant de caractériser une conductivité totale équivalente avec une méthode stationnaire haute température ou une seconde méthode transitoire comme le plan chaud transitoire pour comparer.

Les mêmes constats que précédemment sont observés sur les mousses structurées (cf. fig. 3.43).

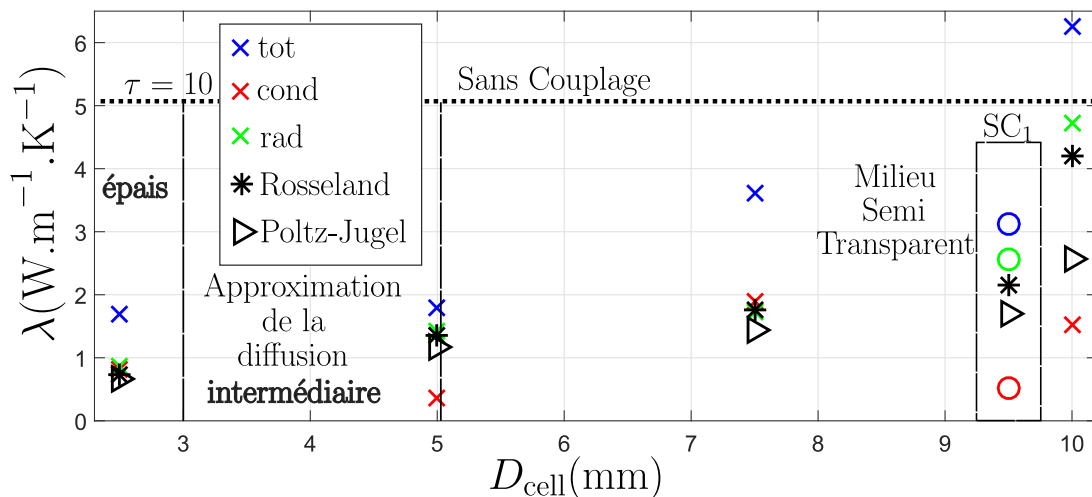


FIGURE 3.43 – Comparaison des conductivités radiatives, étude des mousses structurées. La mousse SC1 n'ayant pas réellement un diamètre équivalent a été placée à $D_{\text{cell}} = 9.5$ mm pour faciliter la lecture

La mousse la moins épaisse optiquement (S1) possède une conductivité radiative très éloignée de celle possiblement prévue par les modèles. Cependant, la valeur estimée est proche de la limite maximale posée par le modèle sans couplage. Il est possible que cette mesure soit erronée dû à un problème de représentativité. Le transfert par rayonnement interagirait donc très faiblement avec le milieu poreux.

La mousse SC1, n'étant pas définie par un diamètre équivalent, a été placée à l'abscisse $D_{\text{cell}} = 9.5$ mm pour faciliter la lecture. Son comportement thermique correspond bien au domaine des milieux semi-transparent. De la même façon, nous observons pour les mousses S2 et S3, un bon accord avec Rosseland (pas avec Poltz-Jugel). Enfin, la mousse S4 rejoint le domaine des milieux optiquement épais et peut être aussi caractérisée par une simple conductivité radiative calculée avec Rosseland ou Poltz-Jugel.

- **Conclusion :**

En conclusion de cette étude, plusieurs points peuvent être retenus. Du point de vue de la caractérisation thermique, il est possible de dimensionner les échantillons poreux pour de futurs essais. Si le souhait est d'obtenir une conductivité équivalente globale (incluant conduction et rayonnement) alors il est préférable de choisir une épaisseur suffisamment grande pour se

placer dans le domaine optiquement épais. Même s'il est difficile de séparer la partie conductive de la partie radiative, les valeurs estimées ne sont pas si mauvaises par comparaison aux modèles de Rosseland. À l'inverse, si nous cherchons à caractériser simultanément le comportement optique et conducteur du milieu, le domaine semi-transparent est préférable.

L'ensemble des valeurs obtenues sur le jeu de mousses étudié semblent logique par rapport aux études antérieures [67, 84]. Ce travail permet de proposer à l'avenir des essais de caractérisation estimant simultanément les propriétés thermiques et radiatives. À notre connaissance, ce type de démarche est très rarement réalisé dû à la complexité de modélisation du transfert radiatif et de son couplage à d'autres modes de transferts. Le modèle proposé permet de couvrir une grande gamme d'épaisseur optique et de température. Il pourra par ailleurs être adapté à la caractérisation d'autres milieux semi-transparentes.

Après avoir démontré l'efficacité de la procédure d'estimation simultanée sur différentes géométries pour une température donnée, nous proposons de fixer la géométrie pour une température variable. En effet, La température de caractérisation permet d'ajuster l'influence du rayonnement sur le transfert total et nous pourrons alors observer la précision sur chacune des deux grandeurs estimées.

3.5.2 Impact de la température

Pour cette étude, nous ne présentons que les résultats obtenus sur la mousse SC2. Cette dernière, d'après ses propriétés géométriques, se comporte comme un milieu semi-transparent homogène. Cela permet de se placer dans une configuration parfaite pour mettre en évidence les avantages du modèle conducto-radiatif développé dans cette thèse.

L'idée principale est de mettre en évidence la précision obtenue sur chacun des deux paramètres lors d'une estimation simultanée. Aussi, comme mentionné dans la partie identifiabilité (cf. section 3.4.6), la qualité de l'estimation dépend fortement de l'importance relative de chaque mode de transfert. Dans le cas d'une estimation simultanée de deux physiques très différentes, le mode de transfert prépondérant sera caractérisé le plus précisément. Les résultats précédents ont montré que pour une température de 1073K, le transfert par rayonnement est largement majoritaire. Cela laisse donc à penser que la conductivité thermique obtenue est bien moins précise que l'épaisseur optique. En jouant sur la température de référence, nous pouvons alors réduire l'importance du rayonnement et observer la qualité de l'estimation du paramètre conducteur.

Tout d'abord, la fig. 3.44 a) représente les thermogrammes expérimentaux ainsi que les résultats d'inversion pour les différentes températures traitées. Les figs. b)-f) montrent les fits obtenus avec les modèles cp et cr. Le Tableau 3.10. rassemble les valeurs estimées. La fig. 3.45 représente les

conductivités phoniques, radiatives et totales en fonction de la température au cube et les compare aux modèles Rosseland, Poltz-Jugel et sans couplage. Comme dans la partie précédente, la fig. 3.44

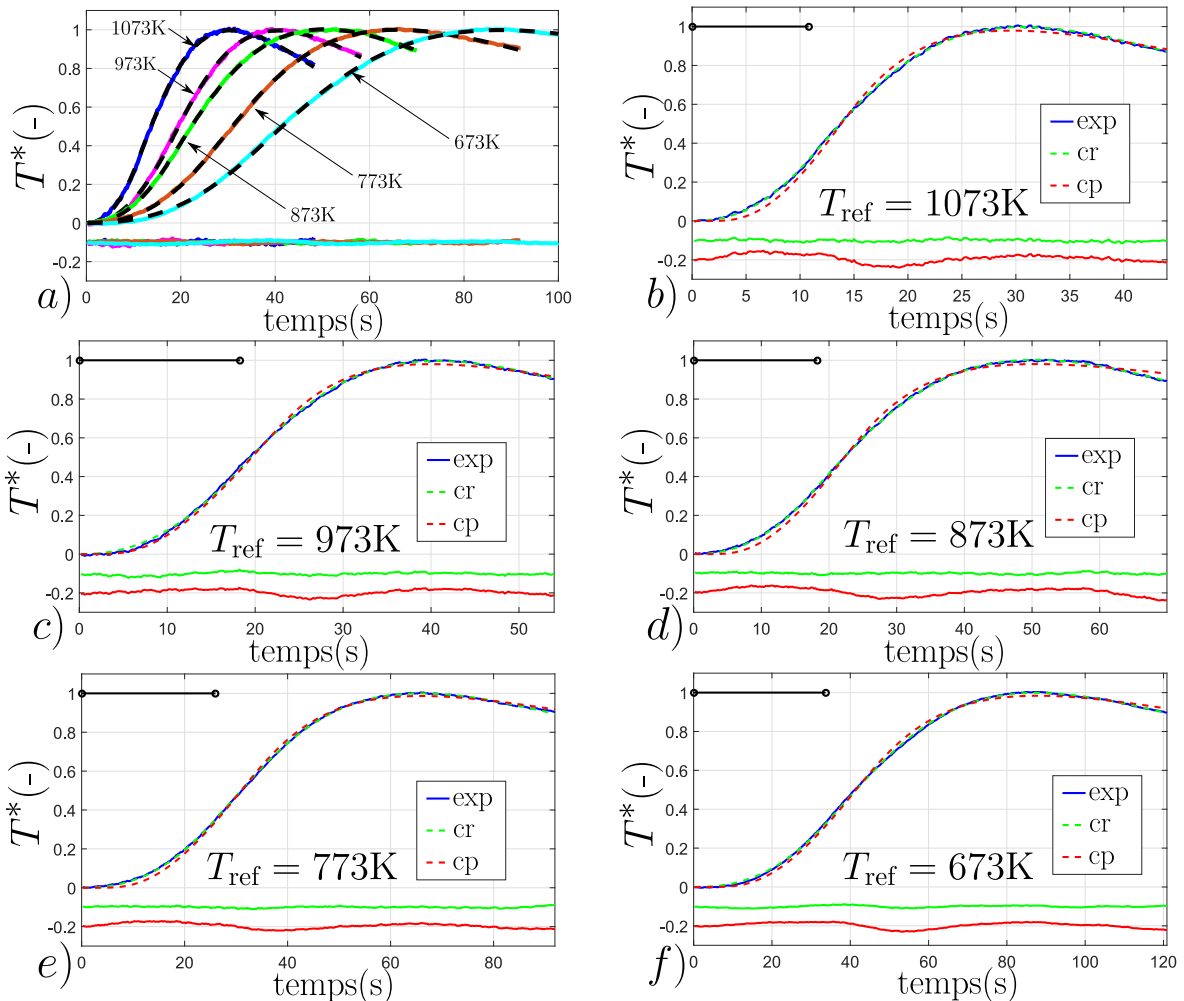


FIGURE 3.44 – Influence de la température, étude de la mousse SC2 : a) Thermogrammes, modèle cr après inversion et résidus pour $T_{\text{ref}} \in [673\text{K}; 1073\text{K}]$, b) à $T_{\text{ref}} = 1073\text{K}$ c) à $T_{\text{ref}} = 973\text{K}$ d) à $T_{\text{ref}} = 873\text{K}$ e) à $T_{\text{ref}} = 773\text{K}$ f) à $T_{\text{ref}} = 673\text{K}$

a) montre que le modèle cr s'adapte parfaitement et parvient précisément à décrire l'évolution des différents thermogrammes expérimentaux sur une gamme de température comprise entre 673K et 1073K. L'influence du rayonnement sur le transfert total est d'ailleurs visible très explicitement puisque le transfert de chaleur est plus rapide avec l'augmentation de la température. Nous retrouvons bien le comportement semi-transparent de cette mousse sur les figs. b)-f). En effet, les résidus obtenus avec le modèle cp sont toujours signés tandis que ceux du modèle cr sont très satisfaisants. Nous remarquons tout de même que l'écart entre ces deux modèles diminue avec la diminution de la température. Cela s'explique par le fait que l'augmentation du transfert par conduction devant le transfert radiatif rend le milieu plus proche, au total, d'un milieu purement conducteur. Cependant, à la température la plus basse traitée (673K), un modèle cp n'est toujours pas suffisant. D'après ce qui a été vu dans les parties précédentes, pour une géométrie donnée, la conductivité phonique équiva-

TABEAU 3.10 – Paramètres estimés : impact de la température

$T_{ref}(K)$	λ_{tot} (W/(mK))	λ_{foam} (W/(mK))	λ_r (W/(mK))	β (mm ⁻¹)	τ (-)	$\lambda_{foam}/\lambda_{tot}$ (%)
1073	3.50	0.55	2.95	0.142	2.1	15.7
973	2.92	0.51	2.41	0.135	2.0	17.4
873	2.05	0.52	1.52	0.135	2.0	25.3
773	1.68	0.54	1.15	0.135	2.0	31.9
673	1.21	0.56	0.65	0.138	2.1	46.2

lente dépend simplement de la conductivité de la matrice solide tandis que l'épaisseur optique est une constante dépendante de la géométrie. Les résultats de l'inversion sont plutôt encourageants et vont dans ce sens. Entre 673K et 1073K la conductivité du SiSiC est respectivement égale à 50.5 W/(mK) et 30.8 W/(mK). Cependant, nous pouvons noter que les conductivités phoniques équivalentes varient très faiblement avec la température. Cela s'explique par le fait que nous sommes assez peu sensible à ce paramètre à ces températures. Par exemple, à 1073K, la conduction ne représente qu'environ 16% du transfert total. À 673K, elle est presque équivalente au rayonnement. Le ratio est tel que $\lambda_{foam}/\lambda_{tot} = 46\%$. À l'inverse, l'épaisseur optique est estimée beaucoup plus précisément. Cette dernière varie très faiblement. Nous notons un écart-type inférieur à 5% sur cette gamme de température. Dans cet exemple, le rayonnement, est donc bien le mode de transfert qui est le plus efficacement caractérisé.

La fig. 3.45 vient aussi confirmer ce constat. Les conductivités totale et radiative sont proportion-

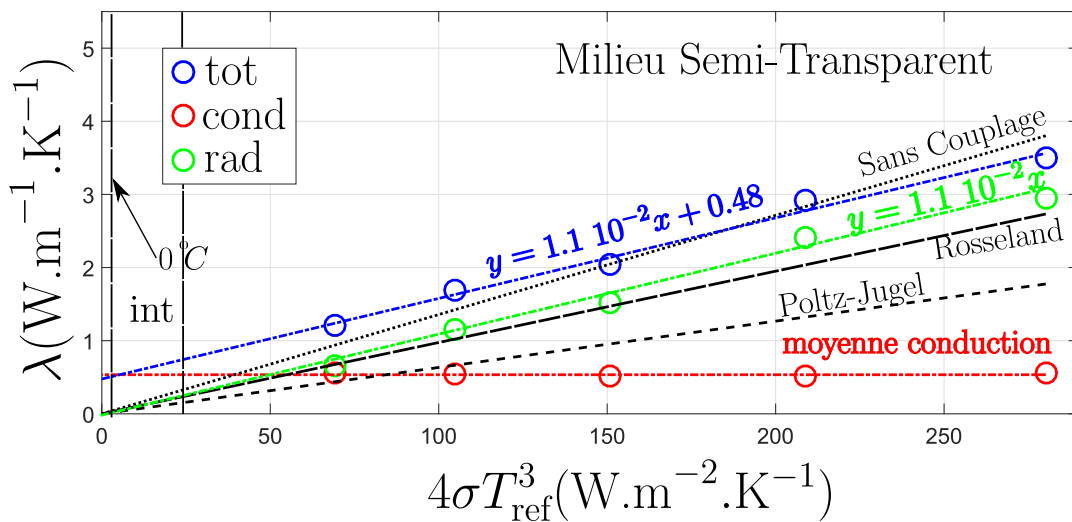


FIGURE 3.45 – Comparaison des conductivités radiatives pour la mousse SC2

nelles à la température de référence au cube. En extrapolant la conductivité totale obtenue avec le modèle cp, nous observons une valeur de conductivité phonique (valeur à 0K) proche de la moyenne des conductivités phoniques estimées avec le modèle cr. Elles sont respectivement égales à 0.48 W/(mK) et 0.54 W/(mK). Cela confirme, par deux modèles différents, que la conductivité

de la matrice solide est peu influente lorsque le rayonnement est aussi important.

Sur cette figure, nous constatons toujours que les conductivités radiatives sont toujours bien inférieures à celles calculées avec le modèle sans couplage. Les modèles de Poltz-Jugel et Rosseland donnent des résultats bien différents comme observé dans les configurations semi-transparentes précédentes (cas faible optiquement). De plus, les conductivités radiatives que nous estimons par différence entre le modèle cp et cr sont bien supérieures aux valeurs prévues par ces deux derniers modèles. Cette fois encore, cela prouve que le transfert radiatif n'est pas assimilable à un transfert conductif. Nous constatons tout de même qu'un bon accord entre les trois conductivités radiatives (mesurées, Rosseland et Poltz-Jugel) tend à être trouvé à de bien plus faibles températures (proche ambiante). Cela peut s'expliquer par le fait que le transfert conductif devient majoritaire.

3.5.3 Etudes annexes

Après avoir mis en évidence l'identifiabilité des paramètres thermique et radiatif pour différentes températures de référence et différentes épaisseurs optiques, nous nous intéressons dans la prochaine étude à l'influence de paramètres extérieurs sur l'inversion comme : la présence de l'air au sein du four et le temps d'excitation. Cela nous permettra encore, de vérifier la reproductibilité des résultats, d'identifier les perturbations dues à ces deux paramètres "parasites" et de proposer des améliorations expérimentales. Par souci de concision, nous présentons les résultats obtenus seulement sur la mousse stochastique C1.

Impact de la pression

Des auteurs comme C. Y. Zhao et al. [58] ou F. Bourret et al. [129] ont montré que la qualité du vide est fondamentale. La présence d'air (ou d'une phase fluide) perturbe les propriétés estimées lors de la caractérisation de matériaux hétérogènes comme ils ont pu le remarquer sur des mousses métalliques à 30 PPI ou cellulaires en carbone à 20 PPI. Des phénomènes de transport de chaleur comme la conduction/convection par la phase fluide peuvent être observés. Cela induit généralement une augmentation de la conductivité phonique estimée puisque cette dernière comprend alors l'ensemble des transferts assimilables à de la conduction. De plus, des perturbations sur les épaisseurs optiques estimées sont aussi possibles avec la propagation de l'erreur. Pour la convection naturelle, nous pouvons nous référer au critère donné par L. Rayleigh [130] :

$$Ra = \frac{g\beta_d\Delta Td^3}{a_f\mu_f} < 1700 \quad (3.45)$$

avec g l'accélération de la pesanteur, β_d le coefficient de dilatation du fluide à pression constante, ΔT l'écart de température du milieu, d la taille de pore caractéristique, a_f la diffusivité du fluide et μ_f sa viscosité cinématique. En choisissant les propriétés de l'air à 800 °C et en prenant la plus

grande taille de cellules traitée (10 mm), le nombre de Rayleigh calculé est bien inférieur au critère proposé. La convection naturelle serait donc inexistante. Cependant, des phénomènes de conduction par la phase fluide sont toujours possibles [128].

Pour cette étude, nous modifions la pression au sein du four afin d'estimer l'impact de l'air entre la pire configuration possible (pression atmosphérique) jusqu'à la meilleure permise par le banc actuel ($P = 9.10^{-3}$ mbar). Entre les deux, nous réalisons aussi une mesure à deux autres niveaux de pression tels que $P = 250$ mbar et $P = 0.4$ mbar. La fig. 3.46 représente les résultats de l'inversion des modèles cp et cr pour les différentes pression traitées.

D'après ces résultats d'inversion, la pression au sein du four n'a aucune influence sur la qualité

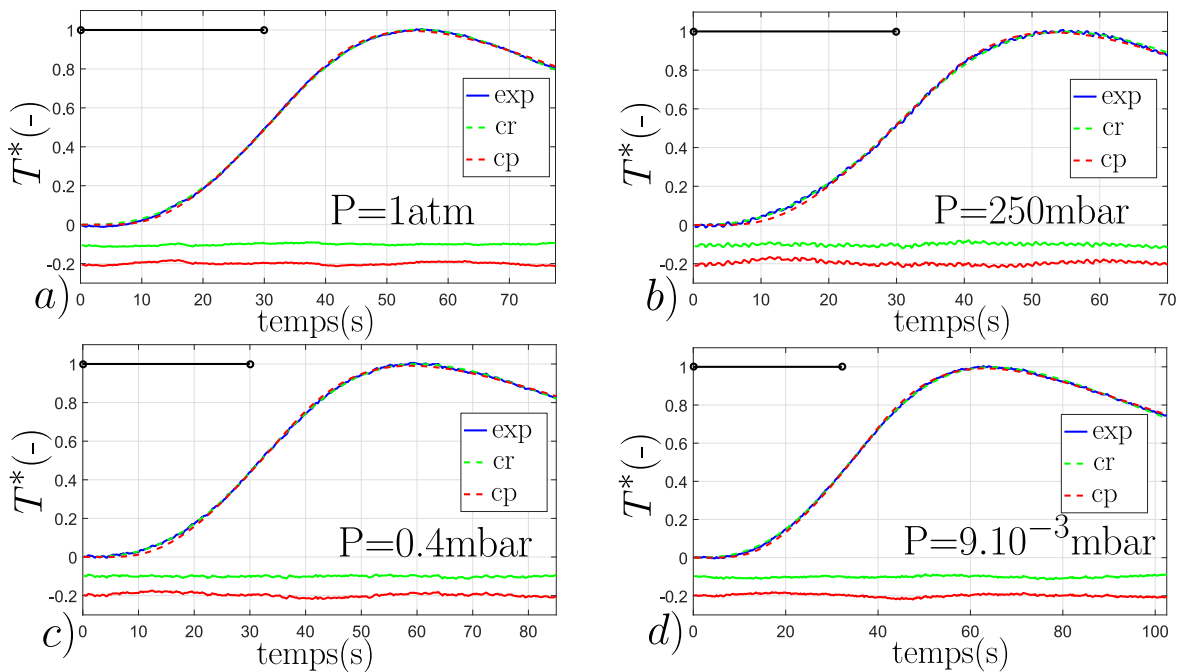


FIGURE 3.46 – Influence de la pression, étude de la mousse C1, thermogrammes et résultats d'inversion des modèles cp et cr : a) à $P = 1$ atm b) $P = 250$ mbar c) $P = 0.4$ mbar d) $P = 9.10^{-3}$ mbar

du fit obtenu avec le modèle cr. De plus, cela n'améliore pas les thermogrammes calculés avec le modèle cp dont les résidus restent toujours légèrement signés. Cela signifie que l'augmentation des transferts par l'air sont intégrés dans les paramètres estimés et qu'il est impossible de détecter cet effet parasite par la simple analyse des résidus. Ce constat est en bon accord avec ce qui a été observé par C. Y. Zhao et al. [58].

Le Tableau 3.11. rassemble les résultats de l'inversion tandis que la fig. 3.47 a) compare les thermogrammes et les résultats de l'inversion obtenus avec le modèle cr. Les fig. 3.47 b) et c) représentent respectivement les conductivités et les coefficients d'extinctions estimés en fonction de la pression. Sur l'axe des abscisses figure le numéro de l'essai correspondant à la pression traitée (cf. Tableau 3.11) afin de faciliter la lecture.

La fig. 3.47 a) illustre bien l'impact de l'air. Nous n'observons aucune différence entre les thermo-

TABLEAU 3.11 – Paramètres estimés : impact de la pression

P (mbar)	λ_{tot} (W/(m K))	λ_{foam} (W/(m K))	λ_r (W/(m K))	β (mm ⁻¹)	τ (-)	$\lambda_{\text{foam}}/\lambda_{\text{tot}}$ (%)
1013 (1)	2.55	0.42	2.14	0.235	4.70	16.4
250 (2)	2.75	0.23	2.52	0.201	4.02	8.36
0.4 (3)	2.53	0.28	2.25	0.212	4.23	11.1
9 10 ⁻³ (4)	2.45	0.29	2.16	0.199	3.98	12.1

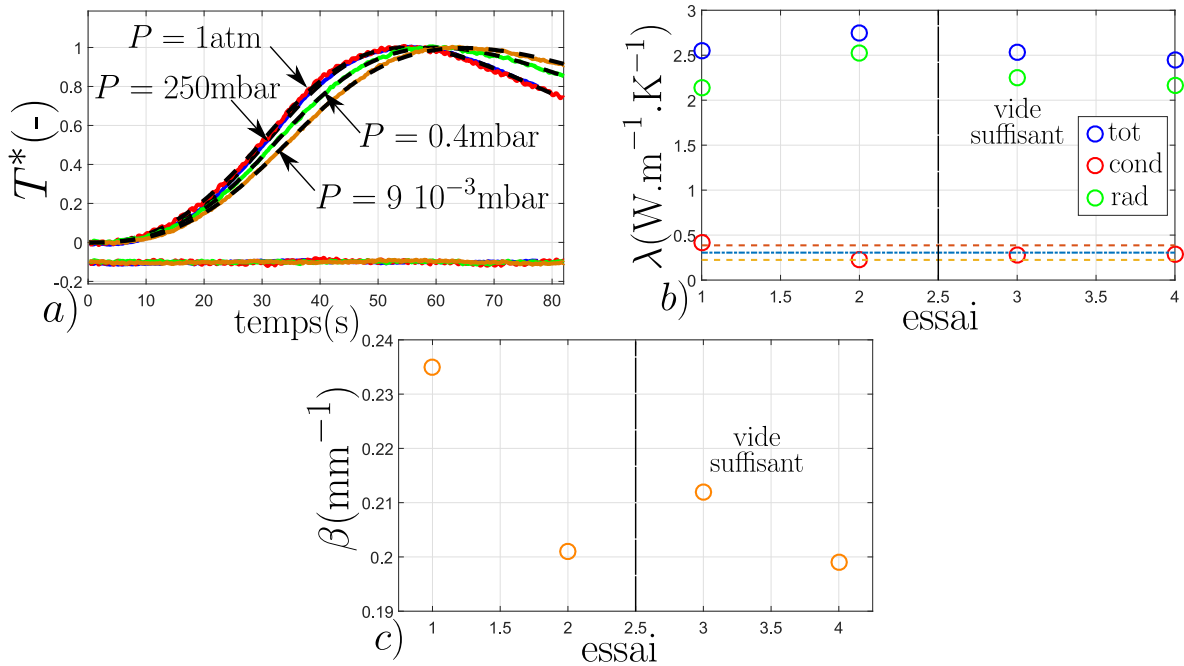


FIGURE 3.47 – Influence de la pression, étude de la mousse C1 : a) Thermogrammes, modèles cr après inversion et résidus pour toutes les pressions traités b) Valeurs des conductivités totales, radiatives et phoniques estimées pour différentes pressions c) Valeurs des coefficients d’extinctions estimées pour différentes pressions

grammes correspondants aux deux premières pressions ($P = 1 \text{ atm}$ et $P = 250 \text{ mbar}$). Ensuite, le thermogramme associé à une pression bien plus faible ($P = 0.4 \text{ mbar}$) atteint le maximum de température bien moins vite que les deux thermogrammes précédents. Le transport de chaleur est donc bien accéléré par l’ajout du transfert par l’air. D’après ces résultats, en dessous de $P = 250 \text{ mbar}$, une faible différence sur le résultat est observé. Cela peut être dû à une quantité encore trop importante de gaz. Cependant, l’écart est satisfaisant pour une mesure réalisée à si haute température.

Pour s’en convaincre, il suffit de regarder les valeurs estimées (cf. Tableau 3.11, fig. 3.47 b) et c)). Les conductivités totales des deux premiers essais sont légèrement supérieures aux deux suivants. L’expérience réalisée à pression atmosphérique provoque l’identification d’une conductivité phonique et d’une épaisseur optique plus grande que les expériences réalisées sous vide. Les autres essais montrent des résultats très proches. Ces résultats démontrent, dans un premier temps, la reproductibilité des résultats pour cet échantillon. Dans un second temps, nous pouvons dire que

l'air a globalement un faible impact sur les valeurs estimées pour une pression inférieure à 250 mbar. Évidemment, les phénomènes de conduction par l'air augmentent avec la diminution de la taille des pores. Cependant, le niveau de pression permis par ce banc permet de supposer que ces derniers sont négligeables pour les échantillons traités.

Impact de la durée d'excitation et répétabilité

Cette partie s'intéresse à l'impact de la durée d'excitation sur la précision des paramètres estimés. La durée d'excitation est parfaitement connue et est systématiquement prise en compte dans le modèle lors de l'inversion. Cependant, il est communément admis qu'une excitation de type "dirac" correspond à la meilleure excitation possible du point de vue de l'inversion. Cela s'explique par le fait que ce type d'excitation est la moins "intrusive" thermiquement. Elle se contente d'apporter l'énergie dans un temps tellement court (généralement 100 fois inférieur au temps nécessaire pour atteindre le maximum), que l'ensemble du signal obtenu correspond à la signature thermique réelle du milieu. À l'inverse, une durée d'excitation plus longue réduit l'influence thermique du milieu. Le résultat obtenu correspond dès lors à un couplage excitation/milieu. L'idée à retenir est donc que l'excitation la plus courte possible est la meilleure. Cependant, encore faut-il être capable de générer une excitation suffisamment puissante pour observer une élévation de température suffisamment haute sur la face arrière de l'échantillon. Il est donc bien question de déposer suffisamment d'énergie sur la face avant dans un temps suffisamment court. En effet, une plus grande énergie déposée entraîne inévitablement un bien meilleur ratio signal/bruit. En prenant en compte l'aspect isolant des échantillons, des fortes températures à traiter (hautes pertes) et l'excitation disponible (laser CO₂), nous comprenons rapidement qu'un compromis est à déterminer.

Pour cette étude, appliquée à la mousse C1, nous avons fait réaliser spécialement un boîtier de commande laser afin de contrôler précisément la durée d'excitation. Dans les études présentées précédemment, cela a été exécuté manuellement. Les fig. 3.48 a)-e) représentent les résultats des inversions des modèles cp et cr. Nous pouvons alors voir qu'un temps d'excitation de 10 s semble trop faible. Le bruit de mesure est important et la forme du thermogramme révèle la présence d'une légère sensibilité à la régulation du four. Ce phénomène est aussi faiblement présent sur la courbe obtenue avec une excitation de 20 s, notamment aux temps courts. Pour des excitations plus longues, le thermogramme expérimental est de bonne qualité. Cependant, pour une excitation "trop longue" ($t_d = 50$ s), nous observons une élévation linéaire de la température. Cela est un indicateur d'un comportement thermique de type "petit corps", cas typique où l'excitation devient trop "intrusive". Un résultat très intéressant ressort de cette étude. Nous pouvons noter que l'écart entre un modèle cp et cr diminue avec l'augmentation du temps d'excitation. Ce constat indique donc nécessairement

que l'augmentation du temps d'excitation augmente le phénomène de corrélation entre la conduction et le rayonnement et réduit la précision de l'estimation. De plus, la dépendance de la durée d'excitation pose problème pour déterminer précisément le domaine de validité de l'approximation de la diffusion (Rosseland). Par exemple, une inversion réalisée sur le thermogramme obtenue avec $t_d = 50$ s présente une corrélation (coefficient de corrélation calculé à 0.99) alors que cette dernière est moins observée pour les autres.

La fig. 3.48 f) compare les différents thermogrammes. Nous mettons ici clairement en évidence le

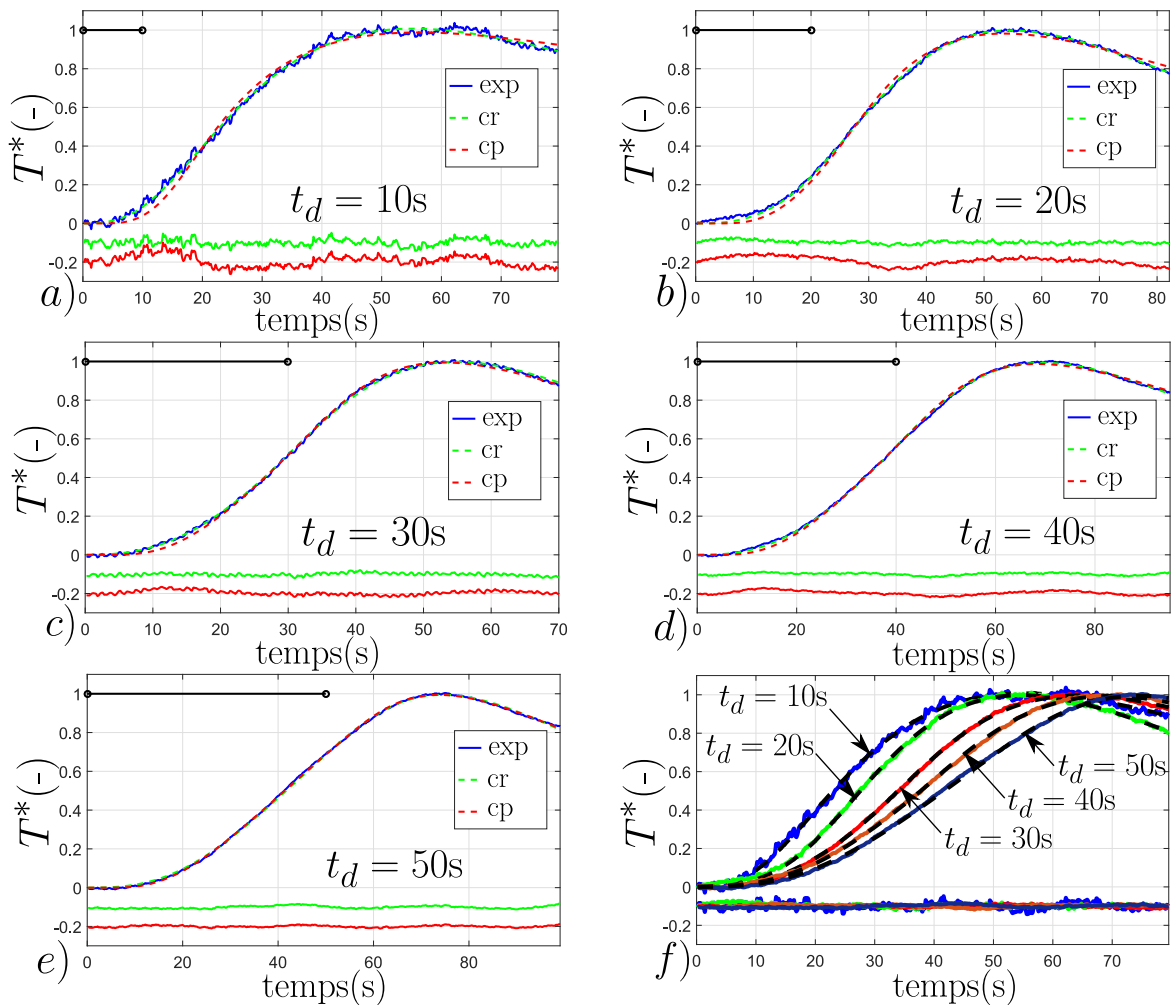


FIGURE 3.48 – Influence de la durée d'excitation, étude de la mousse C1, thermogrammes et résultats d'inversion des modèles cp et cr avec : a) $t_d = 10$ s b) $t_d = 20$ s c) $t_d = 30$ s d) $t_d = 40$ s e) $t_d = 50$ s f) Comparaison des thermogrammes et résultats de l'inversion du modèle cr pour les différents temps d'excitation

fait que l'élévation en température est plus lente avec l'augmentation du temps d'excitation. Il faut faire très attention sur ce point. Cela est uniquement dû à un effet d'échelle associé à la température adimensionnée T^* .

Le Tableau 3.12. consigne les paramètres estimés. Nous représentons respectivement sur les fig. 3.49 a) et b) les conductivités estimées et les coefficients d'extinction en fonction de la durée d'excitation

TABLEAU 3.12 – Paramètres estimés : impact du temps d'excitation

t_d (s)	λ_{tot} (W/(m K))	λ_{foam} (W/(m K))	λ_r (W/(m K))	β (mm ⁻¹)	τ (-)	$\lambda_{foam}/\lambda_{tot}$ (%)
10	2.88	0.30	2.59	0.191	3.82	10.3
20	2.45	0.27	2.18	0.200	4.00	11.0
30	2.45	0.29	2.16	0.199	3.98	12.1
40	2.48	0.31	2.17	0.205	4.01	12.4
50	2.16	0.25	1.91	0.238	4.78	11.4

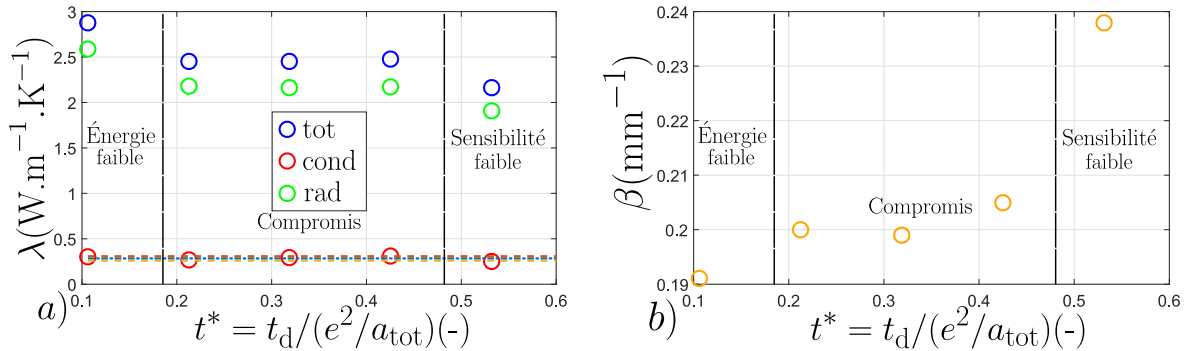


FIGURE 3.49 – Impact du temps d'excitation sur la mousse C1, paramètres estimés : a) conductivités en fonction du temps d'excitation adimensionné b) coefficients d'extinction en fonction de la durée d'excitation adimensionnée

adimensionnée. Cette dernière est simplement définie comme la durée d'excitation divisée par le temps caractéristique de diffusion total. Les résultats présentés montrent bien cette idée de compromis à déterminer afin de réaliser une mesure de qualité. Dans le cas d'une excitation "trop courte" tel que $t_d = 10$ s, l'erreur vient essentiellement du bruit de mesure expérimental. À l'inverse, pour une excitation plutôt longue ($t_d = 50$ s), l'erreur vient de la corrélation entre les deux paramètres. Entre les deux, nous observons une certaine constance sur les paramètres estimés, preuve de l'indépendance de la solution au temps d'excitation et de la bonne répétabilité des résultats.

En conclusion, il n'y a finalement qu'une seule possibilité d'amélioration : augmenter la puissance laser pour déposer plus rapidement la même quantité d'énergie. Il est plutôt communément admis dans le domaine de l'inversion qu'une excitation supérieure au temps de demi-montée du thermogramme entraîne une mauvaise qualité d'estimation. Cela peut s'expliquer simplement par le fait que lorsque la plus grande partie de l'énergie a atteint la face arrière, la source continue d'alimenter la face avant. La signature thermique est donc plus caractérisée par l'excitation que par le comportement du matériau en lui-même. Ce type d'excitation n'est pas adapté à une méthode de caractérisation transitoire et est généralement plus utilisée pour des méthodes dite semi-établies. En augmentant davantage le temps d'excitation, nous nous approcherions même de méthode stationnaire utilisé pour la caractérisation de la conductivité thermique totale (type plan chaud).

Influence du modèle choisi

L'idée ici est de comparer les résultats d'estimations obtenus par des modèles basés sur la simplification de l'ETR ou sur une simplification géométrique (1D) par rapport au modèle de référence (MMC 2D). Cette partie a fait l'objet d'une étude théorique présentée dans le chapitre précédent. Nous avons montré les avantages et inconvénients de chacune. Il s'agit, par cette simple étude, de montrer les résultats de l'application concrète de ces modèles.

La fig. 3.50 rassemble les résultats correspondants aux deux paramètres estimés par les modèles

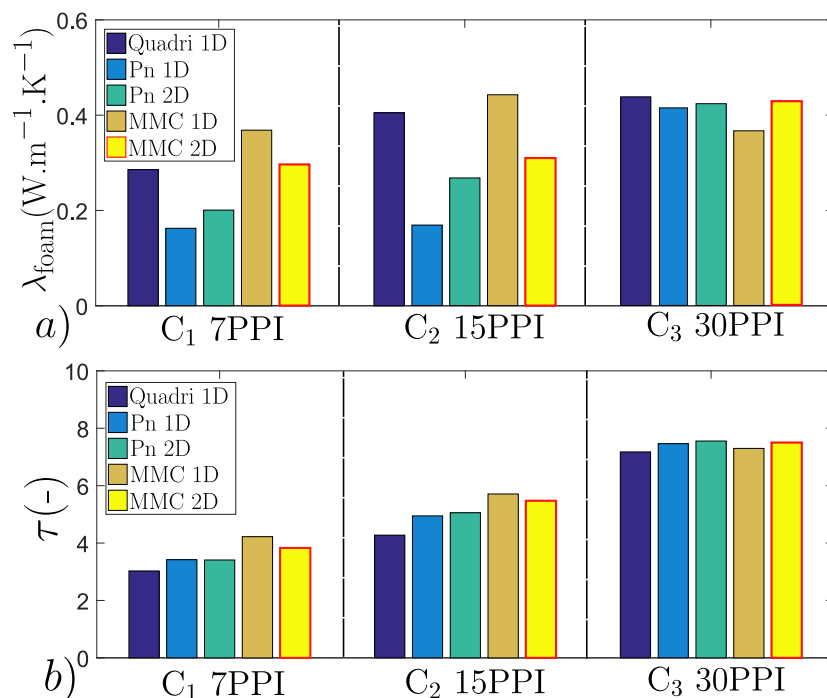


FIGURE 3.50 – Influence du modèle : a) conductivités phoniques estimées b) épaisseurs optiques estimées

cr : quadripole, Pn et MMC en 1D et 2D, appliqués, pour l'exemple, aux mousses C1, C2 et C3. La fig. a) correspond à la conductivité phonique tandis que la fig. b) correspond à l'épaisseur optique. Par souci de brièveté, les thermogrammes ne sont pas présentés. Cependant, toutes les courbes résultantes de l'inversion calculées avec les différents modèles sont toutes parfaitement identiques et les résidus sont plats. Il est donc difficile de déterminer la validité de l'hypothèse d'unidirectionnalité du transfert de chaleur grâce à la simple étude des résidus. Cependant, les résultats d'inversion associés peuvent être très différents. Tout d'abord, le cas de la mousse C3 est particulièrement intéressant. Tous les modèles sont en bon accord sur les deux valeurs estimées. Pour une épaisseur optique forte, le rapport d'aspect imposé par la géométrie des échantillons est suffisant pour valider l'utilisation d'un modèle 1D. De plus, comme démontré dans le chapitre précédent, il y a finalement peu de différence entre un modèle Quadripolaire, Pn et MMC même à haute température. Il suffit donc de traiter un matériau fort optiquement. Pour les deux autres échantillons possédant une

épaisseur optique plus faible ce constat est différent.

Nous avons montré que le modèle par harmoniques sphériques a tendance à sur-estimer les transferts radiatifs. Pour un jeu de paramètres identique, le thermogramme calculé avec le Pn est toujours situé au-dessus du thermogramme calculé par la MMC. Le constat opposé a été observé en comparant le modèle quadripolaire au modèle MMC. Cependant, pour un thermogramme donné, il est difficile de prévoir les écarts sur les estimations des deux paramètres. En effet, les paramètres libres, par effet de compensation, peuvent intégrer les biais occasionnés par la simplification de l'ETR.

D'après les résultats des mousses C1 et C2, l'épaisseur optique équivalente calculée avec un modèle Pn ou quadripolaire est légèrement sous-estimée par rapport à celle obtenue avec la MMC. Cependant, le rayonnement étant le mode de transfert prépondérant et décorrélié de la conduction, l'écart au modèle MMC provoque un écart encore plus important sur le paramètre conducteur.

Par comparaison entre les modèles 1D et 2D, nous estimons, cette fois-ci que le rapport d'aspect ne permet pas de s'affranchir d'un modèle 2D. L'épaisseur optique estimée avec un modèle 1D n'est jamais très loin du modèle 2D. Cela est dû à l'importance du transfert radiatif devant le transfert conducteur. La preuve de cet argument est la grande dispersion des valeurs de conductivité estimées. La frontière latérale a donc une influence légère qui augmente avec la diminution de l'épaisseur optique et l'augmentation des transferts radiatifs. Une amélioration possible permettant de se ramener systématiquement à un modèle 1D serait de travailler avec des échantillons de diamètres supérieurs.

3.5.4 Ouverture et améliorations possibles

Cette sous-partie s'intéresse à différents aspects annexes de notre étude et apporte des pistes de réflexions sur des possibilités de caractérisation, d'améliorations expérimentales et de modélisations.

Détermination de l'albédo

Nous avons démontré précédemment (cf. section 3.4.6) que, dans le cas de mousses opaques et fortement absorbantes, l'albédo de diffusion est peu influent. Dans le cadre de l'étude des mousses SiC et SiSiC, nous avons décidé d'imposer ce paramètre à 0 et de se contenter de l'estimation du coefficient d'extinction. Nous avons alors montré que ce dernier est suffisant, comme unique paramètre radiatif, pour décrire le comportement thermique des milieux poreux. Nous tentons ici d'estimer simultanément un coefficient d'absorption et un coefficient de diffusion. Lorsque la diffusion est considérée, le calcul d'une nouvelle direction après diffusion est réalisé à partir d'une fonction de phase isotrope.

La fig. 3.51 montre, pour 6 mousses différentes, les valeurs des paramètres radiatifs estimés dans

le cas d'une inversion à un paramètre (extinction, albédo nul) et à deux paramètres (extinction albédo). La fig. b) montre les valeurs d'albédo obtenues lors de l'inversion à deux paramètres.

D'après ces résultats, il paraît difficile d'obtenir une mesure précise de ce paramètre. Cependant,

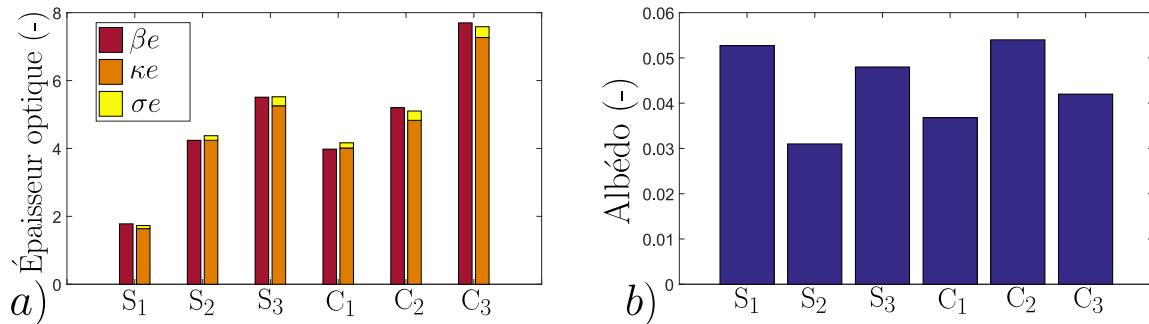


FIGURE 3.51 – Identification de l'albédo de diffusion pour les mousses S1, S2, S3, C1, C2 et C3 : a) Comparaison des estimations avec le coefficient d'extinction libre β et diffusion fixée nulle ($\sigma = 0$) et les coefficients d'absorption κ et de diffusion σ libres b) Albédo de diffusion estimé pour le cas κ et σ libres

les valeurs obtenus ne sont pas illogiques et peuvent convenir selon le critère d'exigence à atteindre. Premièrement, nous retrouvons bien que la somme des paramètres κ et σ estimés simultanément est égale à l'extinction β estimée seule avec diffusion nulle. De plus, d'après la fig. b), il y a une certaine constance de la valeur d'albédo caractérisée pour les différents échantillons. En moyenne, la valeur d'albédo est légèrement inférieure à ce qui peut être attendue (environ 0.1-0.15). Ces résultats laissent donc bien présager la possibilité d'une estimation simultanée des deux paramètres radiatifs lors de l'étude de mousses opaques et plus fortement réfléchissantes.

Impact de la résistance de contact

Une des critiques envisageables lors de l'étude d'un système tricouche avec des semelles métalliques ou céramiques est la présence d'une résistance de contact à l'interface semelle/mousse. De plus, cette dernière grandeur est très souvent corrélée à la conductivité thermique du milieu dû à son influence similaire sur le transfert thermique. Elle est donc rarement prise en compte dans la modélisation sous l'hypothèse d'être négligeable devant la résistance thermique à estimer $R_{th} = e/\lambda_{foam}$. Comme l'indique la relation précédente, une idée pour s'en affranchir serait de travailler avec différentes épaisseurs e . Cependant, l'augmentation de l'épaisseur causerait rapidement une corrélation conduction/rayonnement, cela reste difficile à mettre en place. Une autre idée, comme celle utilisée par R. Coquard et al. [67], est d'utiliser une colle carbone. Cependant, il est difficile de la déposer uniformément et précisément.

Nous réalisons l'inversion des thermogrammes associés à 4 mousses au comportement semi-transparent et nous fixons une valeur de résistance de contact comprise entre $7.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{K/W}$ et $4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{K/W}$. Les résultats de l'inversion sont présentés sur la fig. 3.52. Cette dernière montre bien,

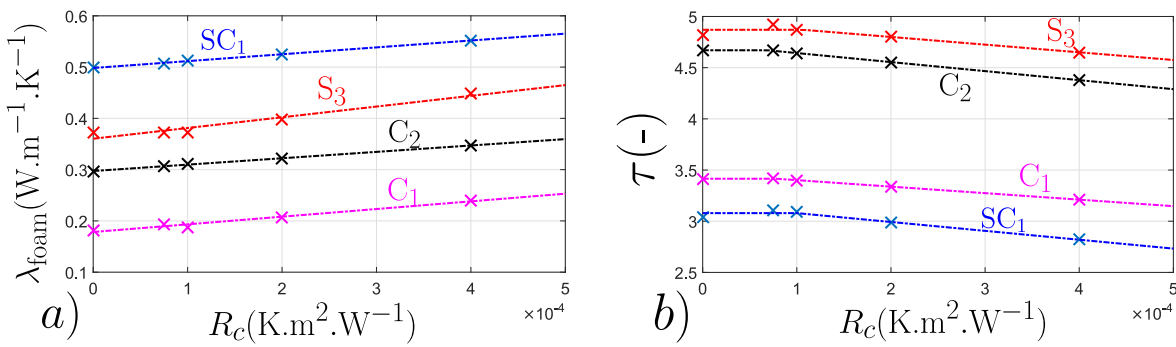


FIGURE 3.52 – Influence de la prise en compte de la résistance de contact : a) sur la conductivité phonique estimée b) sur l'épaisseur optique estimée

par la légère variation constatée, que la méconnaissance de la résistance de contact entraîne une légère sous-estimation de la conductivité phonique et une légère sur-estimation de l'épaisseur optique. D'après les travaux de A. Tariq et M. Asif [224], un contact métal/métal plat, peu rugueux et sans exercer de pression de contact supplémentaire (ce qui est le cas dans notre expérience) entraîne une résistance de contact comprise grossièrement entre 10^{-4} m² K/W et $2 \cdot 10^{-4}$ m² K/W. Dans cet intervalle, les estimations, même faiblement biaisées, restent donc satisfaisantes. Au-delà d'une valeur de $4 \cdot 10^{-4}$ m² K/W, l'écart avec la valeur estimée sans résistance de contact commence à devenir important (supérieur à 10%). À l'avenir, il est prévu de reproduire ces essais avec l'emploi d'une colle de carbone. De plus, de nouveaux essais traiteront des échantillons de mousses SiSiC possédant des semelles intégrées lors de leur fabrication. Ces derniers seront comparés avec des mousses SiSiC sans semelles intégrées provenant du même procédé de fabrication.

Céramiques semi-transparentes

En l'état actuel, la caractérisation de la conductivité équivalente et de paramètres radiatifs équivalents d'échantillons de mousses fabriqués à partir de la zircone et de l'alumine reste encore à étudier. Comme montré dans des parties précédentes, ces céramiques possèdent un comportement semi-transparent qui rend plus complexe la description physique des transferts radiatifs au sein du milieu. La forme des thermogrammes associés à ces comportements est particulièrement singulière comme représenté sur la fig. 3.53. Entre l'instant initial et l'arrêt de l'excitation, ces thermogrammes possèdent une élévation de la température beaucoup plus rapide que ceux correspondants aux mousses opaques. La pente est beaucoup plus prononcée à l'origine. Ensuite, à l'arrêt de l'excitation, nous observons une cassure très nette de l'élévation pour voir apparaître, sur le reste de la courbe, une évolution plus classique. Dès lors, une inversion à 4 paramètres libres telle qu'utilisée jusqu'à présent ne suffit plus pour décrire le comportement thermique du milieu. Ce comportement ne provient pas non plus des phénomènes de diffusion du point de vue des transferts radiatifs.

Le problème étant alors sous-déterminé, l'idée serait de se donner un paramètre supplémentaire

pouvant expliquer ce comportement tout au long de l'excitation. Cette variation nous rappelle le "saut" de température observé lors de l'étude des disques (système monocouche) dû à un transfert radiatif direct entre la face avant et la face arrière. Ce dernier est, de plus, particulièrement prononcé pour une excitation "infiniment courte". Pour le cas d'un tricouche, ce "saut" est censé disparaître dû à l'inertie thermique des semelles et l'application d'une excitation plus longue pour être remplacé par une tangente non-nulle aux temps courts comme celle observée sur ces deux thermogrammes. Le comportement thermique peut donc être expliqué par un transfert radiatif direct (transparence) entre les surfaces des semelles en contact avec le milieu poreux.

Nous ajoutons un cinquième paramètre K_2 prenant en compte un couplage face avant/arrière. Il se définit comme :

$$T^* = T_{ar}^* \cdot K_2 + T_{av}^* \cdot (1 - K_2) \quad (3.46)$$

Ce dernier est compris entre 0 et 1. Il impose simplement une corrélation ("un lien") entre les deux faces. D'après les résultats de l'inversion présentés sur la fig. 3.53, le paramètre supplémentaire est bien suffisant pour décrire l'évolution des températures des deux mousses aux brins semi-transparents. De plus, d'après l'étude des sensibilités, c'est bien le paramètre K_2 qui prend en compte cette rupture de l'évolution en température puisque sa sensibilité atteint son maximum à l'arrêt de l'excitation. Jusqu'à ce moment les autres paramètres sont plutôt faiblement influents. Par la suite, l'influence de ce paramètre diminue rapidement pour laisser place à l'influence des transferts radiatifs visible par la sensibilité très forte de l'épaisseur optique équivalente.

Nous sommes donc en mesure de fournir un modèle et les paramètres pour le faire fonctionner. Cependant, dans les cas de brins semi-transparents, il semble que le transfert par rayonnement est "à deux vitesses" puisqu'il nécessite un paramètre pour décrire des phénomènes qui s'apparentent à de la transparence pure et un paramètre pour des phénomènes qui s'apparentent à de la semi-transparence. Il est alors possible de s'interroger sur l'aspect réellement physique des paramètres estimés.

Ainsi, la somme des épaisseurs des brins traversés n'est pas suffisante pour absorber totalement le rayonnement incident. Il apparaît alors évident que l'augmentation de l'épaisseur des échantillons nous permettrait, à terme, de pouvoir s'affranchir de ces effets de transparence et fournir un unique paramètre pour décrire le milieu poreux comme un milieu beerien homogène.

Des travaux très récents comme ceux réalisés dans le cadre de la thèse de Y. Dauvois traitent de cette problématique. Ils montrent, dans le cas de deux phases (transparente/semi-transparente), que la phase semi-transparente n'est pas assimilable à un milieu beerien. Ils proposent alors un modèle radiatif (basé sur une méthode de Monte Carlo) couplé qui résout l'ETR pour représenter la phase fluide (Beerienne) et l'ETRG (ETR Généralisée) pour représenter la phase solide semi-transparente.

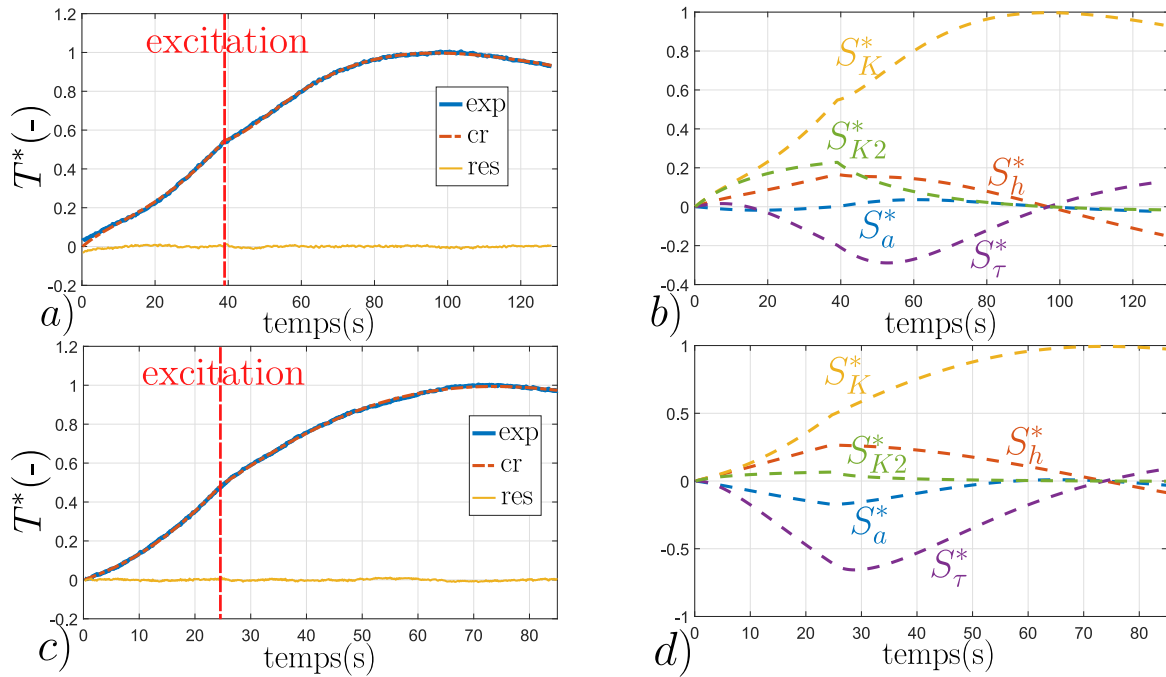


FIGURE 3.53 – Résultat de l'inversion à 5 paramètres : a) Thermogrammes, modèle cr et résidus de la mousse en alumine b) Sensibilités associées c) Thermogrammes, modèle cr et résidus de la mousse en zircone d) Sensibilités associées

À l'avenir, il pourrait donc être intéressant d'appliquer ce type de modèle afin d'apporter une caractérisation plus fine à ce problème et d'obtenir des paramètres équivalents propres à chacune des deux phases.

Comparaison mousse de validation

À l'inverse, le comportement observé pour la mousse en zircone ou en alumine et qui s'apparente à de la transparence entre les deux semelles n'a pas été constaté pour tous les échantillons de mousses opaques, même ceux comportant peu de cellules dans l'épaisseur. Cela signifie qu'une quantité trop faible d'énergie par transfert radiatif traverse l'échantillon et qu'il y a bien une interaction volumique avec tous les milieux poreux traités dans ce travail de thèse.

La mousse C3 a fait l'objet d'une attention particulière. Nous avons utilisé deux méthodes pour prédire la conductivité équivalente à l'ambiante (cf. section 3.4.5 et la méthode de RDFI pour estimer une propriété radiative équivalente. Les deux premières estiment respectivement une conductivité équivalente de 0.96 W/(mK) et 0.99 W/(mK) pour une conductivité de SiC estimée à 134.2 W/(mK). Étant donné que la conductivité du solide est de 46.2 W/(mK) à 800 °C et que la conductivité équivalente dépend linéairement de la conductivité du solide, nous pouvons attendre une valeur de conductivité équivalente à 800 °C proche de 0.33 W/(mK). La seconde méthode estime un coefficient d'extinction de 460 m⁻¹ ($\tau = 9.3$). D'après les résultats obtenus avec la méthode flash, nous obtenons une valeur de 0.42 W/(mK) pour la conductivité et de 352 m⁻¹ ($\tau = 7.05$)

pour le coefficient d'extinction.

À première vue, les résultats semblent bien dans le même ordre de grandeur mais restent quelque peu éloignés de ceux obtenus avec ces méthodes annexes (environ 25%). Tout d'abord, nous pourrions avancer le fait que pour cette mousse, il existe une légère corrélation qui peut rendre imprécise l'estimation de ces deux paramètres. Cependant, cela n'explique pas tout. En effet, pour ce type de corrélation (coefficient de corrélation positif) une conductivité légèrement plus faible nécessite forcément une épaisseur optique plus faible pour donner le même thermogramme. Si nous retenons l'inversion avec, cette fois-ci, seulement trois paramètres libres en fixant la valeur de l'épaisseur optique, nous obtenons un fit de très bonne qualité avec une conductivité équivalente estimée à 0.75 W/(mK) . Ce qui est encore plus grand que la valeur attendue.

Tout d'abord, comme mentionné précédemment, les méthodes annexes utilisées peuvent présenter une certaine incertitude sur l'estimation, à laquelle s'ajoute les incertitudes liées à la méthode flash appliquée sur les disques. De plus, dû aux transferts radiatifs, la sensibilité associée à la conductivité équivalente reste toujours plus faible que celle correspondant à l'épaisseur optique. Nous remarquons tout de même que les valeurs obtenues sur les autres mousses sont toutes comprises dans un intervalle proche des valeurs obtenues par les méthodes annexes. À ce niveau de température, nous jugeons ces mesures satisfaisantes du point de vue des transferts par conduction.

Pour ce qui concerne l'épaisseur optique, il est à noter que la méthode RDFI nécessite que 99% des rayons suivis aient été interceptés par le milieu poreux. La zone d'émission doit donc être suffisamment petite et éloignée des bords. C'est le cas pour notre étude avec une zone d'émission qui est placée au centre de l'échantillon. Cependant cette valeur, qui est ici valable au cœur de la géométrie, est dépendante de la position de départ, du nombre de rayons non-interceptés et de la qualité de l'approximation de milieu Beerien. De plus l'épaisseur optique estimée par la méthode RDFI ne dépend que de la géométrie du milieu. Il représente le libre parcours moyen (dans toutes les directions) que le rayonnement peut parcourir au sein du milieu. Dans ce cas là, le rayonnement est traité indépendamment des autres modes de transfert. Cependant, la procédure développée dans le cadre de ce travail de thèse ne cherche qu'à fournir un paramètre radiatif gris effectif (Beerien) englobant les échanges constatés expérimentalement dans l'ensemble du volume de l'échantillon. Une différence entre un paramètre géométrique et un paramètre "effectif" est alors logique et a été, par exemple, mis en évidence dans d'autres études [107].

De plus, des problèmes de seuillage, mis en évidence par S. Haussener et al. [225], peuvent rendre incertaine la caractérisation d'un paramètre radiatif par une méthode de suivi de rayons. Ces auteurs ont réalisé la tomographie d'un même échantillon avec deux résolutions différentes respectivement égale à $30 \mu\text{m}$ et $15 \mu\text{m}$. Ils ont remarqué, lors de l'étape de binarisation, que la tomographie résolue plus grossièrement ne requiert pas la même valeur de seuil que la tomographie résolue plus

finement. Dès lors, ils ont choisi la valeur de seuil à $30\ \mu\text{m}$ et une valeur de seuil moyenne entre les deux tomographies pour réaliser les analyses. Les résultats révèlent des différences notables sur certaines propriétés structurales et thermiques. Par exemple, en comparant les valeurs de porosités mesurées expérimentalement ou calculées par l'analyse de la tomographie, ils obtiennent respectivement un écart de 1% et de 6%. Pour la surface spécifique (paramètre essentiel pour les transferts radiatifs et convectifs), l'étude révèle des valeurs respectives de $1367\ \text{m}^{-1}$ et $1680\ \text{m}^{-1}$. Enfin, lors de l'application d'une méthode RDFI, les coefficients d'extinction sont respectivement $430.8\ \text{m}^{-1}$ et $628.4\ \text{m}^{-1}$, ce qui représente un écart encore plus important que celui que nous observons entre la méthode RDFI et la méthode flash. En modifiant le seuil, S. Haussener et al. [225] ont montré qu'il est possible de converger vers un bon accord entre le numérique et l'expérimental.

En conclusion, nous avons aussi constaté un écart de porosité entre une mesure réelle (pycnomètre) et l'analyse associée à la tomographie. D'après le travail de S. Haussener et al. [225] et les valeurs qui ont été caractérisées, les résultats obtenus simultanément par méthode flash sont satisfaisants. Il est à noter que la valeur obtenue par méthode flash est comprise entre celle obtenue par RDFI pour la mousse SiC ($\epsilon = 81\%$) et SiSiC ($\epsilon = 86\%$). La porosité de la mousse réelle étant comprise entre ces deux valeurs, cela semble cohérent. Il serait intéressant, à l'avenir, d'étudier plus précisément ces problèmes de seuils ainsi que d'identifier le lien entre des paramètres radiatifs géométriques obtenus par méthode numérique (suivi de rayons) et les paramètres radiatifs effectifs mesurés expérimentalement.

3.6 Conclusion

L'étude de la conduction et du rayonnement se produisant dans les milieux hétérogènes peut être complexe dû au couplage des modes de transferts. Les principales difficultés résident dans la capacité à séparer chaque mode de transfert de chaleur et à quantifier leur contribution respective. Habituellement, un unique paramètre décrivant la somme des deux modes est identifié. Afin de dépasser ces limites, nous avons développé une méthode basée sur la méthode flash.

L'ensemble de la procédure a été détaillée tout au long de ce chapitre. L'échantillon poreux est placé entre deux semelles et l'ensemble est situé au sein d'un four à l'équilibre à la température de caractérisation désirée. L'évolution temporelle de la température sur la face arrière, conséquence d'un flux de chaleur imposé, est mesurée. Ensuite, un algorithme d'inversion (Levenberg-Marquardt) permet d'estimer simultanément et avec une unique expérience la conductivité thermique équivalente et une épaisseur optique équivalente du milieu poreux homogénéisé. Cependant, la procédure d'inversion nécessite le développement d'un modèle direct du problème. Par conséquent, un modèle prenant en compte le transfert transitoire couplé conducto-radiatif et appliqué à une géométrie

axisymétrique 2D et multi-couches a été développé. Les principes algorithmiques employés pour ce nouveau modèle sont détaillés, en partie, dans le chapitre précédent et en début de ce présent chapitre. L'ETR est résolue par une méthode de Monte Carlo réciproque et optimisée (OERM) tandis que l'équation de la chaleur est traitée avec la méthode des volumes finis.

Deux paramètres, à savoir, la conductivité thermique équivalente λ_{foam} et l'épaisseur optique équivalente sont identifiés pour plusieurs mousses SiC et SiSiC. De plus, nous avons étudié différents types de céramiques (Zircone, Alumine et Graphite), une large gamme de tailles de cellules et différentes organisations de la matrice solide (structurée et stochastique). Les résultats ont montré que la conductivité équivalente était fortement corrélée à la conductivité du solide, à l'organisation de la matrice solide, à la forme des brins et à la porosité interne. Concernant l'épaisseur optique, cette étude montre qu'elle dépend de la porosité mais surtout de la taille moyenne des cellules. Ces résultats sont en bon accord avec des études précédentes. Toute la procédure proposée apparaît comme une amélioration notable pour le domaine de la caractérisation à haute température et de la modélisation rapide et précise des transferts couplés de milieux à géométries complexes.

Du point de vue de l'inversion, le fait de ne disposer que d'une épaisseur fixe et d'échantillons très

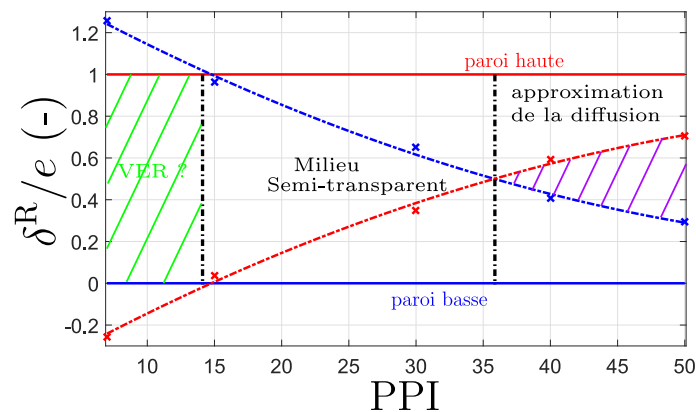


FIGURE 3.54 – Couche limite radiative paroi haute et paroi basse

différents structurellement, nous permet de mettre en évidence un domaine de validité de l'approximation de la diffusion (Rosseland). Lorsque cette dernière est valable, il devient très difficile de réellement séparer les deux modes de transport dû à la corrélation entre les paramètres conductif et radiatif. Ainsi, cette étude permet aussi d'anticiper le dimensionnement des échantillons pour de futurs essais selon les paramètres que nous souhaitons estimer : la conductivité totale cond+rad ou un couple conductivité thermique+épaisseur optique.

De plus, les épaisseurs optiques estimées et le constat posé sur les domaines de validité semblent liées au critère de validité de la loi de Fourier radiative proposé par H. Gomar et J. Taine [226]. Ces derniers définissent un coefficient d'absorption radiatif effectif κ_{eff} compris entre le coefficient d'absorption réel et le coefficient d'extinction et une couche limite radiative $\delta^R = 5/\kappa_{\text{eff}}$. Au delà

de cette couche limite, la loi de Fourier radiative devient valable. Étant donné que la diffusion est négligée, si nous représentons (cf. fig. 3.54) les couches limites radiatives normalisées de chacune des deux parois en fonction du PPI, nous constatons que l'approximation devient applicable au cœur de la mousse C4 à 40 PPI. C'est d'ailleurs bien sur cette dernière que nous avons observé un très bon accord entre le modèle conduction pure et l'expérience. Le temps d'excitation accentuant la corrélation, il serait donc possible de caractériser des mousses avec des épaisseurs optiques plus fortes et observer plus précisément la validité de cette approximation avec une source plus puissante. À l'inverse, pour des épaisseurs optiques faibles voire très faibles, lorsque la couche limite radiative devient plus grande que l'épaisseur de l'échantillon, nous sommes en droit de s'interroger sur l'aspect représentatif de la grandeur radiative mesurée. Des essais d'un même échantillon mais possédant plusieurs épaisseurs pourrait apporter des réponses.

Concernant les céramiques semi-transparentes, nous avons montré qu'un jeu de paramètres, sous réserve de prendre en compte la transparence directe de surface à surface, peut être déterminé. Cependant, un modèle basé sur un couplage de l'ETR et de la ERTG peut donner plus de sens physique aux paramètres estimés. De plus, ce type de modèle permet aussi la description du transfert radiatif se développant au sein de deux phases de type opaque/transparence mais non-Beerienne. Même s'il est souvent possible de déterminer un paramètre radiatif Beerien équivalent, l'application d'un tel modèle permettrait de donner plus de précision et de sens physique aux paramètres caractérisés lors de l'étude de milieu comme les milieux fibreux, ce qui correspond à une extension possible de cette présente étude. Du point de vue de la modélisation, une comparaison des différents modèles développés (1D, 2D, MMC, Pn et Quadripôle) a été réalisée dans le chapitre précédent dans le cadre d'une simulation directe tandis que ce chapitre s'intéresse aux résultats des propriétés estimées pour chaque modèle. Ces deux études permettront à l'avenir d'anticiper le choix d'un modèle selon un critère de vitesse/précision. Nous avons montré que pour une forte épaisseur optique, tous les modèles sont en bon accord pour tous les niveaux de température. À l'inverse, pour une épaisseur optique plus faible, la valeur du nombre de Stark devient déterminante. Le rayonnement est le mode de transfert prédominant dans cette étude, un bon accord entre tous les modèles est trouvé concernant la propriété radiative estimée. Ce constat est moins vrai pour la conductivité équivalente. Il serait donc intéressant à l'avenir d'étudier ces échantillons dans des gammes de températures plus faibles. De manière générale, il s'avère que le modèle par Monte Carlo reste précis pour une large gamme de paramètres. Cela permettra son application sur de nombreux milieux homogènes absorbant-émettant mais aussi diffusant ou autres milieux hétérogènes assimilables à un milieu semi-transparent.

Sur la fig. 3.55, et comme dans le chapitre précédent, nous plaçons chaque mousse étudiée sur un diagramme nombre de Stark/épaisseur optique ainsi que les différents comportements thermiques

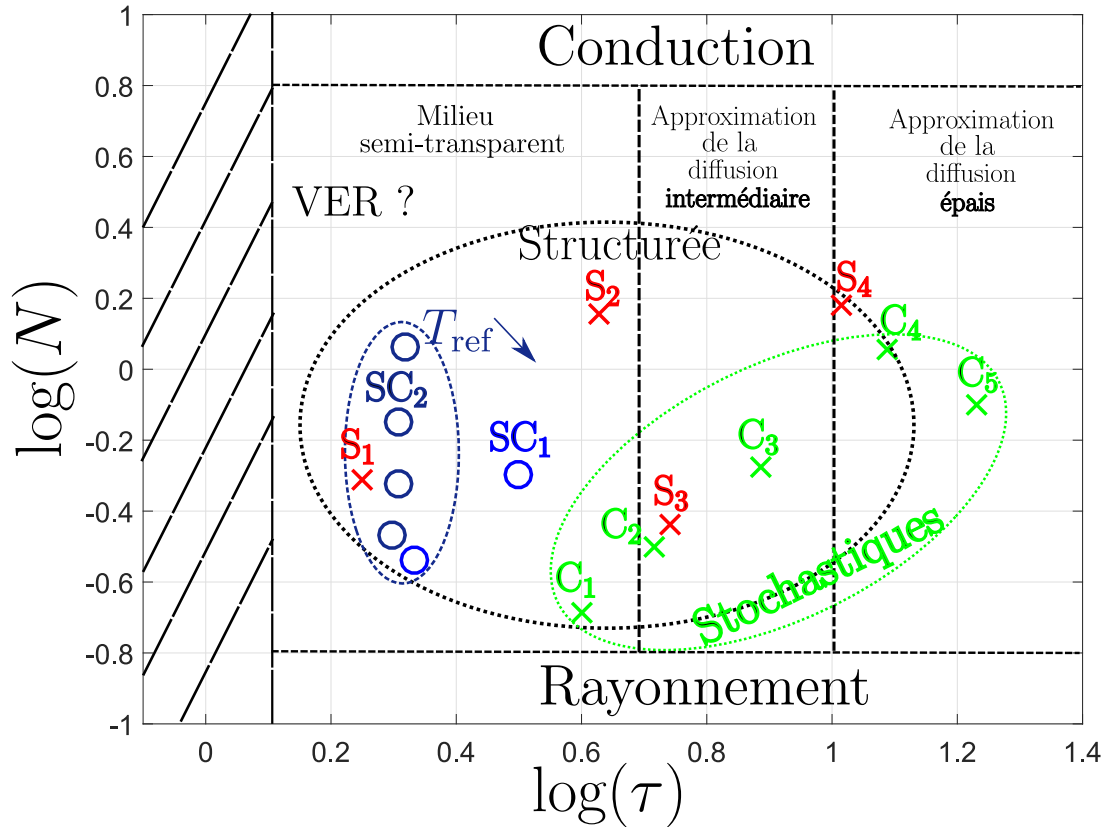


FIGURE 3.55 – Nombre de Stark en fonction de l'épaisseur optique des différents échantillons traités dans ce manuscrit

observés. Sur la zone à l'extrême gauche (zones hachurées), il est très difficile, dans le cas de deux milieux de type opaque/transparent, de visualiser des épaisseurs optiques si faibles. Dans le cas opposé, nous atteignons la zone de validité de l'approximation de la diffusion. La partie haute de ce diagramme correspond à un transfert très largement gouverné par la conduction. Un modèle conduction pure est suffisant et aucune propriété radiative ne peut être estimée. La partie basse correspond au cas où le rayonnement devient très majoritaire. Il devient difficile de caractériser un paramètre conductif et un modèle résolvant précisément l'ETR est nécessaire. Cette partie du diagramme devient plus difficile à étudier dû aux températures s'approchant des températures de fusion du SiC et du SiSiC.

Dans le chapitre suivant, nous présentons une méthode basée sur la caractérisation par une méthode flash 100% numérique. L'idée principale est de se donner plus de liberté quant aux choix des paramètres structuraux et thermiques tout en s'affranchissant des contraintes liées à l'expérience.

MÉTHODE FLASH NUMÉRIQUE : MODÉLISATION DU TRANSFERT COUPLÉ CONDUCTO-RADIATIF

Sommaire

4.1	Introduction	161
4.2	Méthode	163
4.2.1	Introduction à Monte Carlo : formalisme intégral	163
4.2.2	Principe général pour le calcul de la température	165
4.2.3	Marche transitoire en conduction pure	165
4.2.4	Type de Walk-On-Sphere et traitement des conditions aux limites	169
4.2.5	Couplage avec le transfert radiatif	172
4.2.6	Construction de la géométrie	175
4.2.7	Application à la méthode Flash numérique	178
4.3	Résultats	182
4.3.1	Validation cas 2D/3D : Conduction pure Flash solide homogène	182
4.3.2	Validation cas 3D, saut d'une interface	183
4.3.3	Validation cas 3D : Comparaison Comsol/Monte Carlo	186
4.3.4	Procédure d'inversion : approximation de la diffusion	201
4.3.5	Validation cas 3D : Conduction pure Flash	203
4.3.6	Étude paramétrique des données du problème : cellules de Kelvin	205
4.3.7	Estimation du coefficient d'extinction par le modèle conducto-radiatif	214
4.3.8	Comparaison méthode flash numérique et expérimental	218
4.4	Conclusion	220

4.1 Introduction

Contrairement à la méthode précédente, l'idée principale de cette étude est de remplacer le thermogramme acquis de façon expérimentale par un thermogramme obtenu numériquement. À partir de la connaissance de la géométrie réelle 3D, il est possible de résoudre de nombreux problèmes

physiques directement sur cette dernière grâce à un solveur commercial ou à un solveur développé en laboratoire. Par exemple, en mécanique du solide, P. Fanelli et al. [227] simulent un essai de compression sur une mousse structurée (Cellules de Kelvin) pour caractériser un module d'Young élastique équivalent. En mécanique des fluides, des auteurs comme Z. Wu et al. [47] ou Y. Jobic et al. [228] s'intéressent à l'écoulement de l'air au sein d'une matrice solide pour en extraire des propriétés fluidiques (pertes de charges et débit) et thermiques (coefficient d'échange équivalent). En thermique, L. M. Evans et al. [229] réalisent une méthode flash tandis que W. Pabst et al. [70] appliquent une méthode de plaque chaude. Ces derniers emploient la méthode des volumes finis en conduction pure puis résolvent le problème inverse avec un modèle supposant le milieu homogène. À notre connaissance, très peu d'études appliquent ce type de procédure sur un problème conducto-radiatif. La voie expérimentale est plus souvent préférée. Cela doit certainement s'expliquer par la complexité de mise en place de la résolution numérique. Tout d'abord l'accès à la géométrie 3D du milieu hétérogène nécessite bien souvent soit l'utilisation de la tomographie X (coûteux) soit un logiciel de génération numérique du milieu (complexe). De plus, avec l'augmentation du nombre de physiques à prendre en compte, la résolution directe peut nécessiter des temps de calculs importants, même avec l'utilisation d'un solveur performant, pour accéder à une solution précise.

L'idée de ce chapitre est de développer une méthode de Monte Carlo nous permettant l'accès à une solution qui soit précise et dans des temps de calcul raisonnables pour un problème 3D conducto-radiatif. Un des principaux avantages de la méthode de Monte Carlo est qu'elle est peu sensible à l'augmentation de la complexité géométrique et physique. Peu importe les dimensions du problème elle n'est pas plus difficile à implémenter et ne requiert pas nécessairement des temps de calculs plus longs. De plus, cette étude est motivée par le développement récent de nouveaux outils comme un générateur de mousses numériques (Laboratoire Thermique de Nantes) et une bibliothèque de suivi de rayons (Laboratoire Laplace de Toulouse), tous deux accessibles librement. Cette dernière apporte notamment le savoir faire issu du monde du dessin d'animation et du jeu vidéo et permet de déterminer très rapidement l'intersection entre des rayons et un ensemble d'objets sans considération d'une éventuelle différence d'échelle ou de l'importance du maillage. Par l'intégration d'outils performants d'optimisation du calcul (hiérarchisation, boîte englobante ...), son utilisation pour la résolution de problèmes physiques complexes devient envisageable.

Nous nous efforcerons, en parallèle de la présentation de notre étude, de mettre en évidence les avantages et inconvénients de l'utilisation de ces outils et des nombreuses possibilités d'extensions et d'études futures. Dans un premier temps, nous introduirons les bases et principes de la méthode de Monte Carlo développée. Par la suite, nous présenterons les différents points clés de l'algorithme comme la résolution de la diffusion, le traitement des conditions aux limites ou encore le couplage avec le transfert radiatif. Nous aborderons le procédé employé pour construire les géométries 3D.

Ensuite, la configuration spécifique du flash numérique ainsi qu'une présentation détaillée de l'algorithme complet seront explicitées. Enfin, nous présenterons les résultats obtenus sur des milieux poreux 3D après la résolution de cas de validations. Nous concluons sur une comparaison entre les résultats issus de la méthode flash numérique et expérimentale ainsi que sur les perspectives possibles de l'emploi de ce type d'outils.

4.2 Méthode

Cette partie traite des différents points essentiels à la mise en place du calcul associé à la modélisation directe d'un problème conducto-radiatif (surfaces opaques) réalisé sur une géométrie complexe hétérogène 3D. Partant du principe général, nous discuterons ensuite des choix réalisés à chaque étape de l'algorithme. Nous terminerons par une présentation complète de la méthode appliquée au cas spécifique de la méthode flash.

4.2.1 Introduction à Monte Carlo : formalisme intégral

De façon générale, la méthode de Monte Carlo permet la résolution d'intégrale. La méthode utilisée dans le chapitre précédent permettait le calcul des échanges radiatifs par le suivi des porteurs d'énergies. Le formalisme dit "analogue" consiste à simuler assez intuitivement les échanges (méthode direct). Cette dernière, grâce à l'utilisation du principe de réciprocité ou le recourt à un échantillonnage préférentielle, peut être améliorer. Ce type de méthode qui est alors appelée "réciproque" et/ou "optimisée". La méthode de Monte Carlo suivant le formalisme dit "intégral" se distingue simplement par l'écriture de la résolution du problème. Cependant, le principe reste le même. Le passage de l'une à l'autre est détaillé dans la thèse de M. Roger [230]. L'idée principale est d'écrire la solution comme l'espérance d'une variable aléatoire. Considérons un problème unidimensionnel. Nous souhaitons résoudre l'intégrale d'une fonction $f(x)$ positive et dérivable sur l'intervalle $[a, b]$ telle que :

$$I = \int_a^b f(x)dx \quad (4.1)$$

En définissant une densité de probabilité $p_X(x)$ définie comme :

$$\int_a^b p_X(x)dx = 1 \quad (4.2)$$

Nous pouvons réécrire la relation eq. (4.1) :

$$I = \int_a^b p_X(x) \frac{f(x)}{p_X(x)} dx = \int_a^b p_X w_I(x) dx \quad (4.3)$$

$w_I(x)$ est appelée la fonction poids de Monte Carlo. En travaillant sur cette nouvelle fonction, le second terme de l'équation eq. (4.3) correspond à la définition de l'espérance de la variable aléatoire $W_I = f(X)/p_X(X)$. En échantillonnant un nombre N de réalisations $[x_i]_{i=1,N}$, nous générons une série $[w_{I,i}]_{i=1,N}$. L'estimation de l'intégrale par Monte Carlo (ou aussi appelé estimateur \hat{I}) se calcule en discrétisant l'eq. (4.3) :

$$\hat{I} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_{I,i} \quad (4.4)$$

Nous remarquons ici, que la densité de probabilité choisie n'impacte en aucun cas le résultat final. Que l'on ait recours à une loi aléatoire exponentielle, normale ou uniforme, cela n'impactera que la vitesse de convergence vers la solution exacte. En plus d'un calcul qui, selon la loi des grands nombre, tend vers une solution exacte, un des grands avantages de la méthode est de pouvoir quantifier la précision associée à l'estimation réalisée. Ainsi, en appliquant le théorème centrale limite, la variance sur l'estimateur s'exprime comme :

$$\sigma_{\hat{I}}^2 = \frac{\sigma_{W_I}^2}{N} = \frac{E[W_I - E(W_I)]^2}{N} = \frac{E(W_I^2) - E(W_I)^2}{N} \quad (4.5)$$

Il est donc possible, à partir de cet échantillonnage, d'estimer simultanément l'estimateur et l'écart-type. D'après la relation précédente, l'écart-type se détermine aisément :

$$\sigma_{\hat{I}} \simeq \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_{I,i}^2 - \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_{I,i} \right)^2} \quad (4.6)$$

En résumé, le principe algorithmique pour cet exemple est donc le suivant. Nous générons une série de nombres aléatoires selon la densité de probabilité choisie. À partir de la connaissance de la fonction à intégrer et de la densité de probabilité on estime la série $[w_{I,i}]_{i=1,N}$. À chaque itération, en stockant la valeur de la réalisation et du carré de la réalisation (cf. eq. (4.6)), nous obtenons la valeur de l'estimateur et l'écart-type associé. Il suffit alors d'arrêter le calcul lorsque la précision est jugée satisfaisante.

Cette méthode peut sembler lourde pour résoudre un problème déterministe si simple. De nombreuses méthodes mathématiques et numériques résolvent facilement l'intégrale d'une fonction d'une seule variable. Cependant, une qualité de la méthode de Monte Carlo, en dehors d'estimer la précision de l'estimation, est qu'elle n'augmente pas en complexité avec le nombre de dimensions. Ainsi, si le problème est maintenant d'estimer l'intégrale multiple d'une fonction de plusieurs variables, le procédé reste le même. Nous définirions autant de densités de probabilités que de variables et par succession de tirages nous obtiendrions la réalisation associée à cette série. La suite de ce chapitre s'attache à décrire chaque étape de la construction de la solution pour résoudre un problème 3D transitoire en conduction et en rayonnement.

4.2.2 Principe général pour le calcul de la température

Lors de l'application d'une méthode de Monte Carlo suivant le formalisme intégrale, l'idée est donc de calculer la grandeur physique désirée (ici la température) comme l'espérance d'une variable aléatoire. Dans le cas le plus général, la température est donc calculée comme :

$$T(x, y, z, t) = E[\Theta(x, y, z, t)] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \theta_i \quad (4.7)$$

avec Θ une variable aléatoire et θ_i les différentes réalisations de cette variable. Cette dernière est obtenue grâce au suivi d'un chemin dépendant de la géométrie, des lois physiques, des conditions aux limites et de la condition initiale considérées. Chaque chemin est une réalisation de l'algorithme. Celui-ci est initialisé à la position (x, y, z) et au temps désiré (t) et s'arrête lorsqu'une température connue est atteinte comme, par exemple, une température imposée à la frontière (condition aux limites) ou la température du domaine à l'instant initial (condition initiale). La température ainsi calculée correspond au résultat de cette réalisation. En augmentant le nombre de chemins, l'algorithme converge, d'après la loi des grands nombres, vers la solution exacte du problème.

4.2.3 Marche transitoire en conduction pure

L'idée maintenant est de simuler par un processus stochastique les différentes lois physiques à résoudre et de définir, pour chacune, l'algorithme à appliquer à la construction des différents chemins. Nous nous intéressons dans cette partie à la conduction pure dans un solide. L'équation de la chaleur transitoire sans termes sources dans le volume Γ s'écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T \quad (4.8)$$

Il est possible de montrer l'analogie directe qui existe entre les méthodes déterministes et stochastiques. Cela a été initialement mis en évidence par L. Rayleigh [231]. Un bon exemple est celui proposé par Haji-Sheikh et E. M. Sparrow [232]. En appliquant un maillage structuré en trois dimensions comme représenté sur la fig. 4.1, la température au nœud (i, j, k) au pas de temps n dépend de la température des nœuds voisins à l'instant précédent $n - 1$. En utilisant une méthode des différences finies qui repose sur un schéma d'Euler explicite d'ordre 1 (EF1) pour le temps et un schéma centré d'ordre deux en espace, la température s'écrit :

$$\begin{aligned} T(x_i, y_j, z_k, t_n) = & \frac{a \Delta t}{\Delta^2} (T(x_{i+1}, y_j, z_k, t_{n-1}) + T(x_{i-1}, y_j, z_k, t_{n-1}) + T(x_i, y_{j+1}, z_k, t_{n-1}) \\ & + T(x_i, y_{j-1}, z_k, t_{n-1}) + T(x_i, y_j, z_{k+1}, t_{n-1}) + T(x_i, y_j, z_{k-1}, t_{n-1})) \\ & + \left(1 - \frac{6a \Delta t}{\Delta^2}\right) T(x_i, y_j, z_k, t_{n-1}) \end{aligned} \quad (4.9)$$

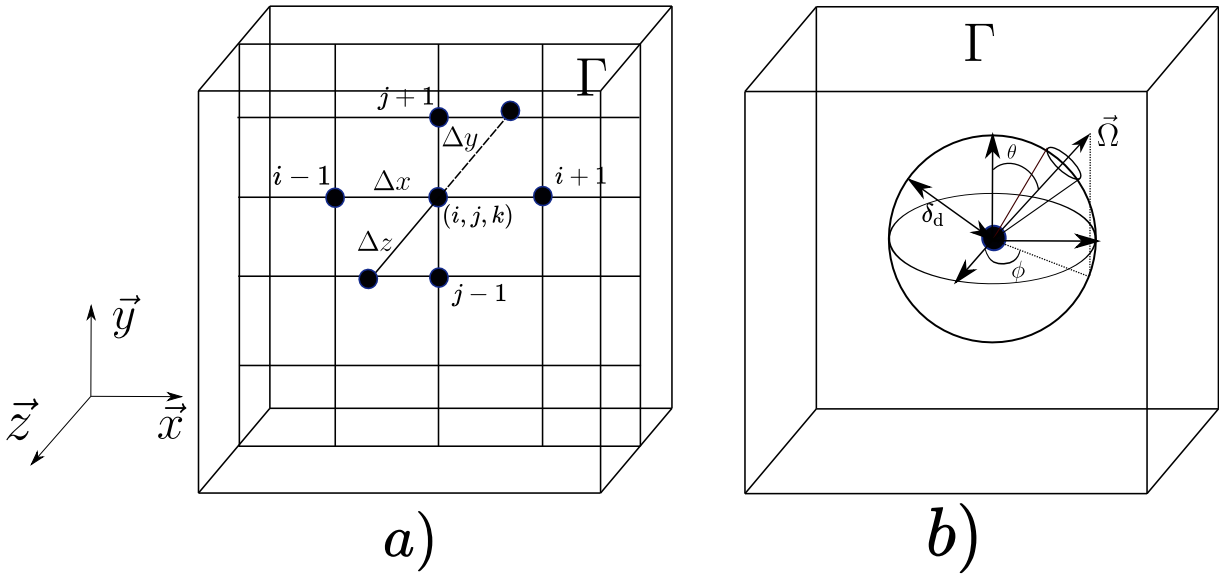


FIGURE 4.1 – a) Marche aléatoire avec une grille b) Marche aléatoire avec une sphère

avec $\Delta = \Delta x = \Delta y = \Delta z$. Cette dernière relation peut être interprétée d'un point de vue probabiliste telle que :

$$\begin{aligned}
 T(x_i, y_j, z_k, t_n) = & p_0(T(x_{i+1}, y_j, z_k, t_{n-1}) + T(x_{i-1}, y_j, z_k, t_{n-1}) + T(x_i, y_{j+1}, z_k, t_{n-1}) \\
 & + T(x_i, y_{j-1}, z_k, t_{n-1}) + T(x_i, y_j, z_{k+1}, t_{n-1}) + T(x_i, y_j, z_{k-1}, t_{n-1})) \quad (4.10) \\
 & + p_1 T(x_i, y_j, z_k, t_{n-1})
 \end{aligned}$$

avec $p_0 = a\Delta t/\Delta^2$ et $p_1 = 1 - 6a\Delta t/\Delta^2$ respectivement la probabilité de se déplacer dans une des six directions (haut, bas, droite, gauche, devant, derrière) et la probabilité de rester à la même position. Il est à noter que à chaque déplacement Δ induit inévitablement un "saut temporel" Δt . Les probabilités individuelles sont obligatoirement non négatives et leur somme égale à l'unité. Cette condition n'est satisfaite qu'en imposant $p_1 \geq 0$, ce qui impose $a\Delta t/\Delta^2 \leq 1/6$. En supposant l'égalité de cette dernière relation, l'eq. (4.10) s'écrit simplement :

$$\begin{aligned}
 T(x_i, y_j, z_k, t_n) = & \frac{1}{6}(T(x_{i+1}, y_j, z_k, t_{n-1}) + T(x_{i-1}, y_j, z_k, t_{n-1}) + T(x_i, y_{j+1}, z_k, t_{n-1}) \\
 & + T(x_i, y_{j-1}, z_k, t_{n-1}) + T(x_i, y_j, z_{k+1}, t_{n-1}) + T(x_i, y_j, z_{k-1}, t_{n-1})) \quad (4.11)
 \end{aligned}$$

Ainsi, chacune des six directions sont équiprobables. La solution de l'eq. (4.8) peut être obtenue par une simulation stochastique qui consiste à tirer une variable aléatoire selon une loi uniforme comprise entre $[0, 1]$ et de choisir, selon le tirage, une des 6 directions, jusqu'à atteindre une température connue. Dès lors, la longueur Δ de déplacement entre chaque tirage est complètement analogue à la taille du maillage utilisé lors de l'utilisation d'une méthode déterministe. Avec la même idée, un pas de déplacement plus faible entraîne un calcul plus long mais plus précis.

Ce type de méthode fonctionne [233] même lorsque les frontières ne coïncident pas avec la grille sur laquelle repose la construction du chemin. Cependant, cela reste valable pour une condition

à la limite de type Dirichlet. Lorsque le chemin atteint ce type de frontière, l'algorithme s'arrête et la température sur cette dernière est retenue. C'est pourquoi cette condition est aussi appelée "barrière absorbante". D'autres types de conditions aux limites (Neumann) impliquent des dérivées par rapport à la normale sortante telles que :

$$\begin{cases} -\frac{\partial T}{\partial n} = g(\partial\Gamma) \\ -\frac{\partial T}{\partial n} = K_1 T(\partial\Gamma) + K_2 \end{cases} \quad (4.12)$$

Elles sont généralement utilisées pour des conditions de type flux imposées (première relation) ou de type échange par convection (seconde relation). Ces conditions, par la présence de la dérivée par rapport à la normale et d'une géométrie complexe, sont difficiles à coupler avec ce type de construction du chemin. Nous verrons par la suite comment sont traitées spécifiquement ces dernières conditions aux limites.

Afin d'augmenter le nombre de degrés de liberté utilisé lors de la construction du chemin, A.Haji-Sheikh et E. M. Sparrow [233] ont proposé la "Floating Random Walk". En se plaçant dans un repère sphérique, la température au centre de la sphère de rayon δ_d , à la position (x_i, y_j, z_k) , à l'instant t_n et solution de l'eq. (4.8) s'écrit :

$$T(x_i, y_j, z_k, t_n) = \int_{F=0}^1 \int_{G=0}^1 \int_{\Delta t=0}^{t_k} T(r_i, \phi, \theta, t_{n-1}) dF(\phi) dG(\theta) dH(\Delta t) \quad (4.13)$$

avec :

$$\begin{cases} F(\phi) = \phi/2\pi, G(\theta) = \frac{1}{2}(1 - \cos(\theta)) \\ H(\Delta t) = 1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p \exp(-ap^2 \pi^2 \Delta t / \delta_d^2) \end{cases} \quad (4.14)$$

Il est à noter que la température au centre de la sphère s'écrit comme l'intégrale sur l'angle solide et sur le temps de la température à une position δ_d sur la sphère. La température calculée au centre est une moyenne de la température au sein de la sphère de rayon δ_d . Ainsi, l'utilisation d'une taille de sphère "trop grande" par rapport à la taille caractéristique de la géométrie étudiée engendrera une troncature spatiale et temporelle importante et peut fortement impacter la qualité du résultat. Comme précédemment, il est possible d'interpréter cette dernière relation comme le résultat d'un processus stochastique. Les grandeurs F , G et H sont alors vues comme des fonctions de distributions. D'ailleurs, nous reconnaissons, pour les deux premières, les fonctions utilisées pour l'échantillonnage d'une direction uniformément répartie sur la sphère unité. Nous avons utilisé ces distributions lors du tirage de la direction d'émission des quanta en volume (cf. section 2.2.4). Ce type d'algorithme de construction de chemins, basé sur la construction d'une sphère, est aussi appelé Walk-on-sphere.

La fonction H représente la distribution associée à la probabilité qu'un chemin situé en (x_i, y_j, z_k) se déplace d'une distance δ_b pendant l'intervalle de temps Δt . Cette dernière est représentée sur la

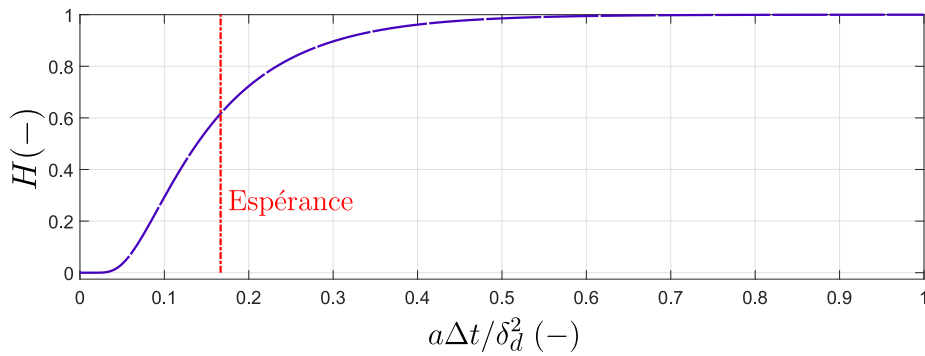


FIGURE 4.2 – Fonction de distribution, tirage du temps

fig. 4.2. En échantillonnant un grand nombre de variables aléatoires suivant cette distribution cumulée, nous remarquons que son espérance est très proche de $1/6$, valeur identifiée dans le cas d'un chemin construit à partir d'une grille. Ainsi, qu'importe le type de schéma adopté, lors de l'étude d'un problème instationnaire, l'idée est d'associer systématiquement chaque saut en espace à un saut temporel. D'une part, l'utilisateur peut choisir d'imposer l'un ou l'autre. Tant que ce critère est respecté, la solution calculée est "exacte". L'espérance de la variable aléatoire calculée tend, pour un nombre de réalisations qui tend vers l'infini, vers la solution du problème. D'autre part, il est aussi possible de choisir le sens de l'évolution temporelle : en avant (forward) ou en arrière (backward). En effet, comme montré dans le travail de N. Bouleau [234], le caractère markovien du processus (chaque tirage est indépendant et l'état futur dépend uniquement de l'état présent, le système n'a pas de mémoire [235]) permet de manière équivalente, d'avancer dans le temps (Forward) ou de remonter le temps (Backward).

La méthode de Monte Carlo développée se couple très naturellement avec l'approche Backward. La température à l'instant initial étant connue, l'idée est donc d'initialiser un chemin à une position et un temps donnés, puis de remonter le temps jusqu'à rencontrer une condition aux limites ou la condition initiale. Chaque saut temporel correspond à une décrémentation du temps. Lorsque ce dernier est nul, la température retenue comme réalisation de l'algorithme est la température du problème à $t = 0$ s. Ce type de méthode tente donc de reconstruire l'histoire.

La gestion du temps "Forward" se couple, quant à elle, plus naturellement avec des méthodes basées sur un calcul de la température par des porteurs d'enthalpies (ou aussi appelés marcheurs) comme dans les travaux de G. Vignoles [107] ou de Y. Dauvois [162]. L'idée est de réaliser un bilan d'énergie puis d'attribuer une partie de l'énergie à une certaine quantité de marcheurs. Une condition aux limites de type Dirichlet correspond à un réservoir infini de marcheurs (principe du thermostat) tandis qu'une condition aux limites de type flux imposé correspond à l'ajout continu de porteurs de cette énergie. Tous les marcheurs avancent dans le temps et dans l'espace comme décrit précédemment. La température est calculée grâce à la concentration de marcheurs présente

dans un volume de contrôle autour de la position désirée et à l'instant voulu. Ce type de démarche est différente, de par sa formulation, de celle suivie dans ce travail de thèse.

4.2.4 Type de Walk-On-Sphere et traitement des conditions aux limites

Il est communément admis que le type de schéma Walk-on-sphere simule un mouvement dit Brownien. Ce dernier, appliqué à la résolution de la diffusion, est caractéristique par sa propagation gaussienne suivant une loi normale de moyenne nulle et de variance $2a(t' - t)$ (pour chaque direction) avec t' et t deux intervalles de temps tels que $t' > t$. Ainsi, il existe aussi d'autres possibilités. La conduction peut aussi être simulée par un schéma de Ito-Taylor [236] qui lie les sauts d'espaces et de temps tels que :

$$\vec{\delta}_d = \sqrt{2a\Delta t} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

avec N_1 , N_2 et N_3 des nombres aléatoires suivant une loi normale de moyenne nulle et de variance unitaire. Ce schéma est d'ailleurs celui utilisé et étendu aux matériaux anisotropes par G. Vignoles [237]. Le pas de temps est imposé. Nous en déduisons alors le pas de déplacement associé dans les trois directions. Cette méthode est similaire à un déplacement de type "Walk-On-Sphere". Cependant, la direction du prochain déplacement n'est plus explicitement calculée.

Afin d'accélérer la convergence de l'algorithme, H. Sheikh et E. M. Sparrow [232] ont proposé une méthode reposant sur une sphère à rayon variable (représentation 2D donnée sur la fig. 4.3 b)) qui diffère quelque peu de la méthode à rayon fixe (cf. fig. 4.3 a)). Avant chaque déplacement, les auteurs recherchent la plus grande distance qu'il est possible de parcourir entre la position considérée et les frontières de la géométrie. Ensuite, la direction du prochain déplacement est échantillonnée, le saut est exécuté et le temps associé à ce déplacement est retiré selon l'eq. (4.14).

Qu'importe le type de schéma utilisé, l'idée à retenir est que ce dernier doit respecter les caractéristiques du mouvement Brownien. Les méthodes présentées remplissent toutes ce critère et permettent de résoudre de façon exacte l'équation de diffusion. Cependant, cela reste uniquement valable lors de l'étude d'un milieu infini. Dès qu'une interaction avec une frontière est à considérer, le processus stochastique ne permet plus que d'approcher la solution.

Lors de l'utilisation d'une méthode de Monte Carlo, les conditions d'interfaces ne sont traitées que lorsqu'un des deux scénarios décrits sur la fig. 4.3 est rencontré. D'une part, dans le cas d'un chemin reposant sur une sphère à pas fixe, le chemin conducteur s'arrête lorsque la prochaine distance à parcourir devient plus grande que la prochaine intersection avec la géométrie. Alors, le chemin

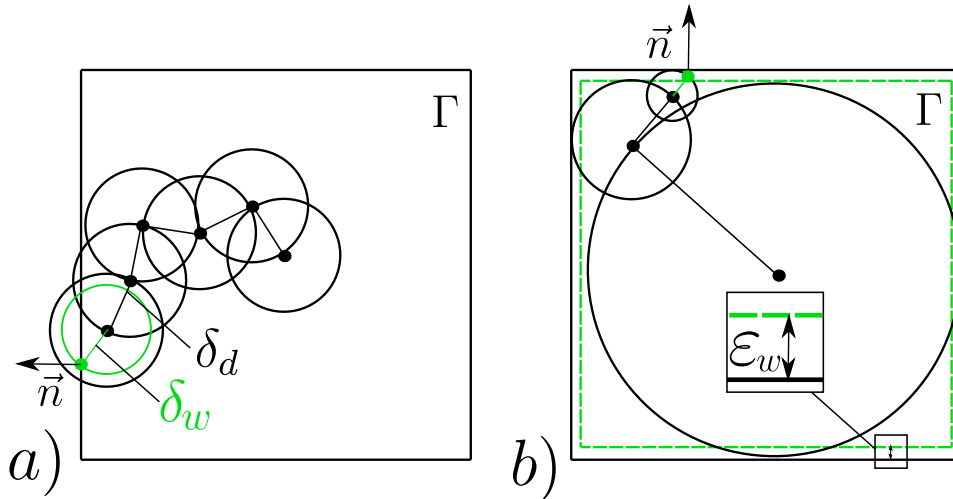


FIGURE 4.3 – Type d'algorithme Walk-On-Sphere et arrêt du chemin : a) Fixed random walk b) Floating random walk

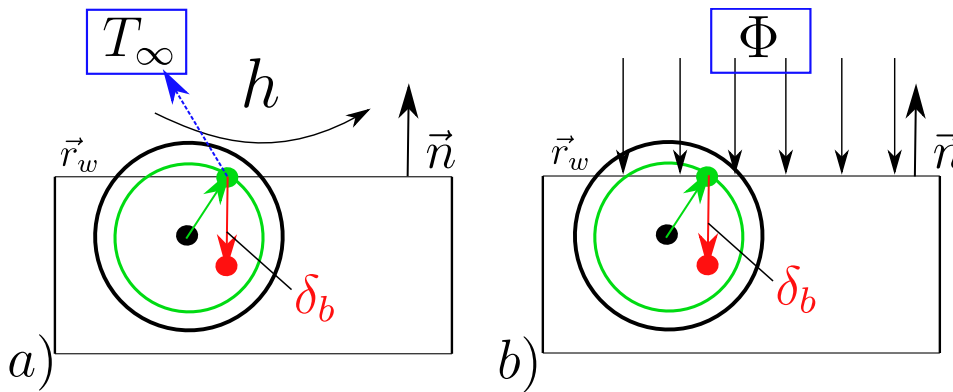


FIGURE 4.4 – Traitement des conditions aux limites pour un algorithme Fixed Random Walk : a) convection b) flux imposé

est placé à l'interface en effectuant un saut plus court δ_w et nous traitons la condition aux limites associée à l'interface impactée. Évidemment, dans ce cas particulier, la décrémentation du temps est calculée selon la distance δ_w . D'autre part, dans le cas d'un chemin construit à partir d'une sphère à rayon variable, il est impossible de réellement impacter l'interface. C'est pourquoi, une couche limite d'épaisseur ε_w est définie. Lorsque le chemin est situé à l'intérieur de cette dernière (taille de la plus grande sphère possible inférieur à l'épaisseur de la couche limite), le chemin conductif s'arrête.

La prise en compte des conditions aux limites (hors température imposée) pour ce type de méthode est basée sur la discrétisation de ces dernières par un schéma de type différences finies. Comme représenté sur la fig. 4.4, nous traitons deux exemples qui seront utilisés par la suite. La première correspond à de la convection représentée par un coefficient h et la seconde correspond à un flux imposé (cf. eq. (4.12)). L'idée de départ est de définir une longueur infinitésimale δ_b utile à la discrétisation du gradient de température à l'interface. Ensuite, l'application d'un schéma décentré d'ordre 1 permet d'exprimer la température à la paroi en fonction des données du problème. La

condition de type convection est traitée comme suit :

$$-\vec{n} \cdot \lambda_s \vec{\nabla} T = h(T(\vec{r}_w) - T_\infty) \vec{n} \quad (4.16)$$

avec \vec{r}_w la position à l'interface. Cette dernière relation, utilisant un schéma décentré suivant \vec{n} , est approximativement égale à :

$$\frac{\lambda_s}{\delta_b} (T(\vec{r}_w) - T(\vec{r}_w - \delta_b \vec{n})) = h(T(\vec{r}_w) - T_\infty) \quad (4.17)$$

avec δ_b une longueur infinitésimale. La température à l'interface s'exprime donc comme :

$$T(\vec{r}_w) = \frac{h}{\lambda_s/\delta_b + h} T_\infty + \frac{\lambda_s/\delta_b}{\lambda_s/\delta_b + h} T(\vec{r}_w - \delta_b \vec{n}) \quad (4.18)$$

Cette dernière relation décrit la température à l'interface comme une moyenne des températures de chaque côté de l'interface et pondérée par les propriétés associées à la conduction et à la convection. D'un point de vue stochastique, elle est interprétée comme :

$$T(\vec{r}_w) = P_{\text{cond} \rightarrow \text{conv}} T_\infty + P_{\text{cond} \rightarrow \text{cond}} T(\vec{r}_w - \delta_b \vec{n}) \quad (4.19)$$

avec $P_{\text{cond} \rightarrow \text{conv}}$ et $P_{\text{cond} \rightarrow \text{cond}}$ respectivement la probabilité de suivre un chemin convectif et conductif à partir d'un chemin conductif. Nous tirons uniformément un nombre R compris entre $[0; 1]$ qui est comparé à la probabilité de partir en convection. Si ce test est positif ($R < P_{\text{cond} \rightarrow \text{conv}}$) le suivi s'arrête et la température T_∞ est retenue. Dans le cas contraire, le chemin est placé en $\vec{r}_w - \delta_b \vec{n}$. La température à cette position étant inconnue, nous reprenons un chemin en volume et l'algorithme continue.

Dans le second scénario (flux imposé), la température à l'interface s'écrit :

$$T(\vec{r}_w) = T(\vec{r}_w - \delta_b \vec{n}) + \frac{\delta_b}{\lambda_s} \Phi \quad (4.20)$$

Dans ce cas précis, aucun test n'est nécessaire. Le chemin situé à l'interface est donc forcément remplacé en $\vec{r}_w - \delta_b \vec{n}$ et nous stockons le terme $\frac{\delta_b}{\lambda_s} \Phi$, homogène à une température, qui représente un gain énergétique dû à la source surfacique à l'interface. La température en $\vec{r}_w - \delta_b \vec{n}$ étant inconnue, le chemin en volume continue. La température "source" $\frac{\delta_b}{\lambda_s} \Phi$ sera ajoutée à la température retenue à la fin du chemin. Si $\Phi = 0 \text{ W/m}^2$, nous distinguons le cas particulier d'une interface isolée (cas adiabatique). Le chemin est alors simplement remplacé dans le solide, sans aucun gain, et nous continuons à construire un chemin. Ce type de condition aux limites est aussi valable pour une frontière périodique.

Par comparaison entre les deux types de schémas (Fixed et Floating), il apparaît évident que la définition d'une couche limite d'épaisseur ε_w permet de traiter plus finement les gradients thermiques. Une zone de l'espace est réellement assignée à la considération des conditions aux limites et la solution obtenue converge vers la solution exacte avec $\varepsilon_w \rightarrow 0$. Cependant, ce type de méthode ne

s'applique facilement que pour des géométries simples et parfaitement connues, ce qui n'est pas le cas de la complexité géométrique des milieux poreux. Ainsi, nous préférons, dans un premier temps, utiliser la méthode Fixed Random Walk.

En raison des sauts en espace subitement raccourcis par un contact à l'interface et l'absence d'une zone définie pour traiter la condition aux limites, cette dernière apparaît plus approximative. Elle nécessite aussi la définition de deux longueurs arbitraires δ_d et δ_b respectivement le rayon fixe de la sphère et la longueur de remplacement selon $-\vec{n}$ après un contact à l'interface. Cependant, elle est plus simple à mettre en place et plus adaptée à notre cas d'étude. De la même façon que pour la Floating Random Walk, la méthode converge vers la solution exacte pour $\delta_b \rightarrow 0$ et $\delta_d \rightarrow 0$. Cependant, le temps de calcul augmente fortement avec la diminution des pas de déplacement. Un compromis temps/précision est donc à déterminer. De plus, même si la discrétisation par la méthode des différences finies impose que δ_b soit le plus petit possible, ce dernier ne peut être inférieur à δ_d afin de pouvoir échantillonner, à l'instant suivant, la surface complète de la sphère incluse dans le solide. Un compromis, portant davantage sur la précision, est à déterminer ici aussi. Par la suite nous tenterons de mettre en évidence l'influence de ces paramètres.

4.2.5 Couplage avec le transfert radiatif

Maintenant que la résolution transitoire en conduction et son couplage avec les différentes conditions aux limites sont définis, nous présentons comment leur couplage avec le rayonnement est réalisé. Le principe d'une méthode de Monte Carlo multi-physique dans un seul algorithme a initialement été proposé par R. Fournier et al. [238]. Ces auteurs ont montré, dans le cas d'un problème stationnaire et linéaire, que tant que le modèle peut être écrit sous la forme d'une équation de Fredholm du deuxième type, la résolution d'un problème couplé est possible. Une des applications proposées par L. Ibarrart concerne l'étude des récepteurs solaires volumiques [48]. Ce dernier propose une modélisation rapide d'un problème stationnaire comprenant la conduction (solide/fluide), le rayonnement (surface/surface) et de la convection forcée (sous la forme d'un terme advectif) au sein d'échangeurs à géométrie complexe comme les nids d'abeilles. Une autre application possible est celle proposée par C. Caliot et al. [239]. Ces auteurs proposent la modélisation conducto-radiative d'une plaque chaude gardée (stationnaire) appliquée sur la géométrie réelle d'une mousse (Cellules de Kelvin). En plus de définir la méthode de couplage des deux physiques pour des surfaces opaques, ils démontrent la précision de la méthode stochastique par comparaison avec une méthode déterministe issue d'un logiciel commercial (Méthode des radiosités avec Fluent®). Le couplage conducto-radiatif que nous présentons est inspiré de ce précédent travail. Cependant, nous proposons une résolution adaptée au cas des problèmes thermiques transitoires.

L'idée de départ, comme dans la partie précédente, est d'écrire la continuité du flux à l'interface.

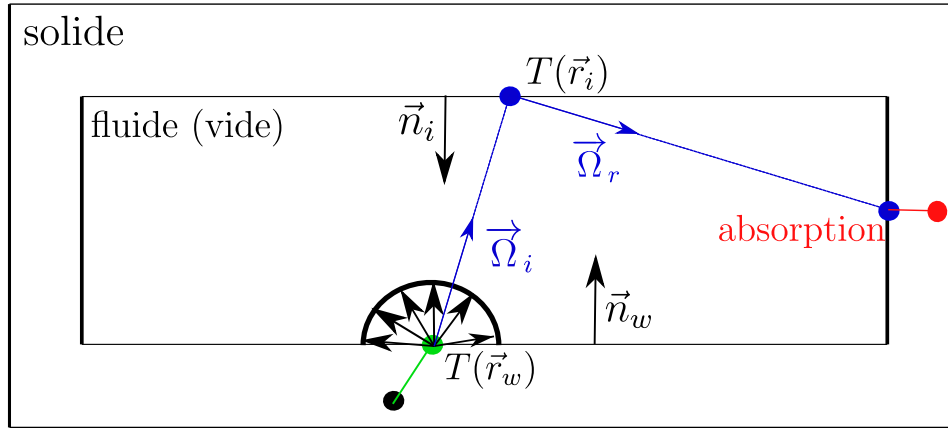


FIGURE 4.5 – Couplage conducto-radiatif, cas de surfaces opaques : suivi de rayon au sein de la phase fluide (vide)

Pour un problème sous vide, la convection et la conduction dans la phase fluide sont négligées. L'équilibre entre le flux par conduction et le flux net échangé à la surface s'écrit :

$$-\vec{n} \cdot \lambda_s \vec{\nabla} T = \int_{\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_w > 0} (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}) \epsilon(\vec{r}_w, \vec{\Omega}) (I^0(\vec{r}_w) - I(\vec{r}_w, -\vec{\Omega})) d\Omega \quad (4.21)$$

Il est à noter que les grandeurs radiatives sont toutes intégrées sur le spectre (cas gris) et que l'émissivité de la surface peut aussi tout à fait dépendre de la position et de la direction. Pour faciliter la résolution, le terme d'émission I^0 est linéarisé autour d'une température de référence T_{ref} . Comme discuté dans les précédents chapitres, cette hypothèse ne pose pas de problème particulier dans le cas de la méthode flash en raison d'une faible élévation de la température en face arrière. La luminance incidente $I(\vec{r}_w, -\vec{\Omega})$ peut s'exprimer comme :

$$I(\vec{r}_w, -\vec{\Omega}_i) = I(\vec{r}_i, -\vec{\Omega}_i) = \epsilon(\vec{r}_i, -\vec{\Omega}_i) I^0(\vec{r}_i) + \int_{\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_i > 0} f_r(\vec{\Omega}_i, \vec{\Omega}_r) (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_i) I(\vec{r}_i, -\vec{\Omega}_r) d\Omega \quad (4.22)$$

Cette relation quantifie la luminance incidente qui provient de l'ensemble du domaine (\vec{r}_i) et qui échange avec la paroi considérée (\vec{r}_w). Cela se décompose donc en deux termes : émission directe depuis la position \vec{r}_i vers \vec{r}_w , réflexion depuis \vec{r}_i vers \vec{r}_w . La première égalité de l'eq. (4.22) suppose la non-participation de la phase fluide (transparence). Il est à noter que l'aspect directionnel de la réflexion est pris en compte à travers la Bidirectional Reflectance Distribution Function (BRDF) $f_r(\vec{\omega}_i, \vec{\omega}_r)$, produit de la réflectivité directionnelle hémisphérique et d'une densité de probabilité. La luminance réfléchie $I(\vec{r}_i, -\vec{\Omega}_r)$ peut à son tour être décomposée en émission/réflexion depuis un autre point de la surface, qui comprend aussi une partie émise et une partie réfléchie et ainsi de suite... Ce qui présente l'aspect itératif de ce calcul, prenant en compte les réflexions multiples.

Afin de pas alourdir la notation, C. Caliot et al. [239] condensent cette dernière relation en définissant le chemin radiatif γ qui appartient à l'espace des chemins optiques Λ partant de \vec{r}_w . Cette

dernière s'écrit donc plus simplement comme :

$$I(\vec{r}_w, -\vec{\Omega}_i) = \int_{\Lambda} p_{\Lambda} T^0(\vec{r}_w) d\gamma \quad (4.23)$$

Le flux par conduction est discrétisé comme dans la section précédente. En injectant l'eq. (4.23) dans l'eq. (4.21) et en définissant un coefficient d'échange radiatif linéarisé $h_r = 4\epsilon\sigma T_{\text{ref}}^3$, cette dernière relation s'écrit :

$$-\frac{\lambda_s}{\delta_b} (T(\vec{r}_w) - T(\vec{r}_w - \delta_b \vec{n})) = h_r \left(T(\vec{r}_w) - \int_{\vec{\Omega} \cdot \vec{n} > 0} (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}) \int_{\Lambda} p_{\Lambda} T^0(\vec{r}_\gamma) d\Omega d\gamma \right) \quad (4.24)$$

Cette dernière intégrale correspond à une température moyenne vue depuis la position \vec{r}_w dû à l'ensemble des transferts radiatifs à travers la phase fluide. En posant :

$$T_r(\vec{r}_w) = \int_{\vec{\Omega} \cdot \vec{n} > 0} (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}) \int_{\Lambda} p_{\Lambda} T^0(\vec{r}_\gamma) d\Omega d\gamma \quad (4.25)$$

l'eq. (4.26) peut alors s'écrire :

$$-\frac{\lambda_s}{\delta_b} (T(\vec{r}_w) - T(\vec{r}_w - \delta_b \vec{n})) = h_r (T(\vec{r}_w) - T_r(\vec{r}_w)) \quad (4.26)$$

qui correspond à une condition de type convection naturelle. Comme vu précédemment (cf. eq. (4.18)), la température à la paroi s'écrit alors :

$$T(\vec{r}_w) = \frac{h_r}{\lambda_s/\delta_b + h_r} T_r(\vec{r}_w) + \frac{\lambda_s/\delta_b}{\lambda_s/\delta_b + h_r} T(\vec{r}_w - \delta_b \vec{n}) \quad (4.27)$$

La différence essentielle avec la condition aux limites de type convection est que la température T_r reste inconnue alors que, dernièrement, une température ambiante T_{∞} est imposée par le problème et est supposée connue. À ce moment là, l'idée est donc de réaliser un test pour déterminer si le chemin (situé à la frontière) va suivre un chemin radiatif ou continuer un chemin conductif. Dans le premier cas, une direction d'émission est échantillonnée. Il est à noter que cette direction peut dépendre d'une loi d'émission qui peut totalement être non-uniforme. Nous avons présenté la résolution du problème avec l'émissivité ϵ . Il est aussi possible de définir l'émissivité directionnelle hémisphérique et la distribution directionnelle associée.

La phase fluide étant supposée parfaitement transparente, le chemin radiatif initialisé se déplace en ligne droite jusqu'à la prochaine intersection avec la géométrie (cf. fig. 4.5). De plus, en raison de la grande vitesse d'interaction par rayonnement devant la vitesse d'interaction par conduction, ce déplacement n'entraîne aucune décrémentation temporelle. Lorsqu'une nouvelle surface est atteinte, un nouveau test se charge d'estimer si le rayonnement incident est absorbé ou réfléchi. Un nombre aléatoire déterminé selon une loi uniforme est comparé à l'émissivité. Si le test est positif, nous considérons qu'il y a absorption à l'endroit impacté. Dans le cas contraire, une nouvelle direction est échantillonnée selon la distribution directionnelle associée à la réflexion (BRDF). Nous itérons ce procédé tant qu'un évènement d'absorption n'est pas constaté. Lorsque c'est le cas, le

chemin optique se situant toujours à l'interface, nous recommençons un test selon l'eq. (4.27) pour déterminer s'il y a ré-émission. Ainsi, cette procédure continue tant qu'il n'y a pas absorption ET initialisation d'un chemin conducteur.

Cette méthode est très efficace puisqu'elle peut prendre en compte très simplement la dépendance en espace, en fréquence et en direction des propriétés de surface comme l'émissivité ou la réflectivité. De plus, elle est aisément extensible pour des géométries très complexes, là où il devient difficile d'appliquer des méthodes déterministes plus classiques comme la méthode des radiosités (calcul des facteurs de formes). Il est aussi à noter que le type de réflexion spéculaire/diffus peut être implémenté tout aussi aisément. Par la suite, nous nous plaçons dans le cas simplifié d'une émission et d'une réflexion isotrope et homogène.

La limite de cette méthode réside spécifiquement dans l'hypothèse de linéarité des transferts. Ce n'est plus le cas lorsque les gradients de température en présence deviennent trop importants ou que les propriétés thermiques ou optiques sont thermo-dépendantes. Nous aurons l'occasion, sur un cas de validation d'illustrer la limite de cette hypothèse.

4.2.6 Construction de la géométrie

Tous les calculs sont réalisés directement sur des géométries 3D qui peuvent être construites de multiples façons. La bibliothèque "star-engine" utilisée pour construire les chemins accepte une grande variété de formats (.stl ou .obj). Dès lors, pour des géométries simples, il est possible d'écrire soi-même le fichier contenant les informations de maillage. Pour des géométries plus complexes, celles-ci peuvent être construites à partir d'un logiciel commercial de calcul numérique comme Comsol® ou Abaqus® ou un logiciel de CAO comme Solidwork®. Comme cela a été exprimé assez implicitement lors de la présentation de la méthode, l'algorithme ne nécessite qu'une description surfacique de la géométrie (intersection chemin/surface). C'est pourquoi ce type de méthode est dite "meshless". Le volume n'est pas maillé.

Pour l'étude des milieux poreux, l'obtention de la géométrie est permise par la tomographie X ou par l'utilisation d'un générateur de mousses numériques. Ce dernier est disponible en open-access sous le nom de GenMat®. Il est mis à disposition par le Laboratoire de Thermique et d'Énergie de Nantes (LTEN) suite au travail de thèse de S. Guévelou [7]. Ce logiciel a fait l'objet d'un long développement et permet de générer des milieux hétérogènes à géométries structurées et stochastiques. Il a fait l'objet d'une validation par comparaison entre une géométrie stochastique générée numériquement et une géométrie de référence (SiC). Il est donc possible de générer des mousses qui simulent la réalité.

GenMat® s'emploie aisément et permet de définir une grande variété de paramètres comme le type de structure (nid d'abeille, cellules de Kelvin et stochastique), la répartition des cellules (maillage

cubique ou tétraédrique), le facteur de perturbation, la taille moyenne des cellules et la constriction des brins. L'idée de départ est d'ensemencer les centres des cellules puis d'identifier la limite du domaine de chaque cellule (carte des distances) par une méthode de propagation de type Fast-Marching puis une méthode de segmentation (Watershed). Chaque frontière entre les cellules est donc parfaitement connue et les brins sont mis en forme par un algorithme d'éléments structurants (cf. fig. 4.6 a)). Ensuite, les auteurs utilisent à nouveau un algorithme de Fast-Marching pour calculer la carte des distances des brins solides et générer une image définie en niveaux de gris. Ainsi, il est possible de contrôler finement la porosité finale en retirant de la matière à l'interface fluide/solide lors de l'étape de seuillage (cf. fig. 4.6 b)).

Nous obtenons en sortie du logiciel une pile d'images définie par $N_x \times N_y \times N_z$ voxels. Le réglage de ce dernier paramètre par rapport à la taille des cellules choisies permet d'ajuster la résolution. L'utilisation d'un algorithme de Marching-cube [201] rend possible la construction d'une surface polygonale à partir d'une image 3D brute. La méthode consiste à balayer l'image 3D binarisée en prenant simultanément les valeurs aux 8 sommets d'un cube. Ces dernières peuvent donc être soit la phase fluide (valeur 1 sommet noir) soit la phase solide (valeur 0). Selon la configuration obtenue, la description en voxels est remplacée par une des 14 possibilités (+les différentes symétries) comme présenté sur la fig. 4.6 c). Cette méthode est réputée robuste et rapide. Elle nécessite tout de même une grande quantité de mémoire vive lorsque des images 3D très importantes doivent être maillées.

Des bibliothèques permettant l'application de cet algorithme sont disponibles en accès libre (iso2mesh sur Matlab®). Cependant, nous conseillons vivement l'utilisation d'un logiciel comme 3DSlicer® (open-access) qui est simple d'utilisation et qui propose une interface graphique. Habituellement utilisé pour des applications médicales, ce logiciel permet une reconstruction de bonne qualité de la surface sans engendrer de trous dans le maillage. Cependant, chaque voxel est remplacé par au moins deux triangles. La surface peut présenter un aspect rugueux qui est problématique (non-physique et interaction rayonnement/surface cf. fig. 4.6 d)). Pour y remédier, nous utilisons un algorithme de smoothing (Laplacian Smooth) proposé par Meshlab® (open-access) qui a l'avantage de préserver la surface et de ce fait, conserver le volume désiré. Le résultat est présenté sur la fig. 4.6 e).

Nous verrons par la suite que la bibliothèque "star-engine" permet de s'affranchir, du point de vue des temps de calcul, du nombre de mailles à utiliser pour décrire la géométrie. Cependant, pour des questions d'espace de stockage et d'amélioration de la qualité du maillage, nous conseillons l'utilisation d'un algorithme de décimation comme celui proposé par Blender®(open-access). Ce dernier permet de réduire le nombre de mailles sans perdre en qualité (cf. fig. 4.6 f) et g)). En effet, le maillage en sortie du Marching-Cube est trop dense. Il est donc possible de le réduire sans perdre

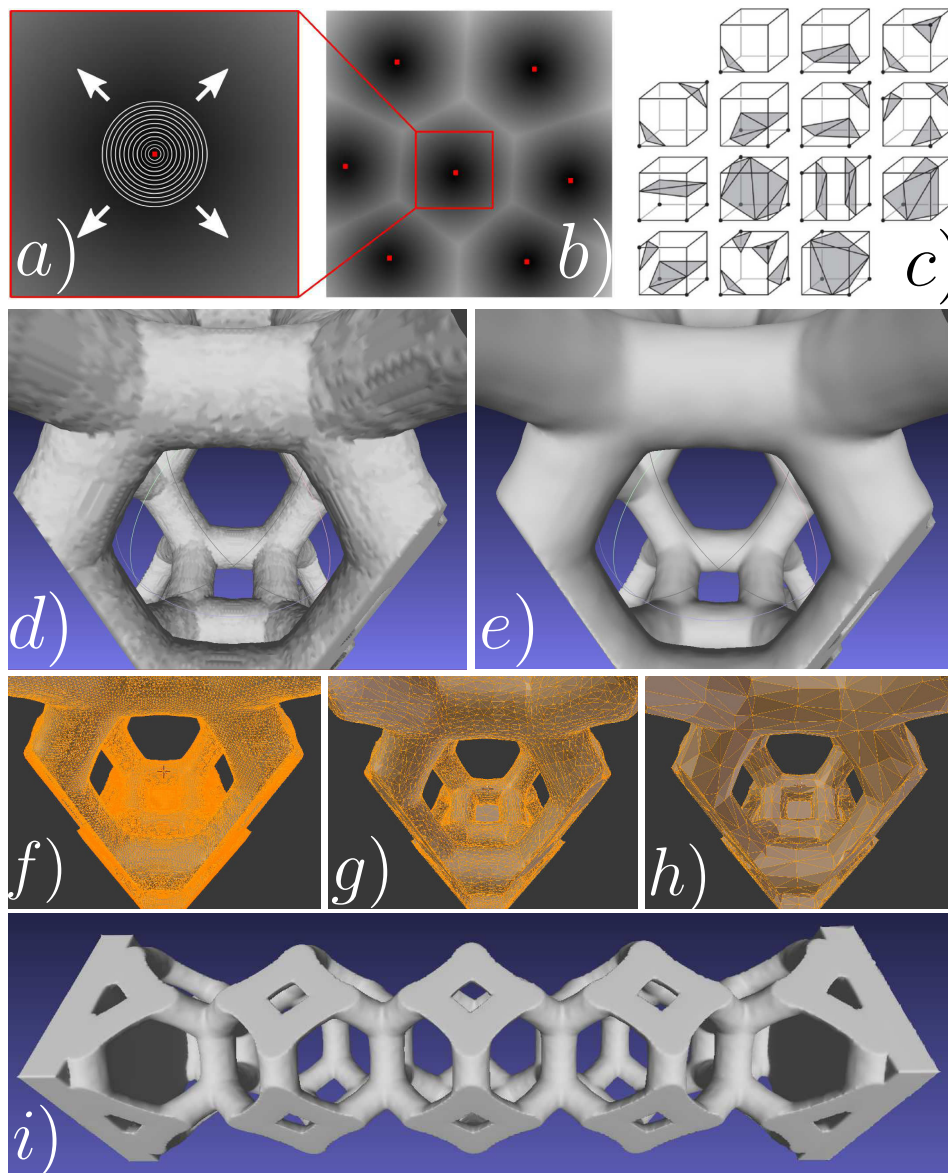


FIGURE 4.6 – Construction de la géométrie : a) Ensemencement et Fast-Marching b) Segmentation [7] c) Méthode des Marching-cube d) Maillage surfacique brut e) Maillage surfacique après application d'une méthode Laplacian smooth (Surface préservée) f) Maillage surfacique après application d'un algorithme de décimation 767626 triangles g) 95226 triangles h) 9432 triangles i) Géométrie finale utilisée

en information sur la forme de la surface à traiter. Evidemment, comme visible sur la fig. 4.6 h), une décimation trop importante générera une géométrie décrite trop grossièrement. Par ailleurs, nous avons remarqué que la qualité moyenne du maillage augmente selon le critère donné par A. Liu et B. Joe [240]. Un maillage de bonne qualité est constitué majoritairement de triangles équilatéraux. Finalement, la géométrie finale obtenue est comme présenté sur la fig. 4.6 i). Juste avant la construction du maillage surfacique, nous ajoutons à chaque extrémité une pile d'image correspondant au solide chargé de représenter les semelles. Au-delà de se rapprocher de la géométrie utilisées lors de la méthode flash sur mousses "réelles", l'ajout des semelles apportent de nombreux avantages algorithmiques qui seront développés dans la partie suivante. Cette partie présente une géométrie structurée composée de cellules de Kelvin. La construction de mousses stochastiques ou d'autres structures (fibres, nid d'abeilles etc..) ne posent pas de problèmes particuliers.

4.2.7 Application à la méthode Flash numérique

La configuration requise (physique, conditions aux limites etc..) pour réaliser la méthode flash a déjà été développé dans les chapitres précédents. L'application des différentes conditions aux limites lors de l'utilisation d'un algorithme couplé a aussi été explicité précédemment. Cependant, nous apportons quelques légères différences par rapport à la méthode flash expérimentale. Premièrement, nous nous affranchissons des phénomènes convectifs aux interfaces semelles/environnement. Les deux interfaces extérieures sont donc isolées ($\Phi = 0$). De plus, afin de considérer un transfert de chaleur unidirectionnel, nous nous affranchissons de l'influence des parois latérales. Une condition aux limites périodique est imposée sur les quatre parois comme représenté sur la fig. 4.7. Du point de vue de l'algorithme appliqué à la construction du chemin, le traitement est identique à la condition aux limites adiabatiques. Chaque chemin, qu'il soit conducteur ou radiatif, est simplement réfléchi. Toutes les autres interfaces solide/fluide présentes dans le milieu hétérogène sont opaques. Le couplage conducto-radiatif, réalisé à l'interface, s'effectue comme présenté précédemment. Enfin, le flux de chaleur en face avant est ici choisi comme homogène en espace, nous permettant de s'affranchir de l'aspect gaussien de l'excitation constaté expérimentalement.

Les avantages apportés par l'ajout de semelles dans le cas de la méthode flash numérique sont identiques à ceux méthode flash expérimentale. Tout d'abord, le flux en face avant ne peut atteindre directement la face arrière. De plus, ces dernières permettent l'application du flux en face avant et la mesure en face arrière.

Dans cette configuration, seule la moyenne spatiale de la température en face arrière est calculée. D'après les bases théoriques décrites, tous les chemins sont donc initialisés depuis cette surface. La position de départ est déterminée par le tirage aléatoire de deux nombres suivant une loi uniforme

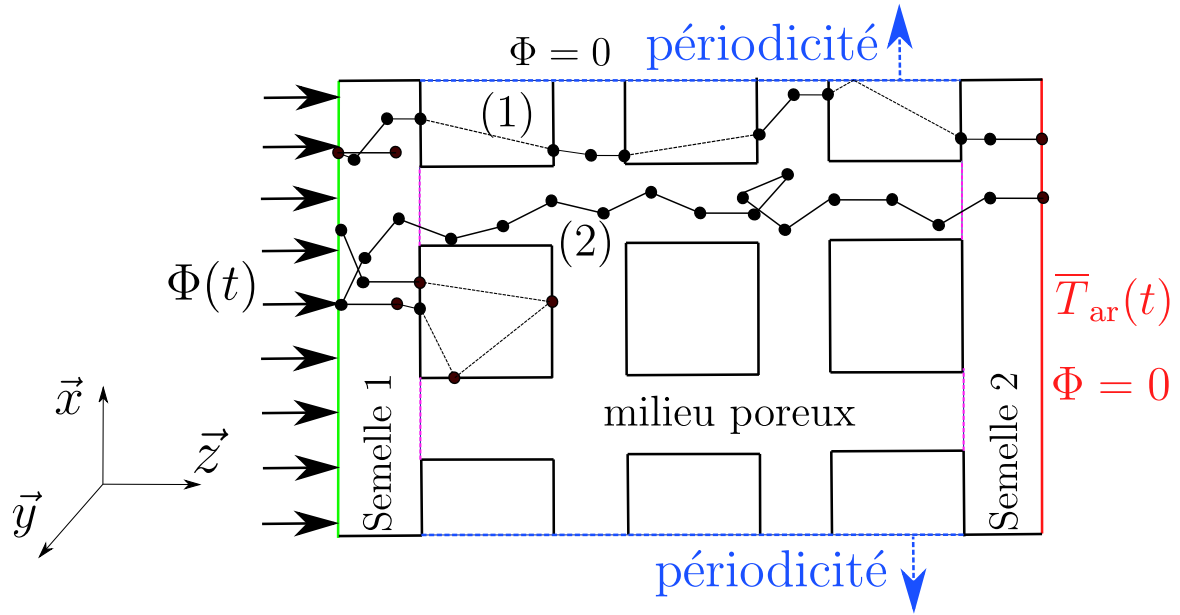


FIGURE 4.7 – Application de l’algorithme couplé pour le calcul de la température en face arrière (configuration flash numérique), exemple de chemins possibles : (1) chemin avec de nombreux sauts à travers la phase fluide (2) chemin essentiellement situé dans la phase solide

comprise entre 0 et les longueurs caractéristiques de la semelle. Cela s’écrit :

$$\bar{T}_{ar}(t) = \int_X \int_Y p_X p_Y T(\vec{r}_s, t) dr \quad (4.28)$$

avec $p_X = 1/L_x$ et $p_Y = 1/L_y$ respectivement la densité de probabilité uniforme utilisée pour échantillonner la position de départ. L_x et L_y sont respectivement la longueur en \vec{x} et en \vec{y} des semelles et \vec{r}_s la position de départ sur la face arrière.

La gestion du temps est réalisée de la manière suivante. Le temps final t_f est arbitrairement fixé puis le temps est discrétisé en N_{int} intervalles identiques de taille Δt . Ces derniers sont repérés par l’indice i . Le temps t_i correspond donc au temps moyen compris entre les deux bornes $t_{i-1/2}$ et $t_{i+1/2}$. Comme représenté sur la fig. 4.8 b), chaque intervalle est traité séparément du point de vue de l’algorithme de Monte Carlo. Ce dernier calcule la température en face arrière pour le premier intervalle de temps puis passe au suivant, jusqu’à parcourir tous les intervalles. Les chemins échantillonnés dans le $i^{\text{ème}}$ intervalle de temps se voient attribuer un temps initial déterminé aléatoirement (selon une distribution uniforme) entre les deux bornes temporelles. Le $j^{\text{ème}}$ chemin compris dans le $i^{\text{ème}}$ intervalle de temps s’écrit $t_{ij}^{k=0}$, avec k l’indice repérant le $k^{\text{ème}}$ saut réalisé par le chemin. La température associée s’écrit :

$$\bar{T}_{ar}(t_i) = \int_{t'} p_t \bar{T}_{ar}(t'_i) dt' \quad (4.29)$$

avec $p_t = 1/\Delta t$ la distribution de probabilité uniforme permettant l’échantillonnage d’un temps. Un chemin $t_{ij}^{k=0}$ exécutera un premier saut en $t_{ij}^{k=1}$ puis un second et ainsi de suite jusqu’à l’arrêt du chemin. Chaque saut spatial entraîne une décrémentation du temps comme explicité précédemment.

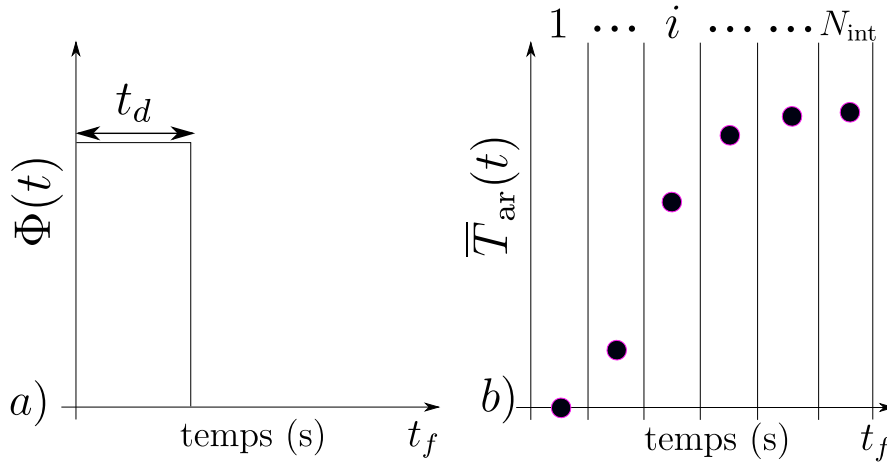


FIGURE 4.8 – a) Flux en face avant b) Discrétisation temporelle

Aucune température n'étant connue, la seule condition d'arrêt est l'atteinte du temps initial $t_{ij}^k = 0$. La forme temporelle de l'excitation utilisée est la même que celle utilisée pour la méthode flash expérimentale. C'est donc un créneau défini par une amplitude Q et une durée d'excitation t_d comme représenté sur la fig. 4.8 a). Lorsque le chemin atteint la face avant avec un temps t_{ij}^k compris entre 0 et t_d , nous retenons une partie de l'énergie déposée et le chemin est replacé dans le volume. Dans le cas contraire il est seulement replacé. Nous pourrions nous demander pourquoi ne pas utiliser une excitation de type Dirac, meilleure pour la caractérisation. Cependant, nous comprenons bien que la probabilité que le chemin soit situé sur la face avant à l'instant exact de l'application de l'excitation est nulle. À l'inverse, une excitation très longue permet d'apporter continuellement l'énergie et de bien distribuer l'énergie aux différents chemins. Cependant, l'estimation des propriétés équivalentes devient imprécise lors de l'inversion. De façon plus générale, nous avons remarqué que l'augmentation du temps d'excitation permet l'amélioration de la convergence de l'algorithme de Monte Carlo. Cette dernière est bien sûr proportionnelle à l'inverse de la racine du nombre de réalisation. Cependant, une excitation plus longue permet de suivre un moins grand nombre de chemins pour obtenir la même précision sur la température estimée. Un compromis entre le temps de calcul et la qualité de l'inversion est donc à déterminer. Par ailleurs, cela était aussi le cas pour la méthode flash expérimentale.

Comme mentionné en début de chapitre, chaque calcul réalisé par l'algorithme est associé à une barre d'erreur. Du point de vue de l'inversion, cette incertitude sur ce calcul numérique est analogue à un bruit de mesure expérimental. Tant que ce dernier est blanc, cela ne pose pas de problème pour l'inversion. La variance sur les paramètres estimés est proportionnelle à la variance du bruit de mesure. L'algorithme de Monte Carlo est utilisé pour mesurer l'évolution transitoire de la température en face arrière. La précision augmente avec l'augmentation du nombre de chemins suivis. Afin d'assurer l'aspect indépendant du bruit nous permettant d'évaluer la précision de l'inversion, chaque intervalle de temps est traité indépendamment.

Finally, when the j^{th} path initialized in the i^{th} interval stops (it reaches the initial condition), the temperature retained is :

$$T_{ij} = T_0 + \sum f(\Phi) \quad (4.30)$$

with $T_0 = T(t = 0)$ the temperature at the initial instant. This last relation is simple. It explicates that the temperature observed on the back face at a given time corresponds to the temperature at the initial instant plus its history, that is, the number of times the back face has been reached during the excitation. By summing over the set of paths, we calculate $\overline{T}_{ar}(t_i)$. Finally, by iterating this procedure over the N_{int} time intervals, the thermogram is reconstructed numerically.

It is worth noting here that each time interval corresponds to a Monte Carlo calculation. To accelerate the calculation time, it is possible to imagine a Monte Carlo calculation that does not treat the calculation of the time interval associated with the largest times and "deduces" the value of the quantity of interest for the smaller time intervals. Imagine a path initialized at a high time. We will follow its evolution, going back in time, until the initial instant. However, by declining this path as if it were actually initialized in each smaller interval, this will bring simultaneous information for the N_{int} intervals. This type of algorithm has been tested and allows a notable increase in calculation speed. However, the temperatures calculated in the different time intervals are no longer independent, the one being given that the same paths allowed their calculation. This is unfavorable for the estimation of the error on the estimated parameters after inversion since the experience/model deviation must be considered as white noise.

The reference temperature T_{ref} present in the probability of starting in radiation is fixed as the average of the temperature at the initial instant and the final temperature obtained. The structural properties being known, it is possible to adjust the excitation amplitude so as to generate a +1K rise. The reference temperature is thus fixed as $T_{\text{ref}} = T_0 + 0.5$. The increase of this quantity increases the probability of following a radiative path. This type of path allowing to travel a large distance without temporal attenuation, the total transfer is thus naturally accelerated. In addition, in the case of a medium with low porosity, radiative jumps occur over short distances, which reduces the influence of radiation. Thus, this type of method allows us to observe the competition between conductive and radiative transfers while taking into account the geometric complexity of the medium. Direct models as well as the inversion algorithm are identical to the previous chapter. For recall, a pure conductive model allows access to the total equivalent conductivity (diffusion approximation) while a conducto-radiative model allows the estimation of the equivalent phononic conductivity.

et l'épaisseur optique équivalente. De plus, lors de l'inversion, nous retirons le paramètre lié aux pertes entre le système et l'environnement au vecteur des paramètres libres.

4.3 Résultats

Nous présentons, dans cette partie, les différents résultats obtenus avec l'algorithme présenté précédemment. De nombreux cas de validation ont été traités afin de s'assurer de la validité de la solution obtenue avec l'algorithme couplé. Dans un premier temps, nous comparons simplement les résultats obtenus par modélisation directe du problème grâce à la méthode stochastique avec des résultats issus de solveurs commerciaux ou, dans la mesure du possible, avec une solution analytique. Ensuite, nous présentons la procédure d'inversion pour le cas précis des milieux poreux. Enfin, nous développons une étude paramétrique et assez systématique de l'influence des différents paramètres structuraux, thermiques et optiques (intrinsèques) sur les propriétés de transferts globaux (homogénéisés).

4.3.1 Validation cas 2D/3D : Conduction pure Flash solide homogène

Pour ce premier cas nous considérons un milieu homogène en conduction pure. Nous appliquons un flux de chaleur pendant un faible instant et nous représentons sur la fig. 4.9 l'évolution temporelle de la température sur la face opposée (cas Flash). Le problème est résolu grâce à l'algorithme de Monte Carlo et par le solveur commercial éléments finis FlexPde ®.

Sur la fig. 4.9 a), le problème est 2D en géométrie cartésienne. Un carré de 10 cm de côté est considéré. Les propriétés thermiques du milieu solide sont $\lambda = 1 \text{ W/(mK)}$ pour la conductivité et $a = 1 \text{ mm}^2$ pour la diffusivité. L'excitation en face avant est un créneau de 10 s. Nous réalisons un grand nombre de réalisations (10^5 par intervalle de temps) de l'algorithme de Monte Carlo et nous prenons en compte un phénomène convectif ($h = 5 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$) aux interfaces. Sur la fig. 4.9 b), le problème est 3D en géométrie cartésienne (appliqué à un cube). Les propriétés thermiques sont identiques au cas précédent. Pour ce second exemple, nous appliquons un nombre de réalisations de l'algorithme plus faible (5000 par intervalle de temps) et nous supprimons la convection.

Pour les deux cas, nous obtenons un bon accord entre la méthode stochastique et déterministe. Pour le premier exemple, nous remarquons, aux temps longs, que la convection est bien prise en compte. Cependant, la solution obtenue avec l'algorithme de Monte Carlo, de par la nature stochastique de cette méthode, apparaît bruitée. L'évolution temporelle de la température est bien centrée sur la solution obtenue par la méthode déterministe. Par comparaison entre les deux figures, nous illustrons ici le fait que l'incertitude associée à une estimation par Monte Carlo est dépendante du nombre

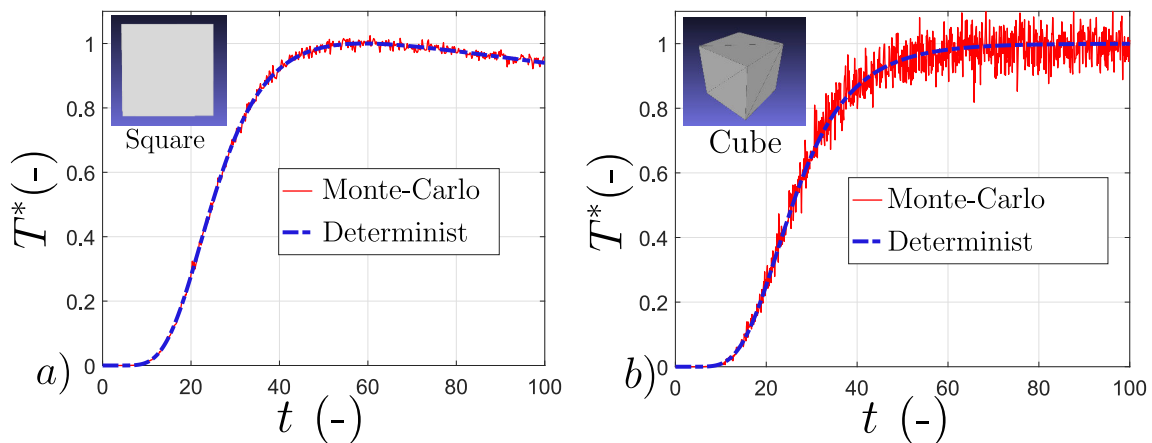


FIGURE 4.9 – Comparaison méthode Flash par Monte Carlo et par éléments finis : a) 2D (square) avec convection à la frontière (10^5 réalisations par intervalle de temps) b) 3D (cube) sans convection (5000 réalisations par intervalle de temps)

de réalisations réalisé. L'incertitude générée par l'algorithme de Monte-Carlo peut être comparée à celle générée par un instrument de mesure. Cependant, pour l'algorithme de Monte Carlo, l'incertitude associée dépend simplement du nombre de chemins suivis et, de ce fait, du temps de calcul. Théoriquement, considérant un temps de calcul infiniment long, il est possible de faire tendre la variance de ce bruit vers 0. L'un des avantages de la méthode de Monte Carlo est d'obtenir pour chaque calcul l'erreur associée. Cependant, par souci de lisibilité des figures, nous ne représentons pas la barre d'erreur associée en chaque point. Tant que le bruit est centré sur la solution et est indépendant, il peut être traité exactement comme dans le cas de la méthode Flash expérimental. Lors de la procédure d'inversion, l'incertitude sur les propriétés estimées sera simplement proportionnelle à l'incertitude moyenne (en temps) de la solution obtenue avec l'algorithme de Monte Carlo.

4.3.2 Validation cas 3D, saut d'une interface

L'exemple précédent ne traitait que le cas simple de la conduction pure dans un milieu homogène. Nous considérons maintenant le cas plus complexe du couplage entre la conduction et le rayonnement. Ce problème est initialement utilisé comme validation de l'algorithme de marche aléatoire proposé par G. Vignoles [107]. Comme représenté sur la fig. 4.10 b), des plaques solides homogènes, opaques, parallèles et d'épaisseur L_1 sont séparées par des tranches vides d'épaisseur $L_{\text{tot}} - L_1$. Seul le transfert de chaleur dans une direction est considéré. Dans les deux autres directions, grâce à une condition aux limites périodiques, nous supposons que la géométrie est infinie. Ce problème thermique 1D reste assez simple pour posséder une solution analytique. Trois températures T_1 , T_2 et T_3 sont définies. Les deux premières correspondent aux températures de part et d'autre d'une plaque solide tandis que la dernière température est celle située à l'autre côté de la

phase fluide (cf. fig. 4.10 b) et c)). En écrivant le flux traversant une plaque solide, le flux radiatif traversant la phase fluide et en égalisant les deux modes de transport, il est possible d'exprimer la diffusivité équivalente du système en fonction des données du problème telle que :

$$a_{\text{eff}} = \frac{a_s}{(1 - \Pi)^2} \left(1 + \frac{2 - \epsilon}{\text{Bi}} \right)^{-1} \quad (4.31)$$

avec a_{eff} , $\Pi = 1 - L_1/L_{\text{tot}}$, a_s , ϵ et Bi respectivement la diffusivité équivalente (effective) du système, la fraction volumique, la diffusivité du solide, l'émissivité de la surface et un nombre de Biot radiatif défini tel que :

$$\text{Bi} = \frac{h_r L_1}{\lambda_s} = \frac{4\epsilon\sigma T_{\text{ref}}^3 L_1}{\lambda_s} \quad (4.32)$$

Il est à noter que la diffusivité équivalente correspond à la diffusivité du milieu homogène compris entre les températures T_1 et T_3 . L'augmentation du transfert par rayonnement accélère la vitesse des transferts de chaleur totaux. De ce fait la diffusivité équivalente augmente avec le nombre de Biot comme prévu par l'eq. (4.34). Cette évolution peut être découpée en trois zones. Tout d'abord, pour $\text{Bi} < 0.1$, nous sommes dans le cas de l'approximation du petit corps. Le champ de température dans le solide est homogène (faibles échanges à l'interface). Étant donné que les chemins radiatifs sont rares, les temps de calcul nécessaires pour obtenir un résultat avec l'algorithme de Monte Carlo peuvent être très long. Ce dernier semble donc, de prime abord, peu adapté à des problèmes où la conduction est prédominante, et plus particulièrement, lorsque la géométrie ne permet pas de construire un chemin conductif entre les interfaces (avant/arrière) où la température est calculée. Ensuite, l'intervalle $0.1 < \text{Bi} < 100$ correspond à une configuration où le rayonnement commence à intervenir dans le transfert total. Enfin, pour $\text{Bi} > 100$, le transfert par rayonnement est largement supérieur au transfert par conduction et, comme représenté sur la fig. 4.10 a), la diffusivité équivalente tend vers une limite finie. Cette dernière ne peut plus augmenter et est limitée par la géométrie du problème. Pour $\text{Bi} \rightarrow \infty$, la diffusivité équivalente tend vers $a_s/(1 - \Pi)^2$.

Pour estimer la diffusivité équivalente, G. Vignoles [107] traite un grand nombre de périodes solide/vide (cf. fig. 4.10 b)). Un grand nombre de marcheurs sont répartis aléatoirement au sein de la phase solide à l'instant initial. Ces derniers sont repérés par leur position $\mathbf{x}(t = 0)$. En utilisant la relation d'Einstein [241], la diffusivité équivalente est calculée comme :

$$\underline{a_{\text{eff}}} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\overline{(\mathbf{x}(t) - \mathbf{x}(0)) \otimes (\mathbf{x}(t) - \mathbf{x}(0))}}{2t} \quad (4.33)$$

L'idée consiste donc à suivre pendant un temps long la position d'un grand nombre de marcheurs évoluant au sein de la géométrie. Lorsque la moyenne des distances euclidiennes entre l'instant t et l'instant initial ne varie plus (régime établi), il est possible d'estimer la diffusivité équivalente du milieu homogène équivalent.

Dans le cadre de notre étude, cette grandeur est calculée suivant le principe de la méthode flash. Le

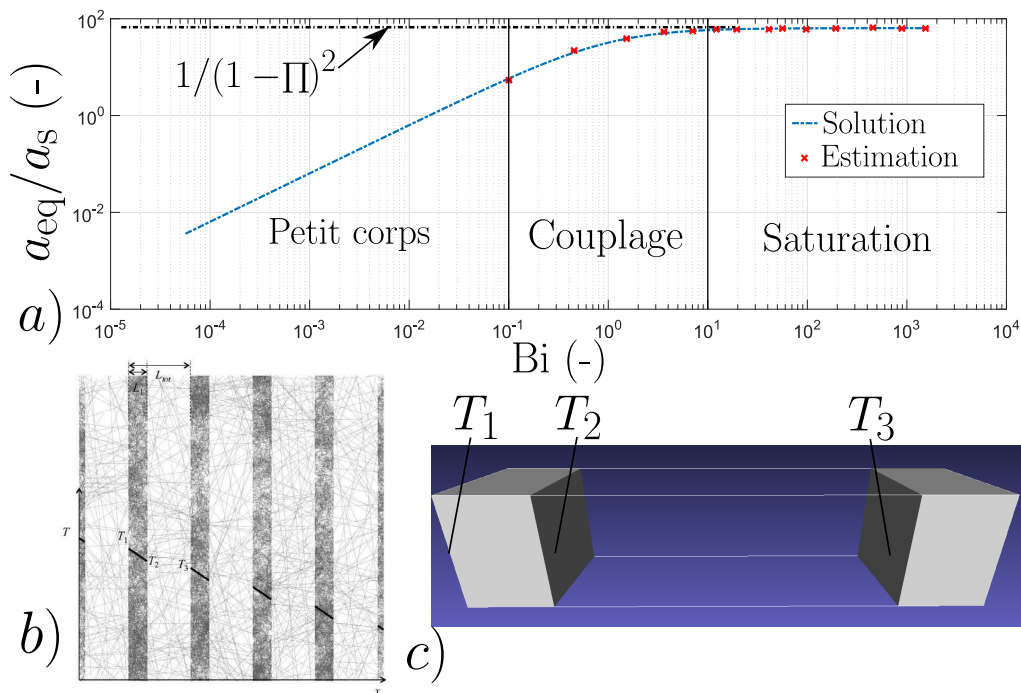


FIGURE 4.10 – Exemple d’un cas de validation, transfert radiatif entre deux plaques conductrices : a) Diffusivité équivalente adimensionnée en fonction du nombre de Biot, comparaison résultat analytique et estimé b) Schéma de la géométrie et de la marche proposé par G.Vignoles [107] c) Géométrie utilisé pour cet exemple

modèle direct basé sur les quadripôles, décrit le transfert thermique de type conduction pure dans le cas d’un milieu bicouche homogène. La première couche représente le système plaque+vide tandis que la seconde représente la seconde plaque. Pour l’inversion, nous utilisons l’algorithme de Levenberg-Marcquardt et nous utilisons un unique paramètre libre : a_{eff} . La diffusivité équivalente estimée par cette procédure est représentée sur la fig. 4.10 a) et est comparée à la solution analytique.

Pour de forts nombres de Biot, le rayonnement est assimilable à de la conduction, les résidus obtenus entre le modèle bicouche conduction pure et l’algorithme de Monte Carlo sont plats et nous observons un bon accord entre la solution analytique et la diffusivité équivalente estimée. Dans le cas intermédiaire, nous avons observé des résidus signés. Dans ce cas le rayonnement n’est plus comparable à de la conduction. Cependant, la diffusivité effective estimée, malgré ce désaccord modèle/expérience, reste en bon accord avec la solution.

Afin d’aller plus loin, nous souhaitons observer l’influence du pas de déplacement fixe δ_d au sein de la géométrie et du pas de remplacement du chemin après un contact frontière δ_b . Le problème peut être modélisé en considérant le transfert entre deux solides homogènes séparés par une résistance de contact tel que $R_c = 1/h_r$. Nous construisons donc la solution du problème à partir d’un modèle quadripolaire incluant un transfert purement conductif. Il est basé sur l’utilisation de trois matrices : une pour chaque milieu solide et une pour la résistance de contact. Sur la fig. 4.11, nous représentons l’évolution de la température en face arrière en fonction du temps. L’excitation en face avant

est un créneau comme défini précédemment. Nous comparons la solution obtenue par le modèle direct par l'algorithme de Monte Carlo et le modèle quadripolaire. Trois nombres de Biot radiatifs sont traités et nous varions assez systématiquement les valeurs des deux pas de déplacements. Ces derniers sont adimensionnés en les rapportant à l'épaisseur d'une plaque solide tel que $\delta_d^* = \delta_d/L_1$ et $\delta_b^* = \delta_b/L_1$. Les fig. 4.11 a), b) et d) représentent l'influence du pas de déplacement fixe δ_d pour des nombres de Biot radiatif respectivement égaux à 0.1, 1 et 10 pour un pas de remplacement fixe tel que $\delta_b^* = 2\delta_d^*$. Les fig. 4.11 c) et e) représentent l'influence du pas de remplacement δ_b^* pour des nombres de Biot radiatifs respectivement égaux à 1 et 10 pour un pas fixe de déplacement imposé tel que $\delta_d^* = 0.075$.

De façon générale, il apparaît assez clairement que pour un pas de remplacement δ_b^* fixe, la diminution du pas de déplacement permet de converger vers la solution exacte du problème. Pour un pas de déplacement tel que $\delta_d^* = 0.075$, la méthode stochastique est en bon accord avec l'évolution prévue par le modèle quadripolaire. De plus, nous avons remarqué qu'un pas de déplacement "trop grand" entraîne toujours une sur-estimation de la solution tandis que, à l'inverse, la perte d'un grand nombre de chemins cause une sous-estimation de celle-ci.

L'influence du pas de remplacement semble être plus faible que celle du pas de déplacement. En effet, l'augmentation du pas de remplacement augmente la probabilité de partir en rayonnement mais, en même temps, replace le chemin plus loin de la frontière. Cela entraîne nécessairement un effet compensatoire en considérant un grand nombre de chemins. Il est à noter qu'un pas de remplacement "trop petit" lors de l'utilisation de ce type de déplacement à pas fixé permettrait théoriquement d'atteindre la frontière dès le prochain déplacement. Ainsi pour $\delta_b^* = \delta_d^*$, nous commençons à observer une légère sur-estimation de la solution. Pour des valeurs inférieures, le biais augmente.

En conclusion, il est possible, avec ce type d'algorithme de prendre en compte le couplage conducto-radiatif sur un cas simple. Une calibration des deux paramètres de déplacement sur un cas transitoire permet de vérifier que nous sommes "suffisamment" proche de la solution du problème. Cependant, les résultats obtenus avec la méthode stochastique ne semblent pas toujours en parfait accord avec la solution obtenue par la méthode des quadripôles. De plus, ce cas-test présente une géométrie simplifiée et assez éloignée de la géométrie d'étude cible. Dans la prochaine partie, nous abordons une géométrie hétérogène plus complexe et nous proposons une nouvelle façon de traiter le chemin à l'approche d'une interface solide/fluide.

4.3.3 Validation cas 3D : Comparaison Comsol/Monte Carlo

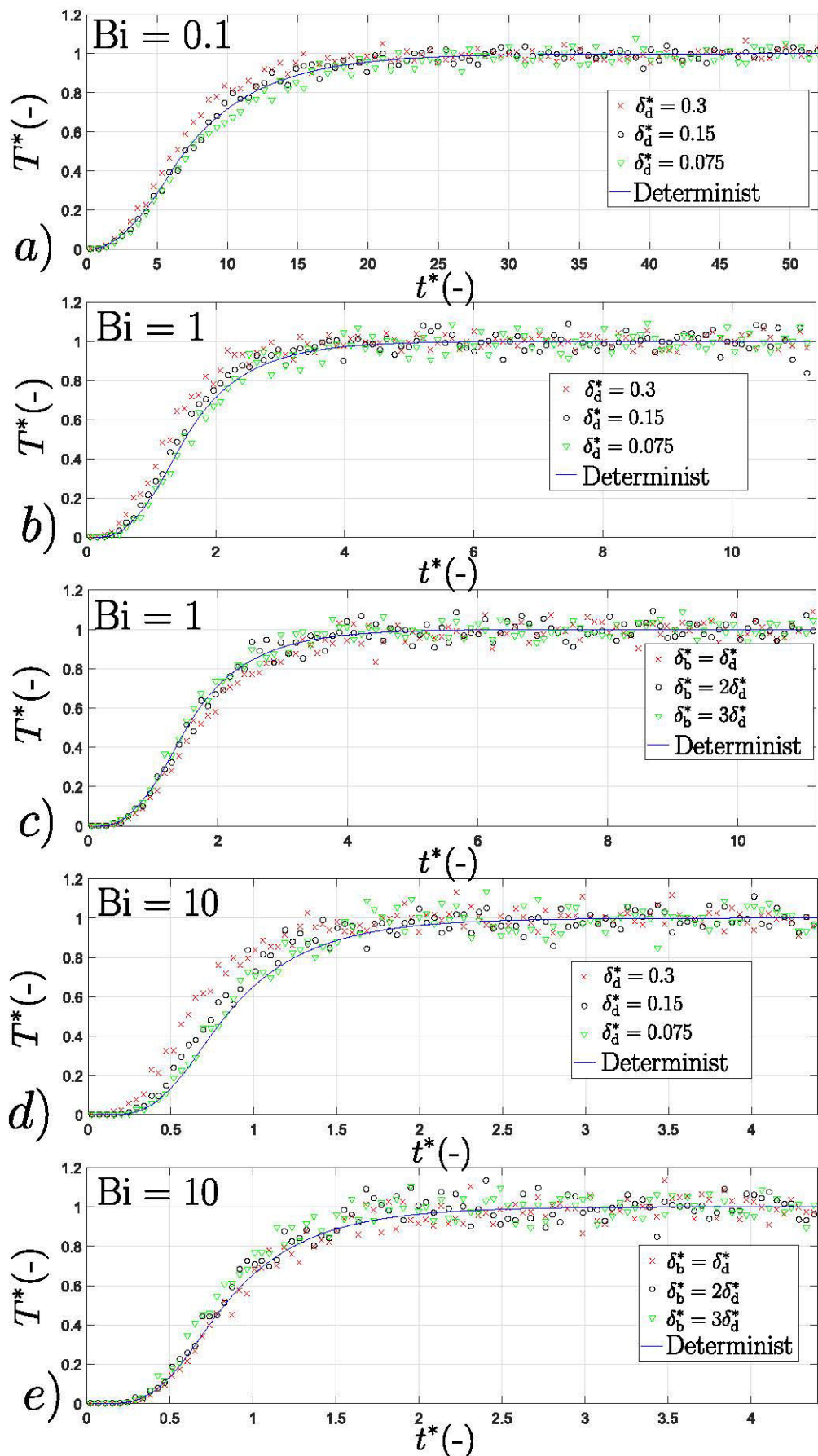


FIGURE 4.11 – Comparaison des thermogrammes obtenus par une méthode quadripolaire, étude de l'influence du pas de déplacement pour différents nombre de Biot radiatif : a) $Bi = 0.1$ $\delta_b^* = 2\delta_d^*$ fixé et δ_d^* varie b) $Bi = 1$ $\delta_b^* = 2\delta_d^*$ fixé et δ_d^* varie c) $Bi = 1$ $\delta_d^* = 0.075$ fixé et δ_b^* varie d) $Bi = 10$ $\delta_b^* = 2\delta_d^*$ fixé et δ_d^* varie e) $Bi = 10$ $\delta_d^* = 0.075$ fixé et δ_b^* varie

Définition de la géométrie et du problème thermique :

Dans cet exemple, nous considérons une géométrie 3D hétérogène de type nid d'abeille comme représenté sur la fig. 4.12 a). De plus, il est impossible de lier chaque face opposée à travers la phase solide avec une droite. Les dimensions ainsi que le problème thermique sont définis sur la fig. 4.12 b). Les dimensions de la structure sont z_{\max} et $x_{\max} = y_{\max}$. Les fenêtres traversantes sont carrées de taille $2D_s$ avec D_s la taille des canaux solides à section carrée. Le solide est opaque (surface grise purement diffuse d'émissivité $\epsilon = 1$) et purement conducteur (λ_s). Le rayonnement a donc lieu uniquement dans la phase fluide tandis que la conduction uniquement dans la phase solide (sous vide). Le problème thermique est composé de trois températures T_{hot} , T_{cold} et T_{∞} respectivement la température imposée sur la frontière supérieure, la température imposée sur la frontière inférieure et la température ambiante (à l'infini, loin de la géométrie). Nous rappelons qu'aucun phénomène semblable à de la convection naturelle autre que le rayonnement linéarisé n'est considéré. Les frontières latérales sont donc isolées du point de vue des transferts par conduction tandis que les surfaces (émissives) peuvent échanger par rayonnement avec l'environnement. Nous définissons la température de référence et la température ambiante telle que $T_{\text{ref}} = T_{\infty} = (T_{\text{hot}} + T_{\text{cold}})/2$. L'ensemble de la structure est à l'équilibre à T_{cold} à l'instant initial.

Le problème est adimensionné. Nous définissons le gradient de température sans dimension ainsi qu'un nombre de Biot radiatif tel que :

$$\Delta T^* = \frac{T_{\text{hot}} - T_{\text{cold}}}{T_{\text{ref}}}; \quad \text{Bi} = \frac{4\epsilon\sigma_{\text{SB}}T_{\text{ref}}^3 z_{\max}}{\lambda_s} = \frac{h_r z_{\max}}{\lambda_s} \quad (4.34)$$

De plus, nous définissons les dimensions, la température et le temps adimensionnés telles que $z^* = z/z_{\max}$, $y^* = y/y_{\max}$, $x^* = x/x_{\max}$, $T^* = (T - T_{\text{cold}})/(T_{\text{hot}} - T_{\text{cold}})$ et $t^* = (a_s t)/z_{\max}^2$. D'une part, le problème est résolu grâce au solveur multiphysique Comsol®. La conduction est traitée avec la méthode des éléments finis tandis que le rayonnement est traité par la méthode des radiosités. Le couplage entre la conduction et le rayonnement est fort (itération entre les deux équations jusqu'à convergence selon un critère en précision sur la solution calculée). Nous supposons que les solutions obtenues sont suffisamment précises grâce aux choix réalisés sur les différents paramètres nécessaires à la résolution (taille du maillage, pas de temps, discrétisation de l'angle solide etc..). D'autre part, la solution est obtenue par la méthode de Monte Carlo.

Résultat au régime permanent

Dans un premier temps, nous nous intéressons uniquement à la solution lorsque le transfert thermique total est établi (régime permanent). Dans le cas de la résolution de ce type de problème où les conditions aux limites sont de type température imposée, il suffit de générer un grand nombre de chemins initialisés depuis la position où la température souhaite être calculée. Lorsqu'un chemin

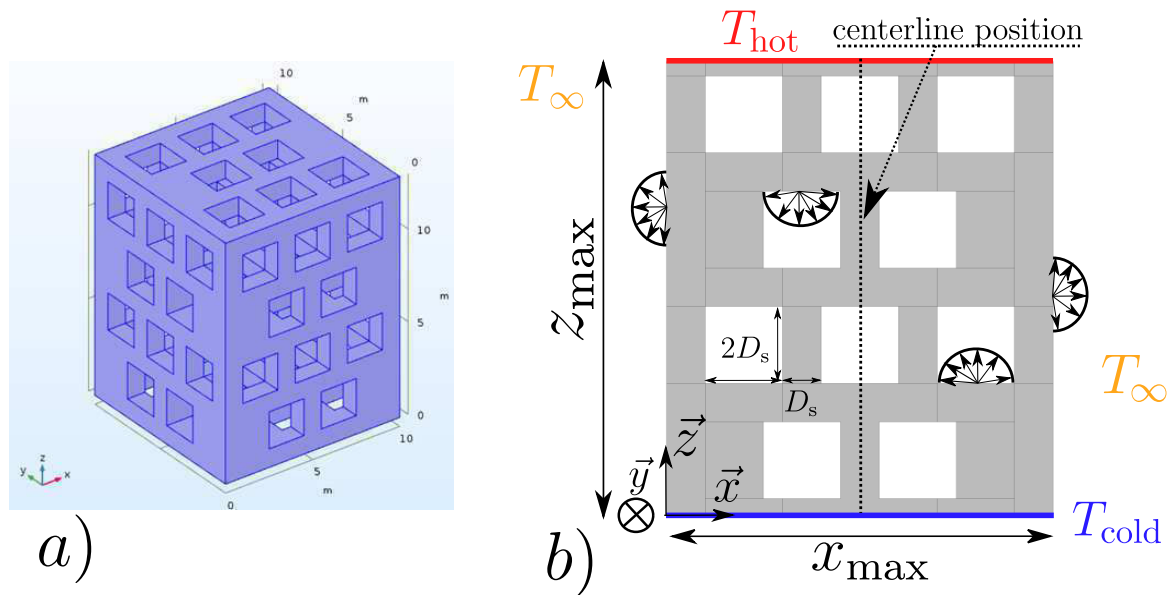


FIGURE 4.12 – a) Géométrie étudiée b) Définition du problème physique

atteint une température connue, l'algorithme s'arrête, nous retenons cette température (réalisation de l'algorithme) et un nouveau chemin est généré. En calculant la moyenne des températures retenues par l'ensemble des chemins, nous calculons la grandeur d'intérêt. De plus, nous disposons aussi d'une estimation de l'incertitude associée.

Ce type de problème similaire à une plaque chaude gardée a été étudié par C. Caliot et al. [239]. Par ailleurs, lors de l'étude d'un milieu poreux, ces auteurs ont montré, par comparaison avec un solveur commercial, que le pas de déplacement fixe peut être choisi "assez grand" afin d'augmenter la vitesse de calcul tout en gardant une précision suffisante.

Le nombre de réalisations de l'algorithme ainsi que les différents paramètres tels que les deux pas de déplacement sont fixés. Nous nous intéressons seulement au champ de température obtenu. Nous représentons l'évolution de la température adimensionnée au centre de la géométrie ($x^* = 0.5$, $y^* = 0.5$) le long de l'axe z^* . Les résultats obtenus par les méthodes déterministes et stochastiques pour différents nombres de Biot radiatif sont représentés sur la fig. 4.13. Tout d'abord, nous observons l'influence du transfert par rayonnement qui, comme vu précédemment, réduit les gradients thermiques au sein de la géométrie (impact en volume). De plus, les deux méthodes sont toujours en très bon accord, qu'importe le mode de transfert de chaleur dominant. Chaque température calculée par la méthode de Monte Carlo est associée à une barre d'erreur. Cette dernière dépend des données du problème et il est difficile de se prononcer, a priori, sur la qualité de convergence de l'algorithme. Pour le présent problème, nous remarquons que, pour un nombre de fixe de réalisations, l'erreur est plus faible lorsque le transfert par rayonnement est important.

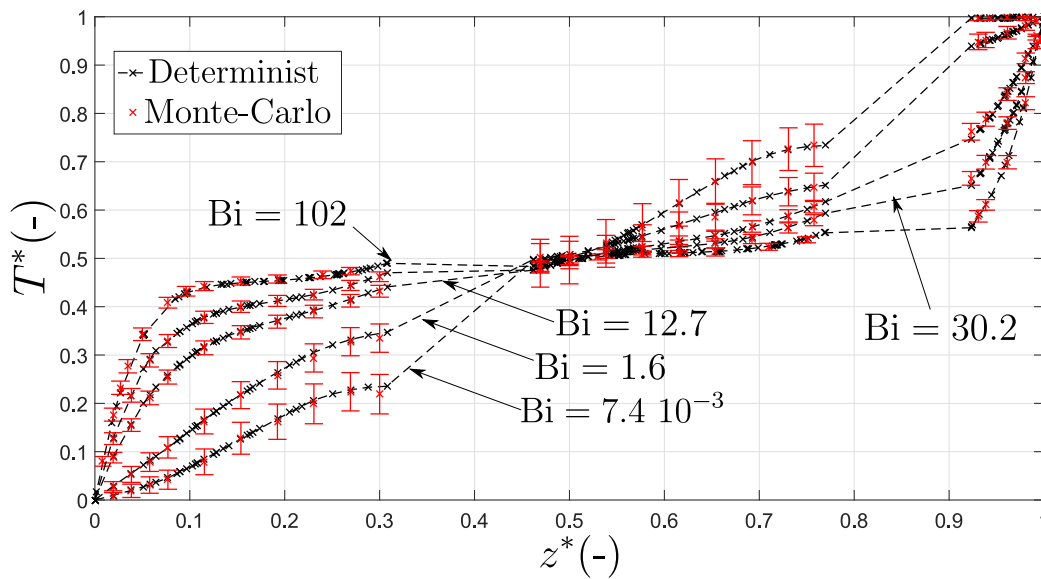


FIGURE 4.13 – Température adimensionnée en fonction de la position adimensionnée pour différents nombres de Biot radiatif

Intérêt de l’algorithme : Temps de calcul

Cette partie illustre un des avantages les plus importants de l’utilisation de ce type de méthode stochastique. Nous venons de montrer que le présent algorithme développé permet de calculer précisément la température en différentes positions pour une large gamme de nombres de Biot radiatif. Cependant, un des inconvénients principaux reste l’aspect localisé du calcul de la température. L’idée est de montrer ici que pour certaines applications, lorsque l’ensemble du champ de température n’est pas nécessaire, cette méthode est avantageuse.

En effet, cette dernière ne permet pas un calcul entier de l’ensemble du champ de température. Pour certaines études, il est possible de calculer la température en différent points et de remonter à l’ensemble du champ par une méthode d’interpolation spatiale. C’est, par ailleurs, ce qui est souvent réalisé avec une méthode déterministe. Nous souhaitons comparer la performance des deux modes de résolutions. La précision étant semblable, nous nous intéressons ici aux temps de calculs nécessaires.

Comparer proprement ces deux méthodes de natures très différentes est difficile et a peu de sens. En effet, selon le type de machine utilisé, la parallélisation ou encore le réglage des paramètres de résolution (pas de déplacement pour la méthode stochastique ou la tolérance pour la méthode déterministe) utilisés, il est possible de mettre en avant davantage une méthode plutôt que l’autre. Ce n’est pas l’idée ici. De notre expérience, ces dernières apparaissent même plutôt comme complémentaires. Nous nous limitons donc à donner un ordre de grandeur des temps de calcul nécessaires.

La fig. 4.14 a) représente le temps de calcul obtenu sur un processeur Intel Xeon X5650 à 2.66GHZ pour calculer la température en différentes positions et pour trois nombres de Biot radiatif (Bi=

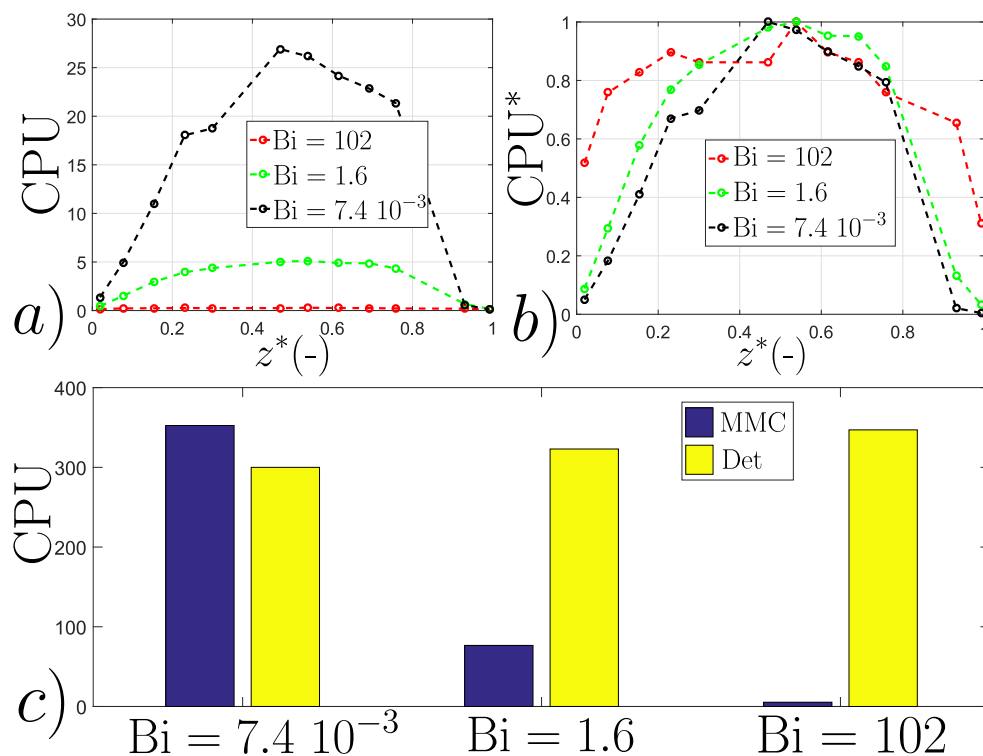


FIGURE 4.14 – Présentation temps de calcul pour les cas conduction majoritaire, cas intermédiaire, cas rayonnement majoritaire : a) Temps de calcul en fonction de la position adimensionnelle b) Temps de calcul relatif en fonction de la position adimensionnelle c) Comparaison temps de calcul entre Monte Carlo et Comsol®

$7.4 \cdot 10^{-3}$, $Bi = 1.6$ et $Bi = 102$). Le pas de déplacement adimensionné est fixé tel que $\delta_d^* = 0.025$ et 2500 chemins sont suivis pour chaque calcul. La fig. 4.14 b) représente le temps de calcul nécessaire rapporté au temps maximum nécessaire sur les différentes positions pour un nombre de Biot radiatif fixé (temps de calcul relatif). Cela nous permet de pouvoir comparer les résultats pour différents nombres de Biot radiatif et de mettre en évidence l'influence de la position de départ. Enfin, sur la fig. 4.14 c) nous représentons, pour trois nombres de Biot radiatif, le temps nécessaire pour obtenir l'ensemble du champ de température avec Comsol® et pour calculer 24 positions, chacune recourant à 2500 chemins, avec la méthode stochastique.

D'une part, la fig. 4.14 a) illustre la vitesse de calcul nécessaire pour différentes positions. Au vu des résultats pour $Bi = 7.4 \cdot 10^{-3}$ et $Bi = 1.6$, nous constatons que le temps de calcul augmente avec l'augmentation de la distance entre la position d'initialisation du chemin et la position d'une frontière où la température est connue. Ce résultat est complètement logique puisque l'algorithme s'arrête au contact de cette dernière. Il est donc plus long de réaliser un tel calcul au cœur de la géométrie, correspondant au maximum de temps de calcul requis. D'autre part, nous observons aussi que l'augmentation du transfert par rayonnement (Bi augmente) diminue le temps CPU moyen. Cela s'explique, statistiquement, par le fait que le nombre de chemins transitant par la phase fluide permet d'accélérer la vitesse des transferts thermiques totaux mais aussi, de construire des chemins

plus court entre l'initialisation et les frontières extérieures. De plus, l'augmentation des évènements d'émissions permet aussi d'accéder à la température ambiante (connue) qu'il est impossible d'atteindre en conduction pure.

Sur la fig. 4.14 b) est représenté le temps relatif. Nous divisons chaque courbe CPU/position par le maximum de temps CPU pour un nombre de Biot radiatif donné. Nous pouvons voir que l'augmentation du transfert par rayonnement semble rendre plus homogène le temps de calcul pour les différentes positions. Cela se comprend aussi aisément. Pour un cas fortement conducteur, un chemin initialisé entre un bord et une cavité ne peut pas traverser la phase fluide. Ainsi, après plusieurs contacts à l'interface solide/fluide entraînant en majorité un retour en conduction, le chemin finit par rapidement atteindre le bord où la température est connue. À l'inverse, pour un cas fortement radiatif, le chemin peut rapidement traverser la phase fluide et s'éloigner des bords du domaine. Ainsi, il existe un lien évident entre les gradients thermiques observés et le temps de calcul requis avec la méthode de Monte Carlo.

La fig. 4.14 c) globalise ces différents constats. Imaginons que nous ayons un temps de calcul similaire pour une étude où le transfert par rayonnement a une faible influence. Le temps de calcul nécessaire avec le logiciel commercial augmentera très légèrement avec l'augmentation des transferts par rayonnement en raison de l'augmentation du nombre d'itérations nécessaires pour respecter les critères de convergence imposés par le couplage des deux physiques. Comme décrit précédemment, pour la méthode stochastique, le constat est exactement l'inverse. L'augmentation des transferts par rayonnement entraîne une forte diminution du temps de calcul grâce à l'augmentation du nombre de chemins construits au sein de la phase fluide. Cela a été également constaté lors du couplage de la conduction, convection forcée et rayonnement par L. Ibarrart [48]. De la même façon l'augmentation des phénomènes de transport fluidique permet d'accélérer d'avantage les temps de calculs. L'ajout de physique supplémentaire tel que la conduction par la phase fluide ou la convection naturelle augmentera aussi la vitesse. En conclusion, la résolution de la conduction pure avec une méthode stochastique semble moins intéressante. Cependant, la résolution directe de problèmes multi-physiques incluant des couplages peuvent être résolus rapidement grâce à ce type de méthodes basées sur la construction de chemins. De plus, ces dernières ont d'autant plus d'intérêt lorsque l'application cible ne requiert pas nécessairement un calcul de l'ensemble du champ de température.

Influence du pas de déplacement

Sur ce cas de validation 3D, où un franchissement d'interfaces orientées dans de multiples directions a lieu un grand nombre de fois, il est essentiel de vérifier la qualité de la précision obtenue. Pour cette étude, nous fixons le pas de déplacement tel que $\delta_b^* = 2\delta_d^*$ et nous varions la valeur du

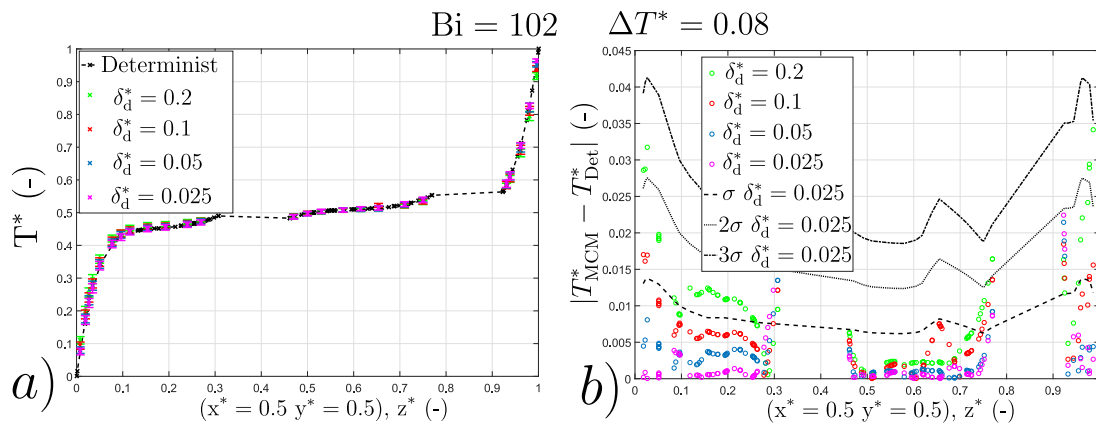


FIGURE 4.15 – Influence du pas de déplacement au stationnaire : a) Température adimensionnée en fonction de la position adimensionnée pour différents pas de déplacement b) Écart entre le résultat obtenu avec Comsol® et la méthode de Monte Carlo pour les différents pas de déplacement

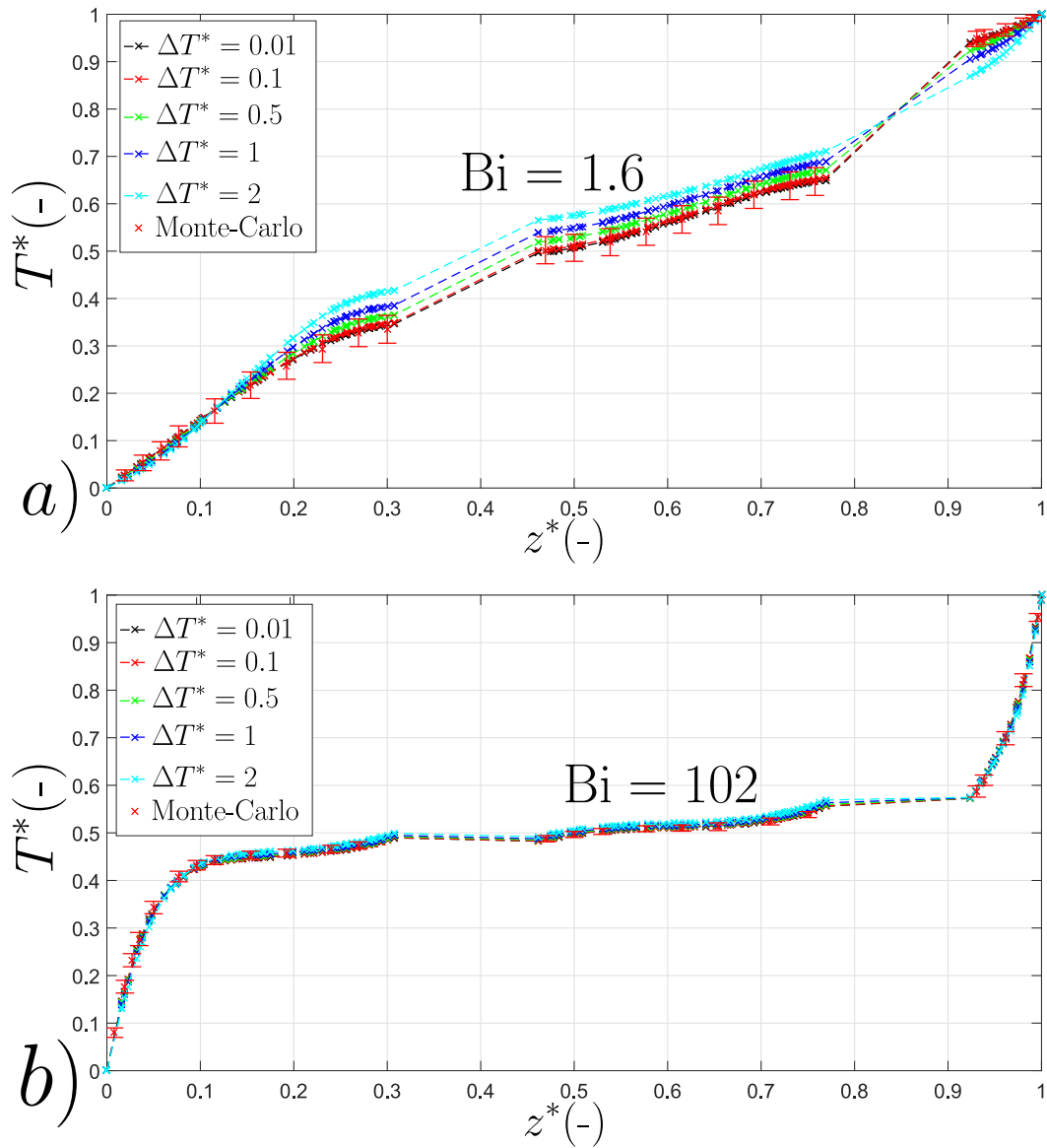
pas de déplacement fixe. Le constat réalisé sur la qualité de la solution obtenue est indépendant du nombre de Biot radiatif. Ainsi, nous ne présentons sur la fig. 4.15, que les résultats obtenus pour $Bi = 102$.

La fig. 4.15 a) représente la température adimensionnée en fonction de la position adimensionnée pour un nombre de Biot donné. La solution obtenue par le solveur commercial et celles obtenues avec la méthode de Monte Carlo pour différents pas de déplacements sont comparées. La fig. 4.15 b) représente, quant à elle, la différence entre les deux méthodes pour les différents pas de déplacement associés. De plus, nous représentons les différentes incertitudes σ associées au calcul réalisé avec le plus faible pas de déplacement.

À première vue de la fig. a), tous les calculs réalisés avec la méthode stochastique semblent en bon accord avec le résultat obtenu par la méthode déterministe. La seconde figure apporte une vision plus fine sur le résultat. Tant que le pas de déplacement n'est pas "trop faible", c'est-à-dire, qu'un nombre raisonnable de chemins ne s'égarer pas lors de la construction du chemin, l'écart entre les deux méthodes diminue avec la diminution du pas de déplacement. Cela valide, premièrement, l'utilisation de la méthode de Monte Carlo pour la résolution du problème. Deuxièmement, ce résultat illustre un aspect pratique. Selon le critère de précision voulu par un éventuel utilisateur, ce dernier peut choisir de sacrifier l'aspect précision du calcul réalisé pour gagner en temps de calcul. Il est aussi important de noter que la précision est plus faible si le calcul est réalisé proche d'une interface. Cela est dû au fait que le chemin peut rencontrer une interface dès le premier saut en espace. Une amélioration possible de la présente méthode pourrait consister à imposer un déplacement plus faible lors des premiers pas de l'algorithme. Enfin, nous constatons que l'écart entre les deux modèles est en majorité plus faible que deux fois l'incertitude calculée pour le pas de déplacement le plus petit, donc le plus précis. Un pas de déplacement plus grand (un cinquième de la dimension caractéristique du problème) et plus rapide reste donc globalement correct.

Limite de la méthode : Effets non-linéaires

Cet exemple met en évidence une des limites de la méthode présentée : les effets non-linéaires. Cela ne semble poser pas de problème particuliers pour le cas spécifique de la méthode flash qui ne nécessite qu'une faible élévation de la température. Cependant, si ce type de méthode souhaite être utilisée pour d'autres applications comme, par exemple, la modélisation d'un échangeur de chaleur, il peut devenir essentiel d'intégrer ces phénomènes lors de la résolution. Dans le cadre de notre étude, nous comptons deux différentes possibilités qui peuvent causer des effets non-linéaires. D'une part, cela peut venir de la thermo-dépendance des propriétés thermiques et optiques telles que la conductivité, la capacité thermique ou même l'émissivité. D'autre part, cela peut venir des transferts par rayonnement. Il peut être nécessaire de prendre en compte l'évolution en T^4 du flux radiatif. Nous nous intéressons ici particulièrement à l'erreur générée. Pour illustrer cet effet, nous augmentons les gradients thermiques dans la géométrie présentée précédemment en augmentant l'écart entre les deux températures imposées T_{cold} et T_{hot} aux extrémités du domaine. Ainsi, nous varions le gradient thermique relatif ΔT^* . Nous représentons sur les fig. 4.16 a) et b) les résultats respectivement obtenus pour $Bi= 1.6$ (intermédiaire) et $Bi= 102$ (rayonnement prépondérant). Sur chacune, nous représentons la température adimensionnée en fonction de la position adimensionnée pour différents gradients thermiques relatifs calculée avec Comsol ®. De plus, nous ajoutons la solution (linéaire) obtenue avec l'algorithme de Monte Carlo qui se distingue par la barre d'erreur associée. Pour $Bi= 1.6$, chacun des modes de transferts participe approximativement à part égale sur le transfert total. Cependant, les gradients thermiques observés en volume restent importants. Ainsi, nous observons très clairement une forte sensibilité à la non-linéarité. Le résultat obtenu avec l'algorithme de Monte Carlo est en bon accord avec celui calculé avec la méthode déterministe pour un gradient thermique relatif ne dépassant pas une valeur de 0.1. Au-delà, nous observons l'apparition d'écarts entre les deux méthodes. L'hypothèse de linéarité entraîne, donc, une sous-estimation de la solution non-linéaire. En augmentant encore les gradients, nous observons un écart encore plus significatif entre la solution linéaire et la solution non linéaire associée. Il apparaît alors évident que la méthode stochastique présentée devient inutilisable pour résoudre le problème lorsque l'hypothèse de linéarité des transferts n'est plus valide. Pour $Bi= 102$, le transfert par rayonnement est largement majoritaire. Pourtant, les effets non-linéaires sont moins importants. Ce constat s'explique par le fait que les transferts radiatifs réduisent les gradients thermiques dans le volume. La température est quasi-constante sur une grande épaisseur, ce qui minimise les effets non-linéaires.

FIGURE 4.16 – Influence de la non-linéarité : a) $Bi = 1.6$ b) $Bi = 102$

Étude de la solution en transitoire

À présent, après avoir traité un problème stationnaire et mis en évidence un avantage et un inconvénient de la présente méthode, nous nous intéressons à la solution obtenue dans un cas transitoire. Comme nous l'avons présenté précédemment, afin de prendre en compte un transfert thermique en transitoire, le suivi du chemin s'arrête lorsque le temps associé à ce dernier atteint la condition initiale. À ce moment, la température à l'instant initial est connue et correspond à la température retenue comme réalisation de l'algorithme. Dans cette partie, le problème transitoire est résolu avec Comsol® et la méthode de Monte Carlo.

Nous avons montré précédemment que les possibilités de générer des chemins simulant la diffusion de la chaleur au sein du solide sont nombreuses. Comme montré par H. Sheikh et E. M. Sparrow [233], la construction du chemin peut être réalisée par l'écriture de la température en un point et un temps donné en fonction des températures voisines à un autre instant que ce soit basé sur une discrétisation spatio-temporelle reposant sur une grille ou sur une sphère. Ainsi, pour le cas particulier d'un algorithme de type Walk-On-Sphere, la sphère est de rayon variable ou fixe (cf. fig. 4.3). Pour l'instant, les cas traités ne se basent que sur cette dernière. L'exemple ici traite des deux types de schémas de déplacement. L'idée ici est aussi de démontrer les avantages et inconvénients afin de proposer une stratégie valable pour la suite de cette étude.

Un chemin à pas fixe est caractérisé par les deux paramètres δ_d et δ_b respectivement le pas de déplacement en volume et le pas de remplacement après un contact avec une interface solide/fluide. Ce type de déplacement est facile à implémenter puisqu'il suffit d'échantillonner une direction uniformément répartie sur la sphère et de vérifier que la distance de parcours désirée est bien supérieure à la distance à l'interface. Le chemin reposant sur une sphère à rayon variable nécessite un pré-calcul visant à déterminer la plus grande distance qu'il est possible de parcourir avant d'atteindre la frontière la plus proche, ou autrement dit, construire la sphère inscrite au volume. Cela est aisée quand la géométrie est simple, et le devient beaucoup moins pour un milieu complexe. Il faudrait, en théorie, tirer une infinité de directions pour construire la plus grande sphère. Cela n'étant pas réalisable, l'idée serait de tirer aléatoirement un grand nombre de directions pour approcher la plus grande sphère possible. À l'approche de l'interface, la distance parcourue à chaque saut se réduira. Lorsque le rayon de la sphère inscrite construite devient inférieure à une longueur arbitraire ε_w , la condition aux limites est considérée. Si le test réalisé à l'interface indique un départ en rayonnement, le chemin est replacé à l'interface et un chemin radiatif est initialisé. À l'inverse, le chemin retourne à l'intérieur de la géométrie avec une distance $2\varepsilon_w$. Un inconvénient évident apparaît, les temps de calcul peuvent augmenter en raison de l'augmentation de nombre d'intersections à calculer et de la diminution du pas de déplacement pour des positions proches de la surface. À l'inverse, les avantages semblent être une prise en compte plus précise des gradients à l'interface, une diminution du

temps de calcul en volume avec l'augmentation du pas de déplacement loin des frontières et enfin à une diminution du nombre de chemins perdus lors de la construction des chemins (diminution du nombre de contacts directs avec l'interface). De plus, ce type de déplacement est caractérisable par la définition d'une unique longueur : l'épaisseur à l'interface où les conditions aux limites sont considérées. Nous ajoutons à cette dernière une distance maximum de saut $\delta_{d,max}$. Cette borne permet d'éviter des déplacements sur des distances trop importantes au sein de la géométrie.

Les résultats sont rassemblés sur la fig. 4.17. Étant donné que nous réalisons le même constat pour différents nombres de Biot radiatif, nous présentons les courbes seulement pour $Bi = 102$. La fig. a) représente l'évolution de la température adimensionnée au coeur de la géométrie ($z^* = x^* = y^* = 0.5$) en fonction du temps adimensionné pour différents pas de déplacement en utilisant une sphère à rayon fixe. La fig b) représente l'écart entre le modèle déterministe et stochastique associé. La fig c) représente l'évolution de la température adimensionnée en fonction du temps adimensionné pour différentes épaisseurs d'application du gradient et différents pas maximum de déplacement en utilisant un déplacement à pas variable.

Dans le cas d'un algorithme à pas fixe, un pas de déplacement égal à $1/5^{\text{ème}}$ de la dimension caractéristique du système semble provoquer une sur-estimation de la solution obtenue avec la méthode déterministe. Ce constat avait déjà été réalisé sur le cas stationnaire. Ainsi, un pas trop grand provoque une sur-estimation de la solution. La réduction de ce dernier permet de converger peu à peu vers la solution. Cependant, comme exposé dans les travaux de C. Caliot et al. [239], le pas de déplacement nécessaire pour obtenir une précision satisfaisante sur la solution doit être plus faible pour un problème transitoire que pour un problème stationnaire. Cela se visualise assez bien sur la fig. 4.17 b). L'écart entre le modèle stochastique et déterministe augmente rapidement dans les premiers instants pour ensuite diminuer fortement à l'approche du régime stationnaire. Ainsi un pas assez grand tel que $\delta_d^* = 0.2$ semble raisonnable en terme de précision pour le stationnaire tandis que le transitoire reste trop grossièrement décrit. Il faut au moins considérer un pas deux fois inférieur à ce dernier pour observer un écart moyen inférieur à 0.01. Pour des pas de déplacement inférieurs à ceux présentés ici, l'évolution transitoire de la température n'évolue plus que faiblement. Le temps de calcul augmente pour un gain en précision faible.

Dans le cas d'un algorithme à pas variable, le constat est similaire. Lorsqu'un écart est observé, cela provoque systématiquement une sur-estimation de la solution. De plus, parmi les deux paramètres $\delta_{d,max}^*$ et ε_w , il apparaît assez clairement que ce dernier est celui qui a le plus d'influence sur la précision. Cela est aussi mis en évidence sur la fig. 4.17 d). Le résultat obtenu avec la méthode stochastique converge vers celle obtenue de façon déterministe avec la diminution de ε_b . Pour preuve, nous pouvons observer que l'écart moyen entre les deux méthodes est inférieur avec le couple

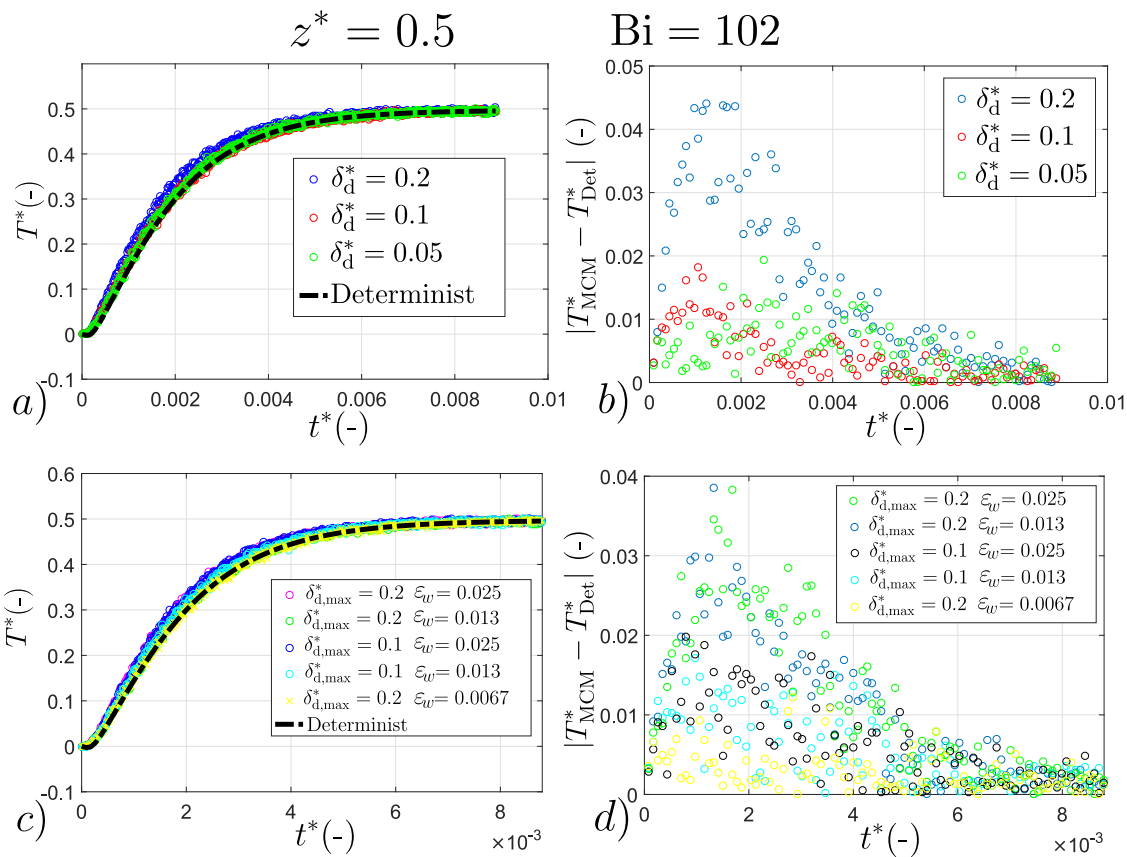


FIGURE 4.17 – Influence du pas de déplacement en instationnaire avec prépondérance du rayonnement : a) Température adimensionnée en fonction du temps adimensionné pour différents pas de déplacements (sphère fixe) b) Écart entre le résultat obtenu avec Comsol® et la méthode de Monte Carlo pour les différents pas de déplacements (sphère fixe) c) Température adimensionnée en fonction du temps adimensionné pour différents pas de déplacements (sphère flottante) d) Ecart entre le résultat obtenu avec Comsol® et la méthode de Monte Carlo pour les différents pas de déplacements (sphère flottante)

($\delta_{d,\max}^* = 0.2$, $\varepsilon_w = 0.0067$) qu'avec le couple ($\delta_{d,\max}^* = 0.1$, $\varepsilon_w = 0.013$). Le paramètre limitant le déplacement a aussi une influence légèrement plus faible. Enfin, la réduction de l'épaisseur ε_w permet de trouver un bon accord entre les deux modélisations traitées. Pour des valeurs encore plus faibles, comme pour le déplacement à pas fixe, nous observons un faible écart sur le résultat final. Il est donc possible par une réduction des paramètres dirigeant la construction des chemins de converger vers la solution pour les deux types de schémas étudiés. Cependant, si nous devons nous prononcer quant au choix entre ces deux derniers, le schéma à pas variable semble plus performant du point de vue précision et des temps de calcul. D'une part, cela n'apparaît pas de façon évidente au vu de ces résultats dû à une différence finalement assez faible. Le déplacement à pas variable semble converger, par diminution de l'épaisseur, plus naturellement vers la solution tandis qu'un biais très léger semble persister malgré la diminution du pas de déplacement fixe. De plus, comme dit précédemment, la construction d'une sphère inscrite dans la géométrie permet de s'affranchir plus facilement de biais occasionnés par la perte de chemins traversant la géométrie. D'autre part, la construction d'une sphère inscrite permet de se déplacer sur de grande distance lorsque le chemin est en volume. Ce qui permet d'accélérer les calculs par comparaison avec un schéma à pas fixe. En conclusion, l'utilisation de l'algorithme de Monte Carlo pour calculer la solution transitoire couplant à la fois le transfert par conduction et par rayonnement est validée pour les deux types de schémas traités à condition de réduire "suffisamment" les paramètres de construction des chemins. Dans le cas où ces critères ne sont pas respectés, une légère sur-estimation du résultat est occasionnée.

Le réglage de ces paramètres peut sembler, de prime abord, arbitraire mais cette démarche reste complètement analogue aux critères de tolérances, pas de temps et finesse du maillage utilisés lors de l'utilisation d'une méthode déterministe. Ainsi, une fois qu'un jeu de paramètres satisfaisant a été estimé comme suffisamment précis et que la solution obtenue n'est plus dépendante de ces derniers, les résultats calculés par la méthode stochastique sont précis pour toutes positions et pour une large gamme de paramètres définissant le problème thermique (propriétés thermiques, optiques ou nombre de Biot radiatif). La fig. 4.18 compare les résultats obtenus entre la méthode stochastique et déterministe pour différentes positions respectivement égales à $z^* = [0.039, 0.24, 0.5, 0.75, 0.96]$. Les fig. 4.18 a), b) et c) correspondent respectivement aux différents cas de couplage des deux modes de transferts : Conduction majoritaire ($Bi = 7.4 \cdot 10^{-4}$), équilibre entre conduction et rayonnement ($Bi = 1.6$) et rayonnement majoritaire ($Bi = 102$). Dans tous les cas, nous trouvons un bon accord entre les deux méthodes, ce qui valide l'utilisation de la méthode stochastique. L'évolution transitoire de la température est accélérée grâce à l'augmentation des transferts par rayonnement visible aisément en comparant les temps pour différents nombres de Biot radiatif. De plus, dans le cas transitoire, nous observons aussi la réduction des gradients thermiques en volume avec l'aug-

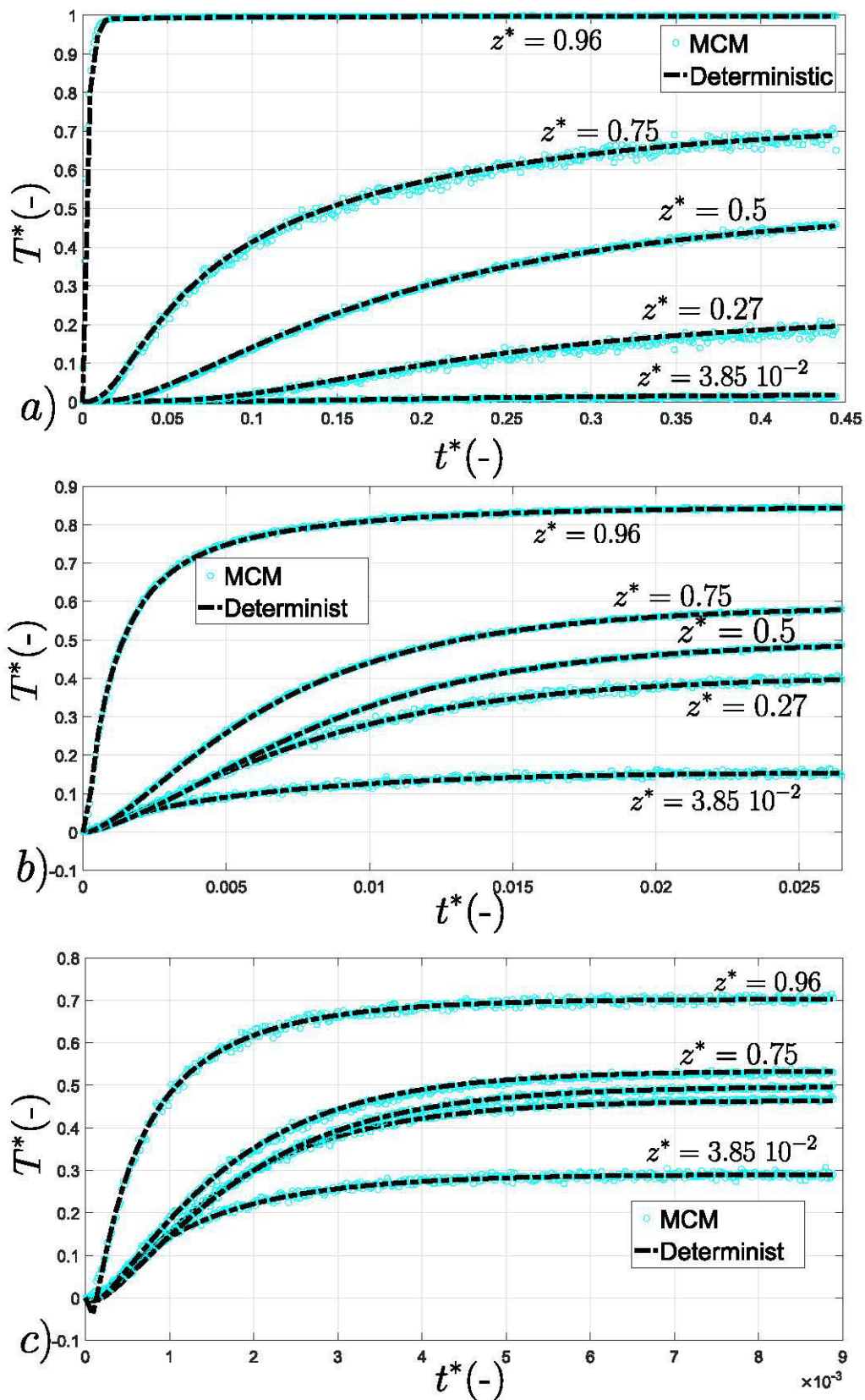


FIGURE 4.18 – Comparaison résultats obtenus en instationnaire avec Comsol @ avec $\Delta T^* = 0.1$ et la méthode de Monte Carlo sphère fixe avec $\delta_{d,max}^* = 0.2$ et $\epsilon_w = 0.0067$ pour différentes positions sur la ligne centrale : a) $Bi = 7.4 \cdot 10^{-4}$ b) $Bi = 1.6$ c) $Bi = 102$

mentation du rayonnement. Enfin, pour $\Delta T^* = 0.1$, aucun effet dû à la non-linéarité n'est observé, validant, ici aussi, l'utilisation de la méthode stochastique en transitoire.

4.3.4 Procédure d'inversion : approximation de la diffusion

La procédure permettant le calcul de l'évolution transitoire de la température a été décrit et a été validé sur un exemple 3D. Le passage de cette dernière vers la méthode flash est assez direct et a aussi été présenté dans la section 4.2.7. Par souci de brièveté, nous ne présenterons systématiquement pas les thermogrammes générés par l'algorithme de Monte Carlo, le meilleur fit avec le modèle homogène obtenu ainsi que la procédure d'inversion. La fig. 4.19 donne un aperçu des différentes étapes de la caractérisation appliquée à l'étude d'un empilement de cinq cellules de Kelvin (cf. fig. 4.19 b)).

Les thermogrammes générés numériquement sont évidemment similaires à ceux mesurés par caméra infra-rouge dans le chapitre précédent. Nous observons, sur la fig. 4.19 a), l'élévation de température en face arrière due à l'excitation face avant. Aux temps longs, l'échantillon atteint un nouvel équilibre de température (absence de pertes par convection aux deux frontières extrêmes du système). Ce dernier étant donc adiabatique, il y a bien équilibre de la température pour $t \rightarrow \infty$. Comme dans le chapitre précédent, l'algorithme de Levenberg-Marquardt est utilisé pour réaliser l'inversion. Nous pouvons alors soit utiliser un modèle conducto-radiatif pour tenter d'estimer la conductivité équivalente du milieu et une épaisseur optique soit utiliser un modèle conduction pure pour identifier une conductivité totale équivalente (ou effective). Les paramètres laissés libres dans les deux configurations sont les mêmes que ceux utilisés dans le chapitre précédent. Cependant, nous nous affranchissons ici du coefficient d'échanges h_t . Le problème possède donc un degré de liberté en moins, ce qui, d'après le principe de parcimonie est un gain de précision sur les paramètres laissés libres.

Sur la fig. 4.19 sont représentés (en bleu) la courbe bruitée, expérience numérique réalisée avec l'algorithme de Monte Carlo et (en rouge) le meilleur fit obtenu avec un modèle purement conductif et supposant le milieu homogène. Nous présentons le résultat pour différentes températures de référence. Il est tout à fait logique de penser que l'incertitude associée au calcul par Monte Carlo sur chaque intervalle de temps semble important. Cependant, ce dernier a finalement peu d'effet tant qu'il est assimilable à un bruit blanc. C'est-à-dire, que le calcul de la température par l'algorithme de Monte Carlo pour un temps donné est indépendant des autres instants. Dès lors, les outils d'analyse liés à l'inversion nous permettent de quantifier directement l'incertitude engendrée sur les paramètres équivalents estimés en fonction de l'incertitude moyenne générées par le calcul par Monte Carlo. L'utilisateur a alors toute liberté d'augmenter le nombre de réalisations de l'algorithme afin de réduire l'erreur (augmentant aussi le temps de calcul) et d'améliorer la précision des paramètres

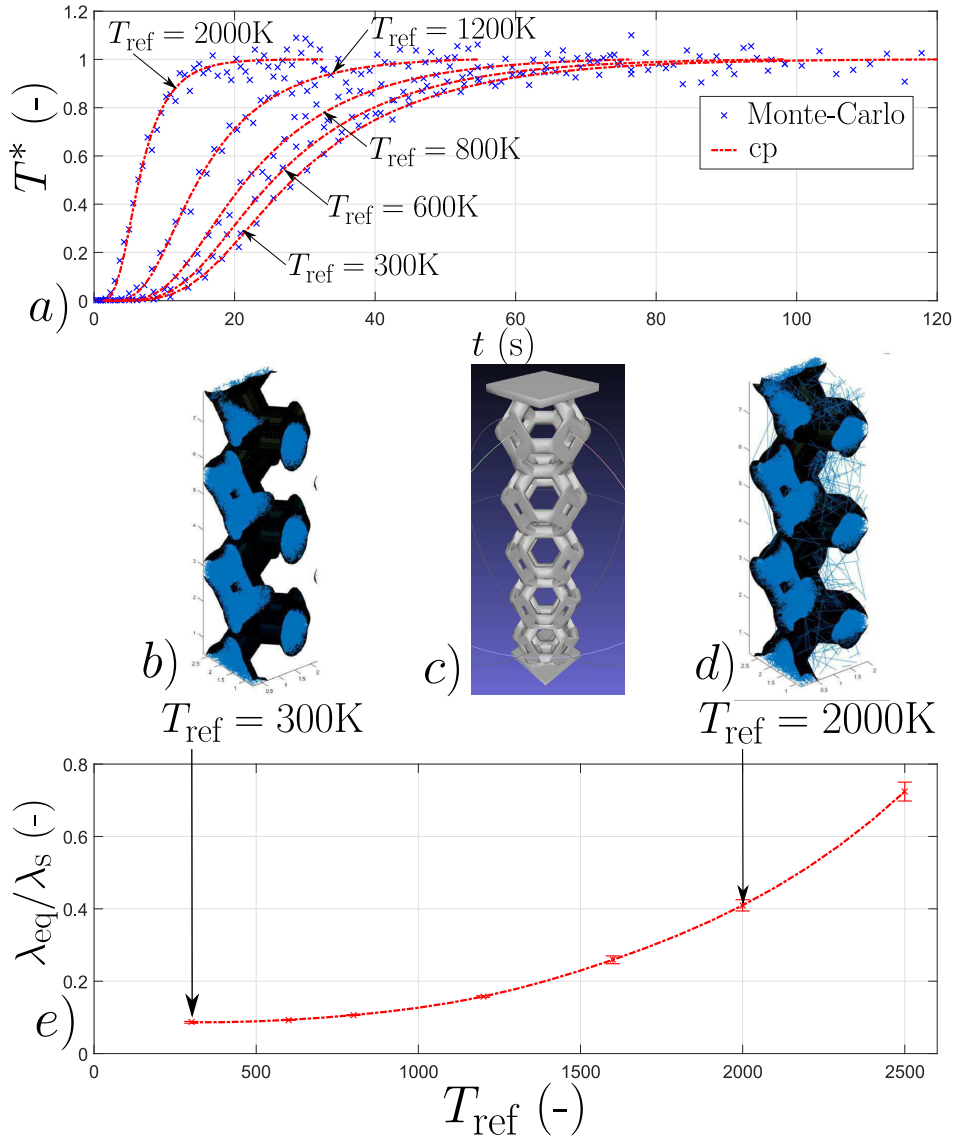


FIGURE 4.19 – Thermogrammes obtenus et modèle conduction pure (cp) après inversion pour différentes températures, application sur une mousse composée d'un empilement de 5 cellules de Kelvin et description de la procédure de caractérisation : a) Thermogrammes et modèle cp pour différentes températures b) marche aléatoire proche conduction pure ($T_{ref} = 300K$) c) Géométrie traitée d) marche aléatoire avec un fort transfert radiatif ($T_{ref} = 2000K$) e) Résultats de l'estimation, méthode de construction de l'évolution de la conductivité thermique relative en fonction de la température de référence

estimés.

La vitesse d'élévation de la température en face arrière augmente avec l'augmentation de la température de référence. Cette dernière permet d'augmenter la probabilité de suivre un chemin radiatif. Sur un grand nombre de chemins suivis, nous observons simplement l'intensification des transferts par rayonnement. Cela est visible sur les fig. 4.19 b) et d). Pour une faible température de référence, l'ensemble des chemins (en bleu) sont contenus à l'intérieur de la géométrie tandis que pour une forte température de référence, nous observons des chemins traversant la phase fluide. Étant donné que ce "saut" à travers la phase fluide est "gratuit" temporellement ou, autrement dit, instantané, l'augmentation globale du nombre de chemins traversant la phase fluide augmente la vitesse moyenne totale des transferts au sein de la géométrie : la diffusivité totale équivalente du milieu homogénéisé. Évidemment, l'importance du transfert par conduction devant le transfert par rayonnement ne dépend pas uniquement de la température de référence mais aussi de la compétition entre les propriétés intrinsèques de conduction (λ_s) et de rayonnement (ϵ). De plus, selon la géométrie étudiée, la distance parcourue lors de l'échantillonnage d'un chemin radiatif peut devenir plus ou moins importante et, de ce fait, la capacité des transferts par rayonnement à se développer plus ou moins importante. Cela permet d'intégrer la notion de libre parcours moyen par rayonnement du milieu homogène équivalent (τ), conséquence des propriétés structurales du milieu hétérogène. Le raisonnement similaire est applicable pour l'homogénéisation de la conduction. Nous illustrons alors, par la quantification de la vitesse des transferts moyens dans la géométrie, la possibilité de lier aisément les propriétés intrinsèques aux propriétés plus globales. Il devient possible, pour un jeu de paramètres intrinsèques donné, de quantifier l'augmentation des transferts par rayonnement avec l'augmentation de la température de référence comme représenté sur la fig. 4.19 e). La conductivité équivalente du milieu est constante lorsque le transfert est principalement conductif, puis, avec l'augmentation du rayonnement, cette dernière augmente suivant une évolution parabolique. Dans la suite, nous développons une étude paramétrique. L'idée est de montrer l'intérêt de cet outil pour prédire les propriétés équivalentes en fonction des propriétés intrinsèques et, pour aller plus loin, utiliser ces résultats pour répondre à des besoins d'optimisation géométrique selon l'application ciblée (échangeur, isolation ou catalyse).

4.3.5 Validation cas 3D : Conduction pure Flash

Nous avons montré précédemment la validité de l'algorithme pour un problème similaire à une plaque chaude. Jusqu'à présent, aucune validation 3D couplée pour le cas de la méthode Flash n'a été effectuée. Étant donné qu'il n'existe pas de solution analytique à ce problème thermique en géométrie complexe, une première idée pourrait être de recommencer une comparaison stochastique/déterministe avec des conditions aux limites en flux. Cela peut être tout à fait réalisé,

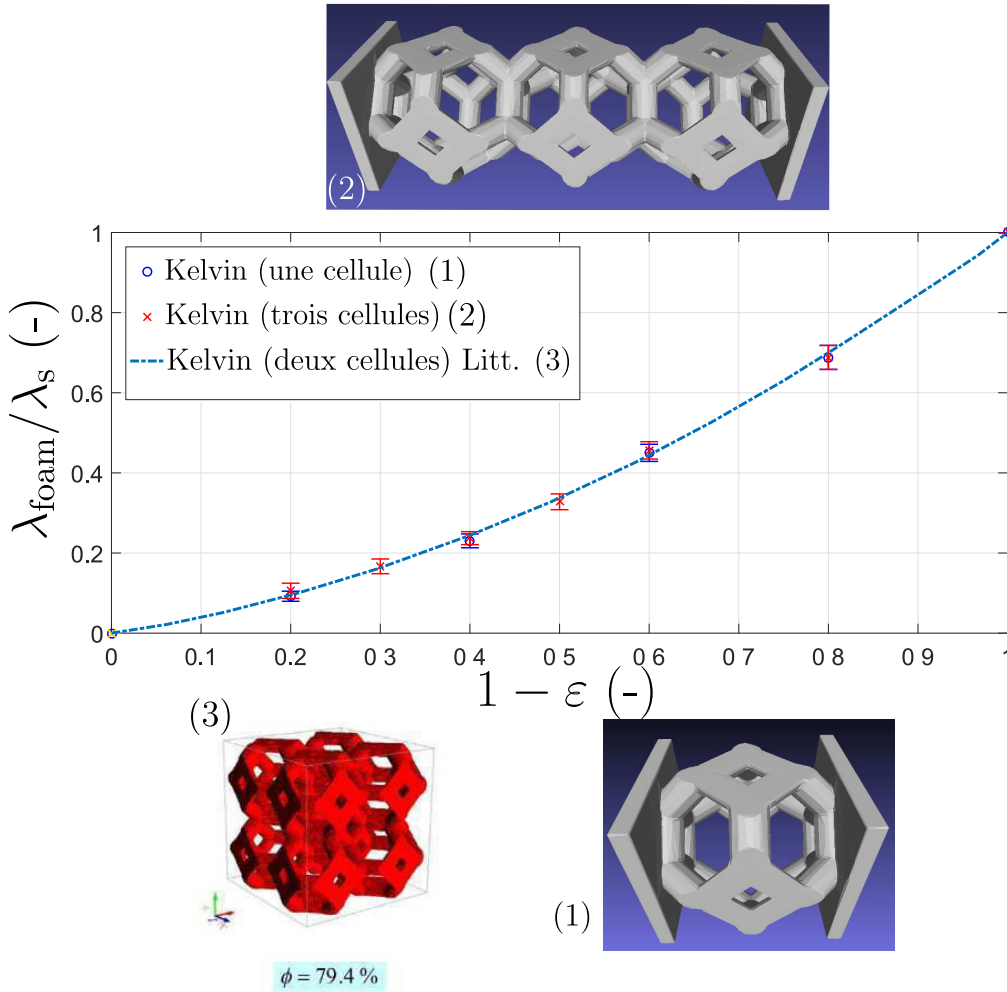


FIGURE 4.20 – Comparaison conductivité thermique équivalente estimée par méthode flash numérique en fonction de la porosité, étude de différentes géométries et comparaison avec les résultats obtenus par Pabst et al. [70] : (1) Cellules de Kelvin (une unique cellule) (2) Cellules de Kelvin (trois cellules) (3) Cellules de Kelvin (deux cellules) issu de la littérature

mais nous préférons choisir une seconde possibilité. L'intérêt de la méthode étant d'identifier des paramètres équivalents, nous décidons de présenter un cas de validation basé sur ces derniers. La bonne prise en compte des effets radiatifs en volume est totalement indépendante des conditions aux limites et, a donc, déjà été validé. Ainsi, nous cherchons ici à simplement vérifier, dans un cas de conduction pure la bonne estimation de la conductivité phonique équivalente.

Un milieu hétérogène composé de cellules de Kelvin a souvent été étudié en raison de sa géométrie très proche des milieux poreux métalliques ou céramiques issus d'un procédé de barbotine. Ainsi, une littérature très riche est existante à ce sujet. Par exemple, W. Pabst et al. [70] ont étudié cette structure d'un point de vue mécanique et thermique. Utilisant le principe de l'essai de traction et de la plaque chaude, les auteurs, connaissant le module d'Young et la conductivité solide, estiment le module d'Young équivalent ainsi que la conductivité équivalente d'une structure composée de cellules de Kelvin. Ils montrent, entre autres, l'évolution de ces propriétés équivalentes en fonction de la porosité de la structure. La fig. 4.20 compare leurs résultats (thermique) avec ceux que nous ob-

tenons avec la présente procédure. Nous représentons le ratio conductivité thermique équivalente sur la conductivité du solide en fonction de la fraction volumique $(1 - \varepsilon)$. Les résultats obtenus pour W. Pabst et al. [70] sont obtenus sur une structure composée de deux cellules dans la direction des transferts. Nous traitons deux géométries uniquement différentes par le nombre de motifs présents, respectivement une cellule et trois cellules. En jouant sur le niveau de gris lors de l'étape de binarisation, nous construisons des structures de porosité différentes. D'après les résultats obtenus sur la fig. 4.20, nous trouvons un bon accord entre les deux techniques de caractérisation, ce qui valide notre procédure en conduction pure. D'après, les résultats obtenus dans la partie précédente, l'ajout du rayonnement ne posera pas de problèmes particuliers. Il est à noter que le nombre de motifs n'a aucune influence sur la conductivité équivalente. Ce résultat est logique et s'explique simplement. Pour le cas de milieux poreux à structure organisée et pour le cas spécifique d'un transfert uniquement conductif, une cellule unique suffit à être représentative du transfert thermique équivalent. La répétition de cette dernière en fait que répéter également le même comportement thermique et n'a donc bien aucune influence.

4.3.6 Étude paramétrique des données du problème : cellules de Kelvin

Nous construisons, grâce à GenMat, les géométries associées au paramètre d'intérêt. L'ensemble de la procédure a été vérifié, validé et contrôlé. L'idée de cette étude est de démontrer l'influence des paramètres structuraux, optiques et thermiques sur l'ensemble des deux modes de transfert thermiques totaux mais aussi de quantifier l'importance de chacun.

Influence de la porosité

Dans cette étude, nous traitons trois géométries différentes comme représentées sur la fig. 4.21. Ces dernières sont définies respectivement comme : a) 4 cellules de Kelvin de taille de pores $D_{\text{cell}} = 2$ mm, b) 4 cellules de type nid d'abeille de taille $D_{\text{cell}} = 2$ mm et c) 4 cellules de Kelvin de taille de pores $D_{\text{cell}} = 5$ mm. Nous rappelons que le milieu est rendu infini selon les directions x et y par application de conditions aux limites périodiques. Pour chaque structure, nous varions la valeur de la porosité de la structure tel que $\varepsilon \in [0.2; 0.8]$. L'évolution de la conductivité équivalente en fonction de la température de référence est représentée sur la fig. 4.21.

Ce type de courbe permet d'observer l'augmentation des transferts radiatifs puisque les transferts par conduction restent constants. Pour une faible température de référence, les fig. 4.21 a) et b) montrent que la conductivité thermique équivalente diminue avec l'augmentation de la porosité, ce qui a aussi été observé dans la partie précédente. Ce résultat est logique. La diminution de la

phase solide entraîne nécessairement une diminution des transferts thermiques équivalents en son sein. Ensuite, avec l'augmentation des transferts radiatifs, le transfert total augmente pour toutes les structures et toutes les porosités. Pour des niveaux de température pour lesquels le rayonnement devient réellement prépondérant ($T_{ref} > 1200$ K), une plus faible porosité correspond à une plus grande conductivité thermique équivalente. Ce résultat est aussi logique. Étant donné que le transfert radiatif devient important et qu'il s'effectue par la phase fluide, les structures les plus "vides" conduisent le mieux la chaleur.

De plus, un résultat intéressant apparaît ici. Pour une porosité supérieure à 0.2, il est possible de trouver une température de référence pour laquelle la conductivité totale équivalente est très proche pour toutes les porosités. Ce constat est valable pour les différentes géométries et tailles de cellules traitées. Cela n'est pas le cas pour une porosité inférieure qui s'explique sûrement par la porosité fermée de cette mousse, ce qui perturbe la mécanique des transferts par rayonnement. Pour des températures faibles, les structures fortement poreuses conduisent plus faiblement. Pour des températures élevées, les structures les plus poreuses sont plus conductrices.

En comparant les résultats obtenus avec les cellules de Kelvin et le nid d'abeille (cas a) et cas b)), nous remarquons que cette température de référence pour laquelle les conductivités équivalentes sont proches est plus faible pour cette dernière structure que pour les cellules de Kelvin. Il est à noter que la vitesse d'élévation de la conductivité équivalente en fonction de l'augmentation des transferts radiatifs dépend de la capacité de ce mode de transfert à se développer et, de ce fait, implicitement d'une épaisseur optique équivalente. C'est pourquoi la conductivité totale équivalente d'un milieu fortement poreux augmente très rapidement avec la température, ce qui est moins le cas pour une structure moins poreuse. Nous observons que le rayonnement devient rapidement plus important pour une structure de type nid d'abeille que pour une structure de type cellule de Kelvin. En conclusion, cette dernière structure est donc plus "opaque" aux transferts radiatifs que le nid d'abeille, simplement par une différence d'organisation de la matrice solide. Ce résultat a d'ailleurs été constaté lors de l'estimation par méthode Flash expérimentale.

De la même façon, par comparaison entre le cas a) et c), correspondants à des cellules de Kelvin comportant des tailles de cellules respectivement de 2 mm et de 5 mm, nous observons que la conductivité équivalente augmente plus rapidement avec la température de référence pour la structure possédant la plus grande taille de cellules. Ainsi, nous constatons que le rayonnement est plus important dans des structures de tailles plus importantes. Ce résultat est logique et a aussi été constaté plus en amont dans ce manuscrit. Cela s'explique évidemment par le fait que des cellules de taille plus importantes permettent un libre parcours moyen radiatif plus grand et donc, une épaisseur optique plus faible. Ce mode de transfert devient rapidement plus important.

Cela se constate aussi sur la fig. 4.22 où la conductivité totale équivalente est représentée en fonc-

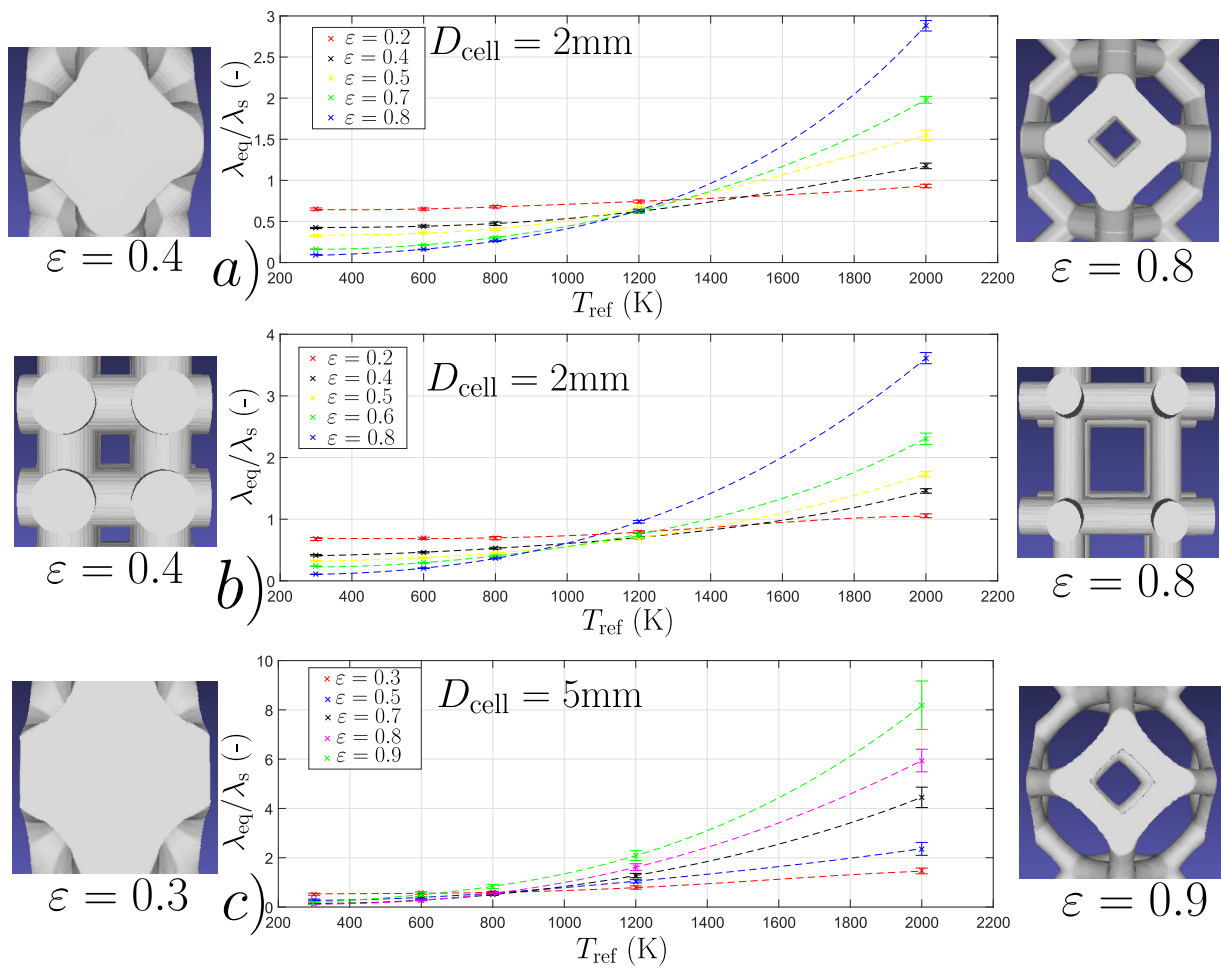


FIGURE 4.21 – Influence de la porosité, évolution de la conductivité relative en fonction de la température de référence : a) Cellules de Kelvin ($D_{\text{cell}} = 2\text{ mm}$) b) Cellules structurées ($D_{\text{cell}} = 2\text{ mm}$) c) Cellules de Kelvin ($D_{\text{cell}} = 5\text{ mm}$)

tion de la température de référence au cube pour les différentes conductivités. Nous constatons une évolution linéaire de cette grandeur avec l'augmentation de la température au cube comme prédit dans les modèles de Rosseland ou de Poltz-Jugel et comme vu dans le chapitre flash expérimental. La pente de cette courbe est dirigée par $1/\beta_{\text{eff}}$ le libre parcours moyen radiatif qui est, dans ce cas présent, logiquement plus grand pour les systèmes les plus poreux.

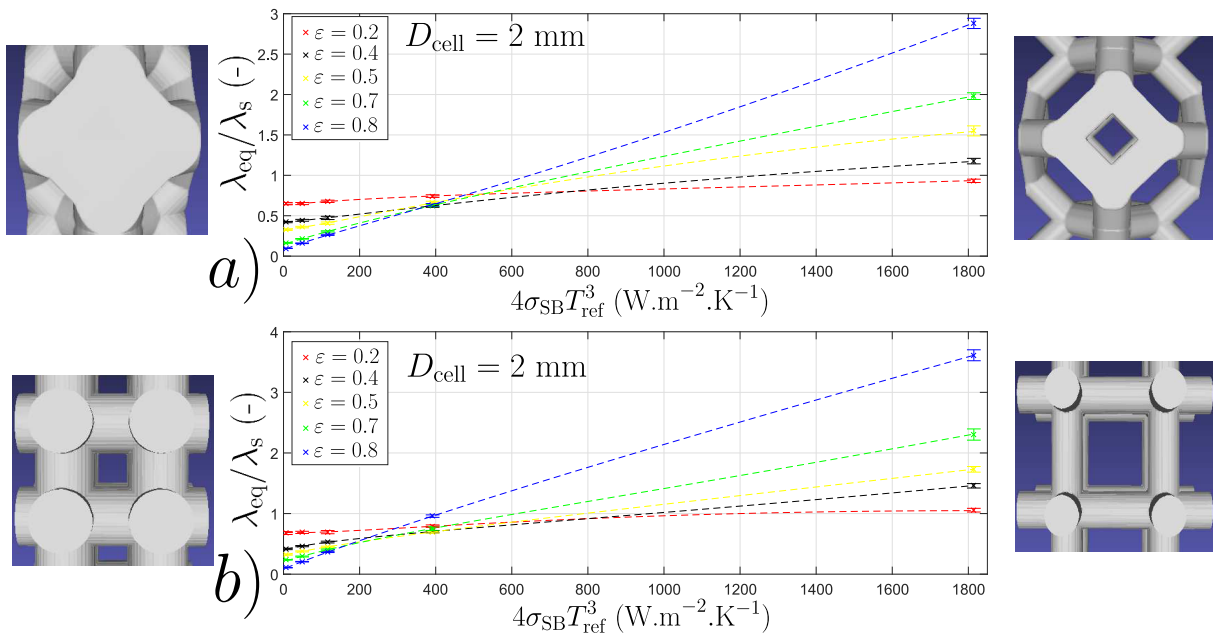


FIGURE 4.22 – Influence de la porosité, évolution de la conductivité relative en fonction de la température de référence à la puissance trois : a) Cellules de Kelvin ($D_{\text{cell}} = 2$ mm) b) Cellules structurées ($D_{\text{cell}} = 2$ mm)

Influence taille de cellules et forme des brins

Cette étude s'intéresse à l'influence de la taille des cellules. L'influence de ce paramètre a été discuté rapidement lors de l'étude précédente mais elle est plus clairement illustrée ici. La géométrie étudiée est composée de quatre cellules de Kelvin de porosité fixe égale à 80%. Nous faisons varier la taille des cellules entre 1 mm et 10 mm. La conductivité équivalente en fonction de la température de référence est représentée sur la fig. 4.23 a) et en fonction de la température de référence au cube sur la fig. 4.23 b).

Les résultats obtenus sont cohérents. Tout d'abord, en conduction pure, la conductivité équivalente ne dépend pas de la taille des cellules. La matrice solide étant organisée de façon strictement identique et la quantité de matière étant la même, il n'y aucune raison d'observer une influence de la taille de cellules. Ensuite, avec l'ajout des transferts par rayonnement, nous observons que l'augmentation de la taille des cellules augmente la conductivité équivalente du milieu homogène. Comme expliqué dans la partie précédente, ce résultat est logique. Le libre parcours moyen radiatif est plus grand pour de plus grandes cellules ce qui correspond à un coefficient d'extinction plus faible. Il

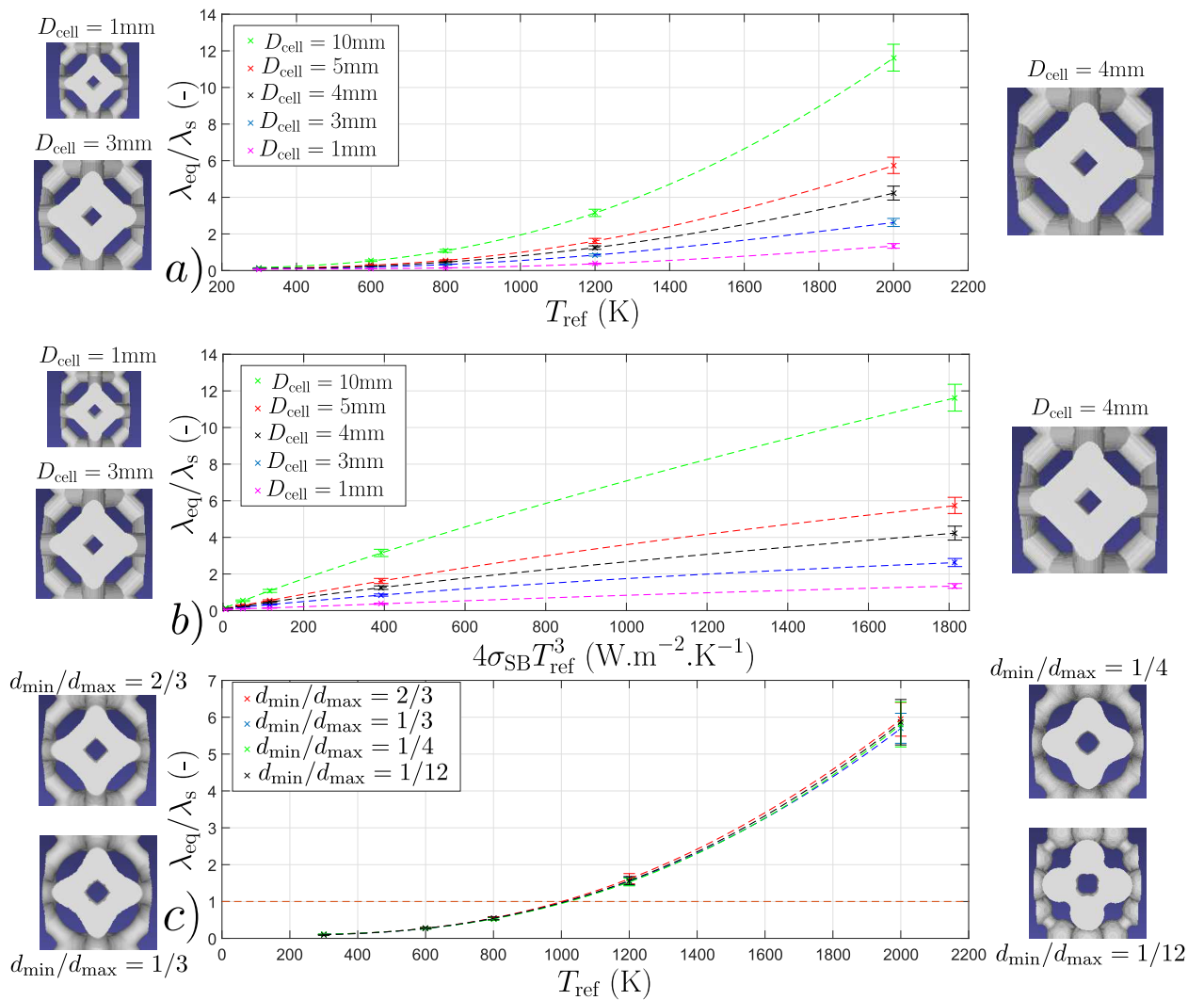


FIGURE 4.23 – Étude d'une structure composée de 4 cellules de Kelvin : a) Influence de la taille des cellules b) Évolution à la température au cube c) Influence de la forme des brins

est à noter que, en théorie, l'épaisseur optique équivalente est identique pour toutes ces différentes structures. Même si le coefficient d'extinction diminue pour des cellules plus grandes, l'épaisseur optique est constante due à l'augmentation de l'épaisseur de l'échantillon. Nous travaillons toujours avec quatre motifs dans le sens de diffusion de la chaleur. Ainsi une mousse définie telle que $D_{cell} = 10$ mm a une épaisseur de 40 mm tandis qu'une mousse définie telle $D_{cell} = 1$ mm a une épaisseur de 4 mm. la diminution du coefficient d'extinction est compensée par l'augmentation de l'épaisseur de l'échantillon. Le modèle de Rosseland prédit une augmentation de cette dernière avec la diminution du coefficient d'extinction et non de l'épaisseur optique. Ce constat est ainsi bien vérifié par la présente procédure.

La fig. 4.23 c) présente les résultats s'intéressant à l'influence de la forme des brins. Lors de la construction de la géométrie nous varions le ratio d_{min} sur d_{max} , ce qui augmente ou diminue la concentration de matière au centre des brins par rapport aux sommets. Quatre configurations différentes ont été traitées. La taille de cellule est de 5 mm et la porosité de 80%. Nous constatons, dans

la gamme de température étudiée, l'indépendance de la conductivité équivalente à ce paramètre structural autant du point de vue de la conduction que du rayonnement. La constriction appliquée n'est pas suffisante pour perturber la conductivité thermique par pure conduction. De plus, pour une taille de cellules et une porosité identiques, le transfert par rayonnement semble insensible à une différence de la forme des brins.

Influence conductivité solide

Si le transfert thermique est effectué uniquement par conduction, le ratio λ_{eq}/λ_s est logiquement indépendant de la conductivité thermique du solide et ne dépend que des propriétés structurales telles que la porosité ou l'organisation de la matrice solide. Dans le cas d'un problème couplé, cela n'est plus valable. Ce constat peut se comprendre au travers de la méthode stochastique développée. La compétition entre les deux modes de transport apparaît au travers de la probabilité de suivre un chemin radiatif $P_{c \rightarrow r}$. Si le terme de conduction λ_s/δ_b est très grand devant le terme radiatif h_r , le problème est purement conductif et est insensible aux données associées au transfert par rayonnement. À l'inverse, en considérant le cas extrême où le rayonnement est très grand devant la conduction, le transfert total ne dépend pas de la conductivité du solide et le ratio λ_{eq}/λ_r est uniquement dépendant de la géométrie du milieu hétérogène. Entre ces deux cas extrêmes, il y a une compétition entre les deux modes de transport. Jusqu'à présent nous avons observé, par l'augmentation de la température de référence et l'augmentation d'une propriété structurale, l'influence du rayonnement sur différentes structures en fixant les propriétés liées à la conduction. L'idée ici, est de regarder, pour une structure imposée, l'influence de la conductivité du solide et, de ce fait, la compétition entre les deux modes de transport.

Sur la fig. 4.24 nous présentons les résultats obtenus pour une géométrie semblable à l'étude précédente (4 cellules de Kelvin, porosité de 0.8). La conductivité du solide varie entre 0.1 W/(mK) et 100 W/(mK). Les fig. 4.24 a), b) et c) représentent respectivement la conductivité totale équivalente, le ratio λ_{eq}/λ_s et le ratio λ_r/λ_{eq} en fonction de la température de référence. Premièrement, sur la fig. 4.24 a), nous observons qu'une plus grande conductivité solide correspond à une plus grande conductivité thermique équivalente. En conduction pure λ_{eq} est proportionnelle à la conductivité du solide. Ensuite, avec l'augmentation des transferts par rayonnement, la conductivité totale augmente. Nous pouvons voir que, pour différentes conductivités de solide, la conductivité totale semble augmenter selon une évolution similaire. Cependant, la température de référence à partir de laquelle la conductivité totale augmente plus fortement est plus élevée pour une conductivité de solide plus élevée. Cela se comprend aisément d'après la probabilité de suivre un chemin radiatif. En comparant λ_s/δ_b et h_r , nous comprenons que l'augmentation de λ_s nécessite l'augmentation de h_r (et donc de T_{ref} si l'émissivité est fixe), pour observer la même probabilité de suivre un chemin

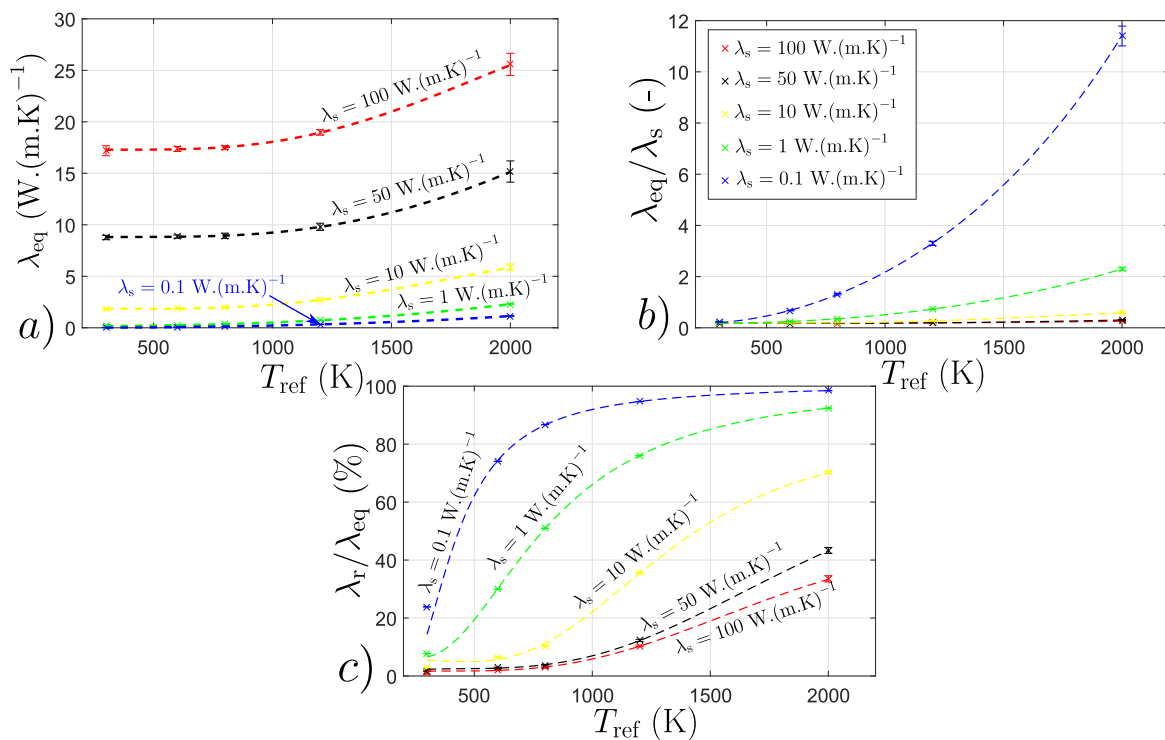


FIGURE 4.24 – Influence de la conductivité de la matrice solide sur une structure composée de 4 cellules de Kelvin : a) Conductivité totale équivalente en fonction de la température b) Ratio conductivité thermique équivalente rapportée à la conductivité du solide en fonction de la température c) Conductivité radiative équivalente sur la conductivité totale en fonction de la température

radiatif et, de ce fait, observer la même conductivité radiative équivalente. Cela a, par ailleurs, aussi été constaté récemment par G. Vignoles [107].

Les fig. 4.24 b) et c) illustrent plus clairement l'influence du transfert par rayonnement. Tout d'abord, pour la première, le ratio λ_{eq}/λ_s évolue plus fortement avec la température de référence pour une structure définie par une faible conductivité du solide. Cela signifie que, en proportion, le rayonnement a ici plus d'influence. Ce résultat est logique. La courbe fig. 4.24 c) démontre aussi ce constat. Nous représentons la part du rayonnement sur le transfert total en fonction de la température de référence pour les différentes conductivités du solide. Ainsi, pour $\lambda_s = 0.1$ W/(mK), le transfert par rayonnement devient très rapidement le mode de transfert principal, même pour de faibles températures de référence. Par exemple, pour $T_{ref} = 230$ °C, le rayonnement compte pour presque 60% du transfert total. À l'inverse, pour $\lambda_s = 100$ W/(mK), le transfert par conduction reste prépondérant devant le transfert par rayonnement même pour de hautes températures. Enfin, pour les conductivités solides intermédiaires, nous observons une augmentation de la conductivité radiative avec la température qui revêt une évolution en "S", similaire à la probabilité de suivre un chemin radiatif. Cela est particulièrement visible pour la courbe associée à $\lambda_s = 1$ W/(mK). Après une phase où la conduction est majoritaire et où λ_r évolue faiblement, cette dernière augmente fortement pour, ensuite, ralentir peu à peu, lorsque le rayonnement devient prépondérant.

Influence du nombre de pores et émissivité

Cette partie concerne l'influence de deux paramètres : le nombre de pores considérés et l'émissivité de la structure solide. Le premier paramètre renvoie à la notion de représentativité des grandeurs estimés lors de l'inversion. Nous avons vu précédemment qu'une unique cellule est suffisante pour être représentative du point de vue des transferts par conduction. Cependant, il est difficile de se prononcer, grâce à la méthode flash expérimentale, sur la représentativité de l'épaisseur optique estimée dans le chapitre précédent. Étant donné que les transferts par rayonnement ont lieu, dans le cas de notre étude, uniquement dans la phase fluide (milieu opaque), les interactions de ce dernier peuvent avoir lieu sur de grandes distances et entre des pores éloignés. Nous pouvons alors sentir qu'une unique cellule peut sembler insuffisante pour être représentative. Ainsi, le coefficient d'extinction estimé peut être "biaisé" malgré un bon accord modèle expérience lors de l'inversion du thermogramme comme vu sur le cas "2 cellules" lors du flash expérimental.

Afin de mieux entrevoir le lien entre le nombre de pores dans l'épaisseur et les propriétés estimés, nous générons 5 mousses exactement identiques en terme de porosité et de taille de pores. Ces dernières se différencient donc simplement par le nombre de motifs présent dans l'épaisseur (entre 1 à 5). L'évolution de la conductivité thermique totale équivalente en fonction de la température de référence est représentée sur la fig. 4.25 a). La conductivité solide est fixée à $\lambda_s = 1 \text{ W/(mK)}$. Tout d'abord, lorsque le transfert par rayonnement est faible, nous retrouvons l'indépendance de la conductivité équivalente avec le nombre de pores. Cela démontre, encore une fois, qu'une cellule unique suffit pour être représentative du milieu homogénéisé dans le cas de la conduction pure. Ensuite, avec l'augmentation des transferts par rayonnement, la conductivité totale équivalente semble suivre une évolution plus ou moins prononcée en fonction du nombre de pores. Nous observons que, pour une température donnée, la conductivité totale équivalente augmente avec le nombre de pores. Cela dénote donc d'une différence quant aux comportements radiatifs de ces 5 structures.

Cependant, il est difficile de se prononcer sur la représentativité de l'épaisseur optique estimée soit grâce à un modèle de Rosseland soit par le modèle conducto-radiatif utilisé pour inverser les thermogrammes expérimentaux. Cela est réalisé dans la prochaine partie. À partir de la seule conductivité totale équivalente en fonction de la température de référence, l'analyse reste simplement graphique. Pour une porosité et une taille de cellule constante, il n'est pas déraisonnable de supposer que le coefficient d'extinction représentatif du milieu est constant. Ainsi, en augmentant le nombre de cellules dans l'épaisseur, nous faisons uniquement varier l'épaisseur optique équivalente du milieu ($\tau = \beta \cdot e_{\text{foam}}$). Le modèle de Rosseland prédit que la conductivité "radiative" équivalente, pour une température donnée, ne varie pas en fonction de l'épaisseur. Ainsi, si le milieu est optiquement épais, le transfert par rayonnement ne dépend plus que du coefficient d'extinction équivalent et de

la température du milieu. Nous pouvons observer graphiquement que la conductivité totale équivalente pour une mousse comportant 4 cellules est très proche de celle d'une mousse comportant 5 cellules. Cela laisse donc présager, de façon uniquement graphique, de l'aspect quasi-optiquement épais du milieu pour une structure comportant 5 cellules. Pour un nombre de motif inférieur, il est difficile de se prononcer.

Nous nous intéressons maintenant à l'influence de l'émissivité des brins. La fig. 4.25 b) représente

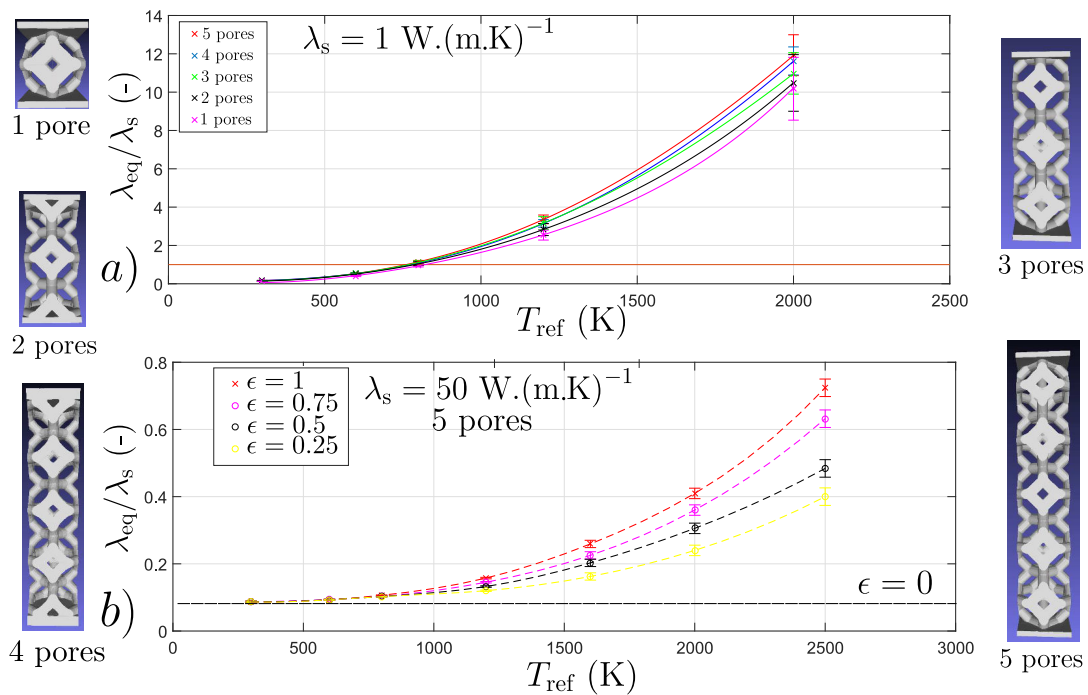


FIGURE 4.25 – Étude d'une structure composée de cellules de Kelvin : a) Influence du nombre de pores (notion de représentativité) b) Influence de l'émissivité sur un empilement de 5 cellules

la conductivité totale équivalente en fonction de la température de référence pour différentes émissivités. Nous traitons uniquement la structure composée de 5 pores. La conductivité solide est fixée à $\lambda_s = 50 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$, ce qui a pour effet de réduire l'influence du rayonnement par rapport à l'exemple précédent. Lorsque les transferts par rayonnement sont faibles nous observons logiquement une indépendance de la conductivité totale équivalente avec l'émissivité, la conduction étant le mode de transfert principal. Ensuite, avec l'augmentation de la température de référence (i.e. du rayonnement), nous observons une augmentation de la conductivité équivalente avec l'augmentation de l'émissivité. Ce résultat, même s'il peut sembler logique de prime abord ne l'est pas tant que ça. En raisonnant d'un point de vue statistique, si nous considérons deux chemins associés à deux émissivités différentes, le chemin avec une plus faible émissivité a une probabilité plus faible de partir en rayonnement. Le nombre de chemins radiatifs générés sera donc inférieur au cas comportant une émissivité plus forte. Cependant, lorsqu'un chemin à faible émissivité commence un chemin radiatif, il peut parcourir une plus grande distance (en raison des multiples réflexions) avant de subir un

événement d'absorption qu'un chemin basé sur une plus forte émissivité. Chaque réflexion, de par l'hypothèse de réflexion diffuse, traite le chemin exactement comme une nouvelle émission. Ainsi, il est donc bien logique de penser que l'émissivité n'a pas d'influence pour le cas d'une réflexion diffuse étant donné la similarité dans la façon de traiter la construction des chemins. Malgré tout, il semble que l'émissivité est réellement moteur dans la mécanique des transferts et qu'il n'y a pas d'équivalence entre des phénomènes d'émission/absorption et de multiples phénomènes de réflexion. Par ailleurs, nous pouvons considérer le cas extrême $\epsilon = 0$. La probabilité de suivre un chemin radiatif est nul, aucun événement d'émission n'est possible, le problème est purement conductif et la conductivité équivalente ne dépend pas de la température. Ensuite, en augmentant l'émissivité, nous observons une augmentation rapide de la conductivité équivalente entre $\epsilon = 0$ et $\epsilon = 0.25$. Il est difficile d'imaginer que cela soit dû à l'effet de l'émissivité des semelles (égale à celle de la mousse) en raison de l'aspect "épais" du milieu homogène (5 pores). L'épaisseur optique effective équivalente ne serait donc pas une constante géométrique pure. Cette grandeur dépend de l'émissivité. Cela est en bon accord avec la conclusion obtenue récemment par G. Vignoles [107]. Ce dernier définit un coefficient k^+ qui peut être vu comme l'inverse d'une épaisseur optique équivalente et montre clairement la dépendance de ce paramètre avec l'émissivité. De plus, il montre bien que le transfert total maximal est atteint avec l'émissivité la plus forte et que la diminution de cette dernière entraîne bien une diminution des transferts. De plus, les milieux poreux étudiés par G. Vignoles ne comportent pas de semelles, ce qui permet d'exclure définitivement l'idée d'une influence éventuelle de celles-ci. D'autres auteurs comme J.E. Li et al. [91] ont montré que le coefficient d'extinction effectif dépend de l'émissivité mais aussi du mode de réflexion (spéculaire/diffus) à l'interface. Ce constat a aussi été mis en évidence par V. M. Patel et al. [106]. Cela nous conforte dans la vraisemblance de cette démarche.

4.3.7 Estimation du coefficient d'extinction par le modèle conducto-radiatif

Dans cette partie nous traitons les thermogrammes obtenus par la méthode de Monte Carlo comme cela a été réalisé lors de la méthode flash expérimentale. Par souci de brièveté nous considérons l'étude de l'influence du nombre de pores et de l'émissivité traité dans la partie précédente. Le modèle conducto-radiatif basé sur une résolution de l'équation de la chaleur par la méthode des volumes finis et sur une résolution de l'ETR par une méthode de Monte Carlo considérant un milieu homogène équivalent est donc utilisé ici. Un exemple est présenté sur la fig. 4.26 a). Nous représentons en bleu le résultat obtenu avec la méthode couplée appliquée sur la structure 5 pores

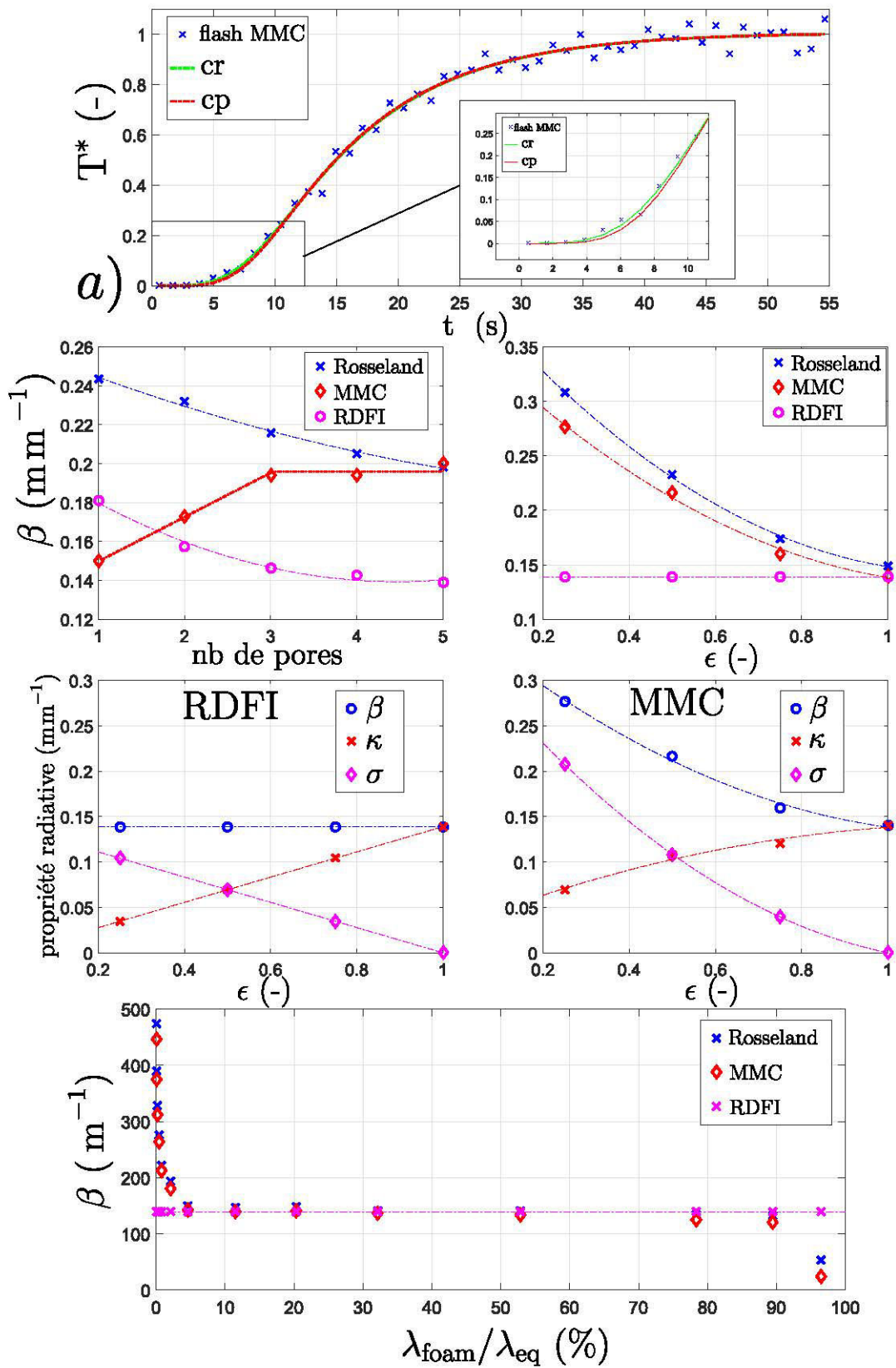


FIGURE 4.26 – Estimation des propriétés radiatives équivalentes par un modèle conducto-radiatif d'une structure composée de 5 cellules de Kelvin : a) Thermogramme obtenu avec la méthode de Monte Carlo au sein de la mousse 3D, fit avec le modèle conducto-radiatif par méthode de Monte Carlo et fit avec le modèle conduction pure à $T_{ref} = 1200$ K b) Coefficient d'extinction estimé par Rosseland, MMC et RDFI en fonction du nombre de pores c) Coefficient d'extinction estimé par Rosseland, MMC et RDFI en fonction de l'émissivité d) Propriétés radiatives estimées par RDFI en fonction de l'émissivité e) Propriétés radiatives estimées par MMC en fonction de l'émissivité f) Coefficient d'extinction estimé par Rosseland, MMC et RDFI en fonction du ratio $\lambda_{foam}/\lambda_{eq}$ (importance du transfert conductif)

3D basée sur des cellules de Kelvin et qui correspond à l'expérience numérique. En vert et en rouge, nous représentons les meilleurs fits obtenus respectivement avec le modèle conducto-radiatif (cr avec ETR résolu par MMC) et le modèle conduction pure (cp). Sur cet exemple, nous observons le même constat que lors de l'expérience flash expérimentale. Tout d'abord, pour une structure comportant 5 cellules dans l'épaisseur, il y a une faible différence entre le modèle conduction pure et le modèle conducto-radiatif. Le milieu peut donc être approximativement considéré comme épais. La différence entre les deux modèles, lorsqu'elle existe, est visible aux temps courts (visible en insert). Le coefficient d'extinction est estimé par trois méthodes. 1) Selon Rosseland, il est calculé à partir de la conductivité radiative équivalente. 2) La méthode RDFI est appliquée à la structure. 3) Nous repérons, dans la légende par "MMC", le coefficient d'extinction estimé grâce au modèle conducto-radiatif en application la procédure d'inversion comme présenté sur la fig. 4.26 a).

La fig. 4.26 b) présente les résultats obtenus lors de l'étude de l'influence du nombre de pores. Nous représentons le coefficient d'extinction en fonction du nombre de pores pour les trois différentes méthodes. Le coefficient d'extinction au sens de Rosseland diminue avec l'augmentation du nombre de pores. Cela peut s'expliquer par l'aspect "peu épais optiquement" du milieu qui peut alors entraîner une sur-estimation de la grandeur. Dans le cas de la méthode RDFI, nous observons aussi une diminution du coefficient d'extinction avec l'augmentation du nombre de pores. Il est à noter que cette diminution devient plus lente lorsqu'au moins trois pores sont considérés. Enfin, avec une inversion réalisée à partir du modèle conducto-radiatif (MMC en rouge), nous observons une augmentation du coefficient d'extinction estimé avec le nombre de pores entre 1 et 3 pores. À partir de trois pores, nous observons une faible évolution du coefficient d'extinction estimé qui apparaît alors représentatif. De plus, nous notons que la valeur estimée pour 5 pores est très proche de celle calculée par Rosseland. L'utilisation de l'approximation de la diffusion au sens de Rosseland semble donc cohérente pour cette structure. Cependant, les coefficients estimés respectivement au sens de Rosseland et par la MMC sont supérieurs à ceux obtenus par RDFI.

La fig. 4.26 c) représente les résultats obtenus sur l'étude de l'influence de l'émissivité du solide. Le coefficient d'extinction en fonction de l'émissivité estimé avec les trois méthodes est présenté pour le cas spécifique de la structure 5 pores. Nous rappelons que la conductivité du solide est augmentée à 50 W/(mK) , ce qui réduit l'importance des transferts radiatifs devant les transferts par conduction. Nous avons observé dans la partie précédente que la conductivité radiative équivalente diminue avec la diminution de l'émissivité de solide. Cette diminution est nécessairement associée à une augmentation du coefficient d'extinction effectif équivalent. Ce constat est observé pour le cas d'un coefficient d'extinction estimé par la MMC ou par Rosseland. Nous observons logiquement une diminution du coefficient effectif avec l'augmentation de l'émissivité. De plus, nous notons une faible différence entre Rosseland et la MMC. La méthode RDFI qui estime un coefficient d'extinction

à partir de la longueur statistiquement parcourue par le rayonnement avant d'atteindre la matrice solide ne tient pas compte de l'émissivité. Cette grandeur est donc indépendante de l'émissivité solide. Il est à noter que pour une émissivité unitaire, les trois méthodes sont en bon accord.

Les fig. 4.26 d) et e) reprennent les résultats présentés sur la fig. 4.26 c) et représentent les propriétés radiatives équivalente (extinction, absorption et diffusion) estimées respectivement avec la méthode RDFI et la méthode MMC. Ces grandeurs sont représentées en fonction de l'émissivité solide. Il est communément admis que la séparation entre la diffusion et l'absorption peut être réalisée à partir de la connaissance de la réflectivité du solide. En effet, le rayonnement peut parcourir une certaine distance (extinction suivant une direction) avant d'être soit absorbé soit diffusé. Lorsque l'on considère un milieu homogène équivalent, un phénomène de diffusion est généré par un phénomène de réflexion sur le milieu hétérogène. Ainsi, des auteurs comme Mendes et al. [105] utilisent la relation suivante :

$$\omega = \sigma/\beta = \rho \quad (4.35)$$

avec ω , σ , β et ρ respectivement l'albédo de diffusion, le coefficient de diffusion, le coefficient d'extinction et la réflectivité du solide. Les coefficients d'absorption et de diffusion représentés sur les fig. 4.26 d) et e) sont obtenus à partir du coefficient d'extinction estimé et de cette dernière relation. Étant donné que le coefficient d'extinction β est constant, nous observons une augmentation linéaire du coefficient d'absorption avec l'augmentation de l'émissivité de solide. Le coefficient de diffusion décroît linéairement. Pour le cas d'une identification réalisée à partir du modèle conducto-radiatif, nous pouvons observer une évolution non-linéaire de ces coefficients en fonction de l'émissivité qui est logiquement justifié par la dépendance du coefficient d'extinction à l'émissivité. Comme précisé précédemment, la dépendance du coefficient d'extinction effectif avait été mis en évidence par G. Vignoles [107]. De plus, V. M. Patel et al. [106] ont obtenu ce type de comportement en 2018 en réalisant une expérience numérique à l'aide de la méthode des volumes finis. Cela nous rassure dans la qualité de la procédure présentée.

Enfin, la fig. 4.26 f) permet d'apporter des éléments de réponses quant au lien entre un coefficient d'extinction effectif et géométrique. Cette étude est réalisée sur la structure 5 pores avec une émissivité unitaire. Le coefficient d'extinction équivalent est estimé grâce aux trois méthodes utilisées jusqu'à présent. Par une variation de la température de référence, il est possible d'augmenter ou de diminuer la part du rayonnement dans les transferts thermiques totaux. Nous mesurons pour chacune le ratio $\lambda_{\text{foam}}/\lambda_{\text{eq}}$ et le coefficient d'extinction estimé est représenté en fonction de ce dernier. La partie droite de la figure correspond donc à un transfert majoritairement gouverné par la conduction tandis que la partie gauche correspond à un transfert principalement radiatif. Le coefficient estimé par la méthode RDFI est indépendant de la température (grandeur géométrique). Ce

n'est pas le cas du coefficient effectif estimé grâce à l'approximation de Rosseland ou par l'inversion du thermogramme. Nous observons, lorsque le rayonnement est faible, que le coefficient effectif d'extinction est faible. Le milieu homogène apparaît donc plutôt transparent. Ce qui crée un écart entre l'approximation de Rosseland et la méthode MMC. La précision sur cette estimation est faible en raison de la faible quantité de transferts par rayonnement. Par la suite, avec l'augmentation du rayonnement, le coefficient d'extinction (MMC) augmente rapidement jusqu'à $\lambda_{\text{foam}}/\lambda_{\text{eq}} = 88 \%$. Entre $\lambda_{\text{foam}}/\lambda_{\text{eq}} = 88 \%$ et $\lambda_{\text{foam}}/\lambda_{\text{eq}} = 5 \%$, le coefficient effectif augmente presque linéairement autour de la valeur obtenue par RDFI. Dans cet intervalle, la méthode de Rosseland et le modèle conducto-radiatif sont plutôt en bon accord. Le milieu devient réellement épais optiquement (5 cellules). Enfin, pour $\lambda_{\text{foam}}/\lambda_{\text{eq}} < 5 \%$, nous observons une augmentation très rapide du coefficient d'extinction équivalent avec l'augmentation de la température. Le milieu devient rapidement très épais optiquement. Cela s'explique simplement et a été observé sur le cas de validation "saut 3D d'une interface" (cf. section 4.3.2). Lorsque le rayonnement devient trop important, une limite des transferts possibles à travers la phase fluide apparaît. Nous avons observé précédemment que la diffusivité équivalente atteignait un plateau (une saturation) lorsque le rayonnement devenait excessivement prépondérant. Cette limite est géométrique et dépend principalement de la surface d'échange du milieu poreux. C'est ce phénomène qui est observé ici. En augmentant la température, le rayonnement atteint, à un moment donné, une limite et n'augmente plus. Cela est quantifié au travers de la conductivité radiative équivalente qui devient constante. Cependant, si cette dernière reste constante mais que la température continue d'augmenter, alors le coefficient d'extinction effectif augmente lui aussi nécessairement comme le prédit, par exemple, l'approximation de Rosseland. Les résultats obtenus sur la fig. 4.26 b) se situaient dans un cas où le rayonnement était largement majoritaire ($\beta_{\text{MMC}} > \beta_{\text{RDFI}}$) tandis que les résultats présentés sur la fig. 4.26 c) se situaient plutôt dans un cas intermédiaire ($\beta_{\text{MMC}} \approx \beta_{\text{RDFI}}$). Cela permet d'observer la fluctuation du coefficient d'extinction avec la température. De plus, la procédure proposée peut expliquer la différence entre la méthode RDFI et la méthode MMC développée dans ce manuscrit et que nous avons observée lors du flash expérimental précédent.

4.3.8 Comparaison méthode flash numérique et expérimental

Il est très difficile en l'état actuel des choses de réaliser une comparaison des propriétés thermiques estimées entre une structure générée avec GenMat et une mousse réelle en raison des différences structurales. De plus, la présence d'un réseau vide interne peut entraîner des perturbations sur les transferts thermiques aussi bien du point de vue des transferts conductifs que radiatifs. Ainsi,

même si nous connaissons précisément la conductivité de la matrice solide, il est peut-être nécessaire de prendre en compte une conductivité équivalente du brin solide.

Nous tentons tout de même de comparer grossièrement les propriétés estimées avec les deux approches : méthode flash numérique et expérimentale. Trois structures similaires aux mousses S1, S2 et S3 sont construites. Nous nous approchons de ces dernières en termes d'aspect (cellules de Kelvin), d'épaisseur d'échantillon et de taille de cellules. Il est important de noter que cette étude ne constitue pas une validation. Nous cherchons juste à vérifier, qualitativement, que les ordres de grandeurs de conductivités totales estimées soient satisfaisants. Ainsi, dû à une incertitude sur la porosité réelle des mousses structurées, nous imposons pour les 3 structures une porosité de 80%. Expérimentalement, nous ne disposons que d'une unique valeur de température sur ces échantillons. Il pourrait être intéressant de réaliser d'autres essais à d'autres températures de référence. Cependant, une étude pour différentes températures réalisées pour la mousse structurée SC2 a démontré la relation de proportionnalité à T_{ref}^3 de la conductivité radiative équivalente. Autrement dit, une augmentation très forte des propriétés radiatives équivalentes avec la température de référence.

La conductivité équivalente (conduction+rayonnement) en fonction de la température de réf-

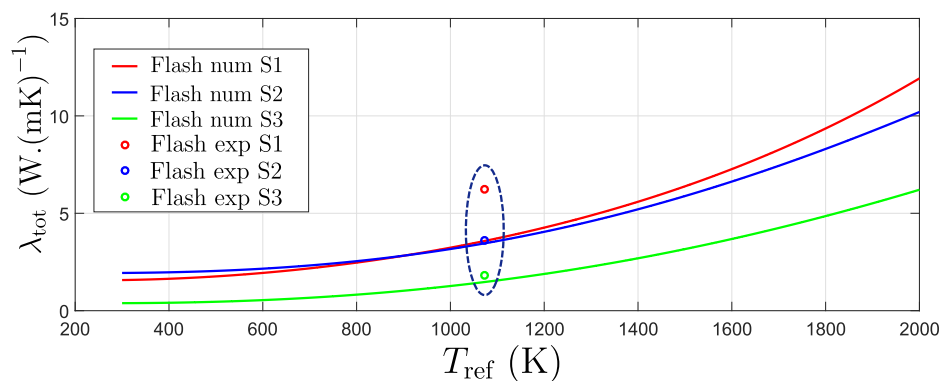


FIGURE 4.27 – Comparaison estimation par méthode flash numérique et flash expérimentale

rence estimée grâce à la présente méthodologie est représentée pour les trois mousses S1, S2 et S3. Nous ajoutons, à 1073K, les conductivités équivalentes de ces mêmes mousses qui ont été estimées dans le chapitre précédent avec la méthode flash expérimentale. Nous pouvons voir que pour les mousses S2 et S3, la conductivité équivalente estimée par le flash numérique est en bon accord avec la valeur obtenue par le flash expérimental. La légère différence observée peut largement être justifiée par la différence de porosité entre la mousse générée et la mousse réelle. De plus, nous observons toujours une augmentation très rapide de la conductivité totale avec la température de référence, ce qui est en bon accord avec l'étude de l'influence de la température dans le chapitre précédent. Enfin, nous observons un désaccord assez franc entre les deux méthodologies pour le cas de la mousse S1. Cela peut, en partie, être expliqué par la différence de porosité mais cela semble insuffisant. Une autre explication peut venir du manque de représentativité du coefficient

d'extinction estimé pour cet échantillon qui ne comporte que 2 pores dans le sens des transferts thermiques. La valeur estimée peut sous-estimer la valeur réelle. Cependant, étant donné que la méthode flash numérique simule géométriquement le même système, cela devrait être bien pris en compte. Finalement, les seules possibilités sont : une estimation imprécise de la conductivité phonique équivalente lors de l'expérience flash et, surtout, de l'émissivité des semelles. Premièrement, lors de l'inversion, à cause de la grande taille des cellules, la température traitée et le faible nombre de pores dans l'épaisseur, la sensibilité liée à la conductivité phonique équivalente était plutôt faible. Les transferts par rayonnement étaient largement majoritaires. De plus, l'épaisseur optique estimée peut être biaisée par un manque de représentativité. Ce qui peut alors impacter la conductivité phonique estimée simultanément. Enfin, dans notre simulation numérique par Monte Carlo, toute la structure a une émissivité unitaire. Parmi ces trois mousses, la mousse S1 est la seule qui a été caractérisée avec des semelles en Titane et non en SiC. Cet argument peut grandement expliquer la différence constatée spécifiquement sur cette structure. Cet échantillon en particulier serait à ré-analyser pour des températures inférieures ou en recourant à des semelles peu émissives (en platine), ce qui réduirait l'effet du rayonnement ou avec des semelles très émissives comme le SiC.

Cette étude montre donc un accord plutôt encourageant entre les deux méthodes de caractérisations développées dans le cadre de cette thèse. Notons tout de même que cette comparaison révèle une inadéquation pour les structures à faible nombre de pores (1 ou 2 pores).

4.4 Conclusion

L'étude des transferts couplés au sein de milieux hétérogènes peut s'avérer difficile à cause de la difficulté de séparer chaque mode de transfert de chaleur. Ce chapitre présente un nouvel outil qui permet, de façon très libre et contrôlé, d'étudier l'influence d'un grand nombre de paramètres structuraux, thermique et optiques. La procédure de caractérisation développée repose sur une méthode de Monte Carlo qui résout le transfert conducto-radiatif directement sur la géométrie complexe 3D. Elle couple les outils récemment proposés par les laboratoires de Nantes et de Toulouse permettant respectivement de générer numériquement des milieux poreux 3D et de calculer très rapidement l'intersection entre un rayon et une géométrie complexe. L'idée, ici, dans le cadre d'une méthode flash dite "numérique" est d'obtenir la réponse en face arrière d'un échantillon soumis à une excitation temporelle en face avant grâce à l'algorithme de Monte Carlo. Ce dernier devient analogue à un instrument de mesure de température comme un thermocouple ou une caméra infrarouge. Ensuite, l'inversion est réalisée par une méthode de Levenberg-Marquardt et repose sur un modèle direct qui peut être soit : purement conductif soit aussi conducto-radiatif. Dans les deux cas, le modèle direct

utilisé est identique à celui utilisé dans le cadre de la méthode flash "expérimentale". Les avantages d'une telle procédure est la possibilité très large d'investigation des différents paramètres du problème et la grande vitesse d'obtention des thermogrammes lorsque le transfert par rayonnement est important.

D'une part, nous avons présenté les différentes parties de l'algorithme de Monte Carlo (effet transitoire, calcul de la température, marche en conduction, couplage radiatif etc...), nécessaires à sa compréhension ainsi que la procédure de génération d'une géométrie 3D complexe. Après la présentation des bases théoriques et techniques, nous avons montré des cas de validation. Ces derniers ont permis de valider sur de nombreuses géométries la méthode développée tout en montrant ses limites (pas de déplacements trop grand, temps de calcul en conduction pure ou type de marche utilisé). D'autre part, étant donné l'aspect très nouveau de ce type de méthode stochastique utilisé pour la caractérisation, nous avons traité l'influence des différents paramètres intrinsèques sur les propriétés équivalentes estimées du milieu poreux homogénéisé et basé uniquement sur des cellules de Kelvin. Cette étude nous permet de retrouver des résultats cohérents et connus du domaine des milieux poreux comme l'influence de la taille des cellules ou de la porosité. Elle a permis également d'étudier l'aspect représentatif du point de vue des transferts par rayonnement ou d'identifier une épaisseur optique équivalente ou "effective" du milieu. Il est à noter que l'estimation d'un coefficient réalisée grâce à Rosseland n'est valide que pour les épaisseurs optiques suffisamment élevées. Cela a été montré dans le chapitre précédent et dans cette étude. Pour une structure comportant au moins 5 pores dans l'épaisseur, le transfert total peut être vu comme une superposition des deux modes de transferts. De plus, nous avons montré, par cette procédure, qu'une différence existe entre un coefficient d'extinction "géométrique" estimé par une méthode RDFI et cette dernière. Une étude de l'influence du lien entre l'émissivité et le transfert radiatif apparent a par ailleurs montré que le coefficient d'extinction n'est pas une simple constante dépendante uniquement de la géométrie. Finalement, par une comparaison de valeur estimée avec une méthode flash numérique et expérimentale, nous avons obtenu un assez bon accord entre les deux procédures sur des mousses structurées (Kelvin).

Cette procédure de caractérisation, en plus de proposer une valeur précise de propriétés équivalentes avec l'erreur associée, se distingue par les nombreuses possibilités d'extensions et d'études futures permises grâce à la grande flexibilité d'implémentation associée aux méthodes de Monte Carlo.

- **Géométries traitées :** En effet, cette étude a traité uniquement des milieux hétérogènes structurés (Cellules de Kelvin ou Nid d'abeilles). Cependant, le logiciel de génération de géométrie (GenMat) permet aussi de traiter des mousses stochastiques. Les géométries de ces dernières ont été validées par comparaison avec une mousse SiC réelle dans une étude antérieure [213].

Après un travail sur le traitement de la périodicité, il est tout à fait possible de mener une étude de l'influence d'autres paramètres structuraux (structure tétraédrique ou cubique, aspect stochastique). Hors utilisation de ce logiciel, il est maintenant tout à fait possible de considérer l'étude d'autres milieux hétérogènes comme des mousses à porosité ouvertes ou fermée, des milieux granulaires ou des milieux fibreux. Pour tous ces exemples, nous pouvons imaginer obtenir la géométrie 3D par un outil de génération ou par la tomographie X.

- **Influence propriété intrinsèque/homogénéisé** : Cette étude a traité quelques paramètres sur une certaine gamme plutôt "réaliste". Il serait intéressant de réaliser une étude encore plus approfondie et d'estimer les propriétés équivalentes pour des valeurs bien plus faibles ou bien plus élevées que celles traitées dans ce manuscrit. Il serait possible d'expliquer des résultats expérimentaux obtenus par d'autres études et de comprendre plus en détail le lien entre les milieux hétérogène/homogène. De plus, il est possible de proposer des corrélations entre ces derniers.
- **Complexité physique** : Un autre avantage indéniable de ce type de méthode stochastique est qu'elle n'augmente pas en complexité d'implémentation avec l'augmentation de la complexité des phénomènes physiques impliqués. Il est possible d'intégrer rapidement diverses dépendances des propriétés intrinsèques du problème tant que le transfert à décrire reste linéaire. Nous pouvons alors prendre en compte la dépendance spectrale et directionnelle de l'émissivité ou la dépendance directionnelle de la conductivité du solide (anisotropie). De plus, suivant une hypothèse de linéarité des transferts par rayonnement, il est aussi possible de considérer la phase solide comme semi-transparente. Une nouvelle étude intégrant ce paramètre peut s'avérer intéressante pour traiter un grand nombre de matériaux comme la zircone ou l'alumine.
- **Pour la modélisation directe** : L'utilisation d'un algorithme de Monte Carlo couplé peut être étendue, avec ou hors estimation de propriétés équivalentes, à la modélisation directe d'un problème thermique couplé. Il est possible d'intégrer aisément des effets de conduction/convection de la phase fluide. Comme dit précédemment, l'anisotropie de la matrice solide, les aspects directionnels et spectraux de l'émissivité ou la semi-transparence des brins (aussi sa dépendance directionnelle et spectrale) peuvent être utilisés. Tous ces exemples sont toujours valables dans le cadre de transferts thermiques linéarisés. Cependant, sur du plus long terme, l'idée est de modéliser le transfert multi-physique au sein de ces milieux poreux pour des applications de types échangeurs de chaleurs (récupération de chaleurs fatales). Cela ne devient envisageable que par la prise en compte de phénomènes de transports fluides et des diverses non-linéarités. La première, supposant une vitesse uniforme (terme d'advection) dans une section, a été récemment développée par L. Ibarrart et al. [48]. La seconde est en

cours d'investigation. L'objectif est de pouvoir prendre en compte les effets non-linéaires pouvant provenir des transferts par rayonnement ou de la dépendance thermique des propriétés intrinsèques (conductivité solide, émissivité etc...).

L'idée de ce travail de thèse reste d'explorer et de fournir des outils de modélisation pour décrire les transferts couplés au sein de milieux hétérogènes pour simuler, a posteriori, des échangeurs poreux. Jusqu'à présent, nous traitons des modes de transfert conductif et radiatif. Pour tendre vers l'échangeur, il est essentiel de considérer les phénomènes de transport. Ainsi, le prochain chapitre s'intéresse au couplage conducto/advectif, la caractérisation de ces propriétés équivalentes et à l'étude d'un premier banc d'essai à température ambiante.

CARACTÉRISATION DES COEFFICIENTS DE DISPERSION THERMIQUE

Sommaire

5.1	Introduction225
5.2	Expérience227
5.3	Modèle229
	5.3.1 Hydrodynamique, écoulement en milieu poreux	229
	5.3.2 Modèle thermique : modèle à une température	230
	5.3.3 Équations du problème	233
	5.3.4 Résolution du problème	235
	5.3.5 Exemple : Influence de la vitesse d'écoulement fluide	239
5.4	Résultats242
	5.4.1 Etude des données brutes	242
	5.4.2 Résultats d'inversion	246
5.5	Conclusion257

5.1 Introduction

Dans les chapitres précédents, nous nous concentrons uniquement sur les transferts conductifs et radiatifs, nous affranchissant complètement de tous les phénomènes liés au transport par la phase fluide présent lors de l'utilisation de ces dernières pour des applications de type récupérateur de chaleur ou échangeurs. L'idée était de recourir à la méthode de caractérisation Flash (transitoire) afin de proposer une procédure d'identification des propriétés équivalentes et représentatives du milieu poreux homogénéisé. Cette étude a aussi permis de proposer une stratégie quant au choix du modèle conducto-radiatif à utiliser, d'identifier un domaine de validité de l'approximation de diffusion pour le rayonnement et de fournir un jeu de paramètres selon la modélisation choisie. Cependant, en nous plaçant systématiquement sous vide (flash expérimental et numérique), nous avons omis la prise en compte des effets conductifs et convectifs (naturels et/ou forcés) par le fluide.

Ce présent chapitre porte particulièrement sur la quantification de ces derniers. L'objectif principal de ce travail est de développer un procédé de caractérisation de la dispersion thermique des milieux poreux. La quantification de ce mode de transfert est réalisée à travers l'estimation du coefficient de dispersion thermique. Ce dernier correspond à la conductivité thermique équivalente par conduction (fluide/solide) et par advection.

La littérature associée à la modélisation et/ou la caractérisation des propriétés liées au transport en milieu poreux est riche [8, 242, 243]. Cependant, elle est aussi très variée quant au choix des modèles développés, des expériences réalisées, des propriétés structurales du milieu hétérogène, de la phase fluide utilisée ou encore des gammes de vitesse/températures étudiées. Généralement, ce type d'étude est mené de façon très empirique et sa finalité est de proposer une corrélation entre la propriété conducto-advective estimée et les données du problème traité. Aussi, ces études montrent le lien très fort entre la géométrie du problème physique, les propriétés structurales du milieu poreux et les propriétés caractérisées. Dans une démarche de proposition et de développement d'outils de modélisation directe et aussi de caractérisation, nous sommes donc contraint de mener, en interne, l'établissement du comportement équivalent des milieux poreux étudiés en intégrant les mécanismes de transport. Cependant, ce travail restant préliminaire, nous nous limiterons à un travail à température ambiante. Les transferts par rayonnement seront négligés dans la suite.

Historiquement, au laboratoire, certains travaux sur ce sujet ont été menés. Nous pouvons ainsi citer les thèses de B. Fiers [244], T. Metzger [245] et A. Testu [246]. Des connaissances liées à la modélisation, la mise en place de l'expérience ainsi que la métrologie thermique sont déjà existantes. Cependant, ces dernières études traitaient des milieux granulaires (lits fluidisés de billes monodisperses) et un écoulement fluide liquide. Des études montrent que les propriétés de dispersion entre le milieu granulaire et poreux sont réellement différentes [247]. Ainsi, l'idée est de réaliser une première étude appliquée à nos milieux.

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, tout procédé de caractérisation repose sur le triptyque : expérience/modèle/inversion. L'objectif est donc d'imaginer une expérience qui se place dans une configuration où le paramètre à estimer est influent. Après la perturbation thermique du milieu en équilibre, l'évolution transitoire de la température est mesurée. Un modèle direct tente alors de décrire l'expérience. Un jeu de paramètres libres est choisi et l'algorithme d'inversion tente de déterminer quel est le meilleur jeu de paramètres minimisant l'écart modèle/expérience. Ce chapitre est organisé suivant cette logique. Premièrement, nous présenterons l'expérience développée, les différents éléments la constituant et la métrologie utilisée. Ensuite, nous expliciterons la modélisation adoptée. Nous tenterons de justifier au maximum les choix réalisés quant à la technique d'homogénéisation et la géométrie finale adoptée. De plus, nous détaillerons la méthode de résolution permettant un accès rapide à la solution du problème thermique. Enfin, les résultats sont

présentés. Nous nous attacherons particulièrement à l'analyse de la qualité du procédé d'inversion et la critique de ces premiers résultats.

5.2 Expérience

Dans cette partie, nous décrivons le banc expérimental construit au laboratoire. L'idée étant de réaliser des essais de caractérisation de la dispersion thermique, il est nécessaire d'inclure dans ce dernier un écoulement d'air, différentes mesures de la température et de générer une excitation thermique afin de perturber le système étudié de son équilibre thermique. Il s'agit d'un premier banc de caractérisation à l'ambiante qui, dans un premier temps, n'est pas forcément imaginé pour être extrêmement précis mais qui est censé démontrer la faisabilité de la mesure. De plus, il doit permettre l'étude des transferts couplés dans les poreux dans une configuration qui se rapproche d'un échangeur de chaleur. À l'avenir, l'idée serait de reproduire ce type d'expérience en plaçant l'ensemble à une haute température d'équilibre.

Comme représenté sur la fig. 5.1, le dispositif expérimental est constitué de 5 sections (en bleu)

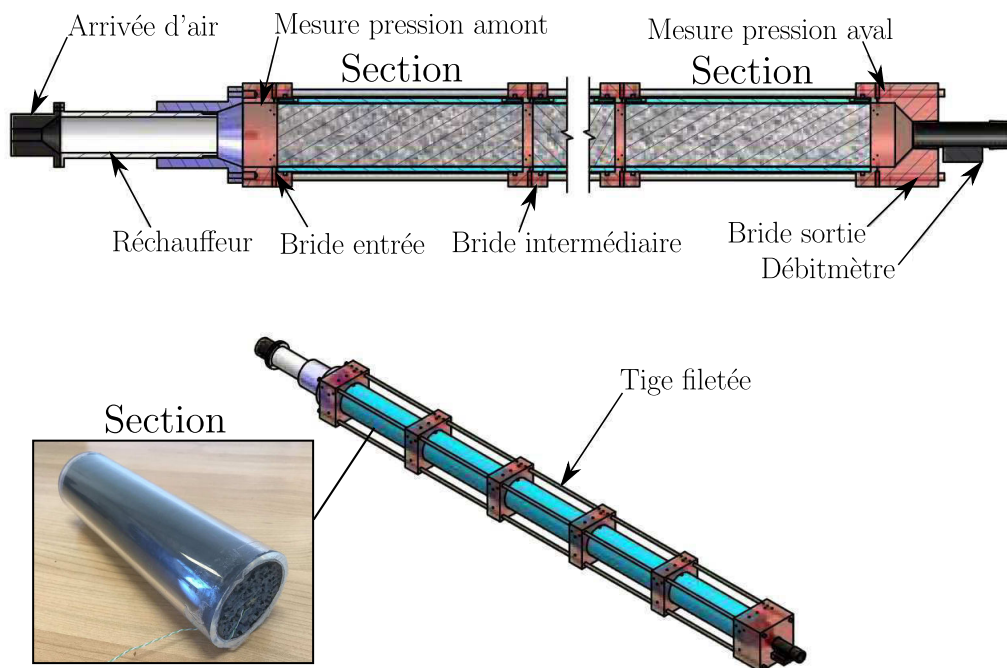


FIGURE 5.1 – Schéma 3D du dispositif : principe

et de 6 brides (en rouge). L'ensemble est maintenu par 4 tiges filetées. Chaque section contient une mousse stochastique en SiC (similaire aux mousses utilisées dans l'étude portant sur le flash) de longueur 200 mm et de diamètre 50 mm. Les 5 mousses sont produites suivant le même procédé de fabrication. Elles sont donc "identiques". Le constructeur indique 20 PPI. Afin d'assurer l'imperméabilité de l'ensemble, chaque mousse est insérée et maintenue solidaire d'un cylindre en plexiglas. La différence entre le rayon externe et interne de ce dernier est de 4.2 mm. Chaque bloc

mousse+plexiglas est emboîté de chaque côté par une bride en plexiglas. L'utilisation de joints silicone permet à la fois d'assurer le maintien, la stabilité et l'imperméabilité du système entre chaque section. Il est à noter que, contrairement à la représentation schématique, l'ensemble est positionné verticalement par une fixation au mur. L'écoulement d'air est réalisé du bas (entrée) vers le haut (sortie) pour éviter des effets gravitationnels. En effet, si l'expérience est disposée horizontalement, il est possible que le problème thermique ne soit plus axisymétrique.

Une représentation plus générale de l'expérience est disponible sur la fig. 5.2. L'écoulement est

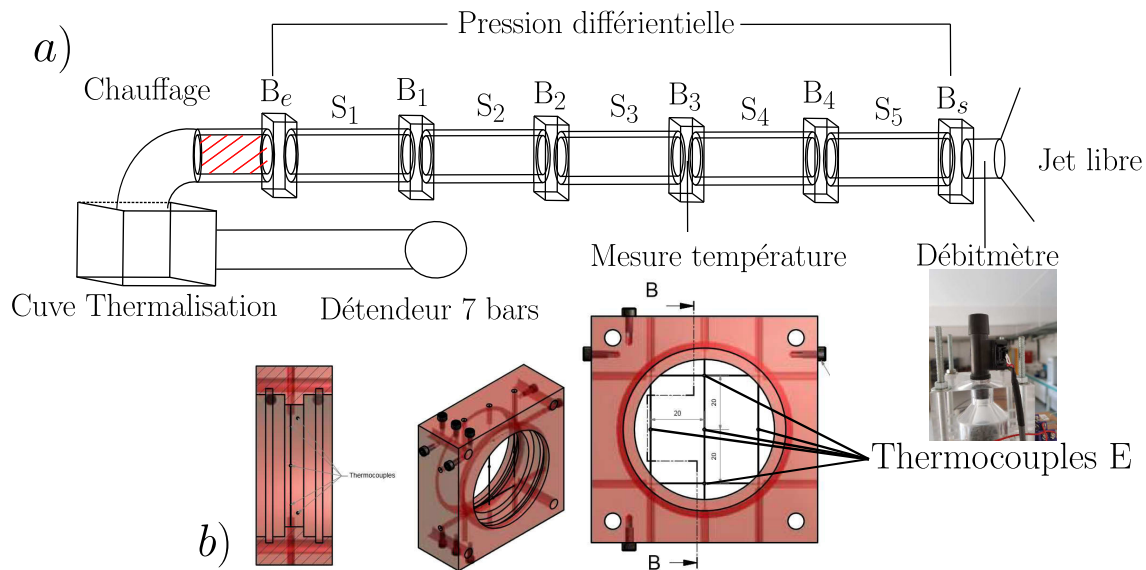


FIGURE 5.2 – Schéma complet du dispositif : a) principe b) Mesure de la température

généralisé grâce au réseau d'air comprimé (maximum : 7 bars). Un détendeur permet de choisir la pression d'entrée et, de ce fait, imposer le débit désiré. Ensuite, pour s'affranchir d'effets possiblement défavorables d'une température d'air circulant plus froid que l'air ambiant, température d'équilibre du système étudié, nous obligeons le circuit à réaliser un très grand nombre de spires dans un bassin rempli d'eau avant d'atteindre la section en charge du chauffage. Ce dernier est réalisé grâce à une résistance chauffante. Une alimentation permet de régler la puissance de chauffage désirée (effet Joule). L'écoulement atteint alors l'entrée du système à travers la bride d'entrée B_e . Les gradients de température traités étant faibles et en absence de réaction chimique, nous pouvons supposer le débit constant. Ce dernier est mesuré en sortie du système par un débitmètre (Honeywell ®) adapté à la mesure de faibles débits (entre 0 et 200 L/min. De plus, une mesure de pression différentielle (Keller ®) est réalisée entre l'entrée et la sortie des 5 sections de mousses, ce qui permet d'avoir une idée des pertes de charges générées.

Comme représenté sur la fig. 5.2 b), un système spécifique a été créé pour réaliser la mesure de la température. Chaque bride assure le support de 5 thermocouples de type E (bonne sensibilité à l'ambiante). La soudure chaude (diamètre 250 μm , grâce à un système de fixation, est tendue et maintenue dans la phase fluide. Un thermocouple est placé au centre tandis que les 4 thermo-

couples sont situés à distance fixe de ce dernier : 20 mm. L'idée de ce système est d'enregistrer simultanément l'information en température le long de l'axe et de traiter d'éventuels effets radiaux. Il est à noter que ce type de prise de mesure (intrusif) implique l'existence d'un léger espace entre deux tronçons de mousses. Cet espace sans poreux doit nécessairement être le plus faible possible pour s'affranchir de la considération d'une discontinuité du milieu poreux lors de la modélisation. Ce système de mesure/maintien permet un espace de 8 mm, longueur faible devant les dimensions du milieu poreux. De plus, sur chaque entrée de section, nous fixons un thermocouple de type K directement sur la céramique. Finalement, nous plaçons aussi des thermocouples dans l'air ambiant, dans la cuve d'eau, avant le chauffage et en sortie. L'ensemble des signaux acquis par les 36 thermocouples et des autres instruments de mesure sont rassemblés par une centrale d'acquisition (National Instrument ®). La conversion des données, leur visualisation ainsi que leur enregistrement sont réalisés grâce à Labview ®.

Le protocole expérimental est simple. L'utilisateur enclenche l'enregistrement des données et s'assure de la stabilité du système avec la température ambiante. Ensuite, il enclenche simultanément l'écoulement (au débit voulu) et le chauffage. Pendant l'expérience, il est possible de suivre l'évolution de l'ensemble des températures. Lorsque le régime permanent est atteint, l'enregistrement et le chauffage sont arrêtés. L'écoulement d'air, à une température proche de la température ambiante permet de retrouver rapidement un équilibre pour une prochaine expérience.

5.3 Modèle

L'idée est de développer un modèle pertinent du point de vue de la physique, de la géométrie et des matériaux impliqués par cette dernière expérience. De plus, d'un point de vue utilisateur, ce modèle doit permettre un calcul le plus rapide possible de la solution pour un jeu de paramètres donné afin de permettre d'inverser le problème thermique rapidement.

5.3.1 Hydrodynamique, écoulement en milieu poreux

Lorsqu'il s'agit d'étudier le phénomène de transport fluide au sein de milieu poreux, il est courant de travailler avec la vitesse de Darcy v_D :

$$v_D = \frac{Q_d}{A} \quad (5.1)$$

avec Q_d le débit et A l'aire de la section de passage. Cette définition de la vitesse fluide est couramment utilisée par sa facilité d'accès lors de divers procédés ou expériences. En l'absence de réactions chimiques, une simple mesure du débit en entrée ou sortie permet d'accéder à la grandeur. En réalité, la vitesse réelle prise par le fluide au sein du milieu poreux, à l'échelle locale, est nommée

vitesse intersticielle. Elle s'écrit :

$$v_f = \varepsilon v_D \quad (5.2)$$

Cependant, la grande majorité des études traitant de l'hydrodynamique de milieux hétérogènes, utilisent des nombres adimensionnels et lois physiques basés sur la physique de Darcy. La plus connue est d'ailleurs celle établie par H. Darcy en 1856 [248] :

$$-\frac{\Delta P_r}{L} = \frac{\mu_f}{k} v_D \quad (5.3)$$

avec L la longueur du milieu poreux, μ_f la viscosité dynamique du fluide, P_r la pression et k le coefficient de perméabilité. Différentes études [249] ont montré que cette loi est vérifiée expérimentalement pour des nombres de Reynolds particuliers compris entre 10 et 20. Une autre loi très célèbre est celle proposée par Forchheimer, qui étend celle de Darcy, en intégrant les effets inertiels :

$$-\frac{\Delta P_r}{L} = \frac{\mu_f}{k} v_D + \frac{\rho_f}{\eta} v_D^2 \quad (5.4)$$

avec η le coefficient de passabilité intrinsèque du milieu. Depuis cette période, de nombreuses études ont permis d'enrichir la connaissance des profils de vitesses dans les milieux hétérogènes et, plus particulièrement, dans les lits fluidisés [244, 245]. Des corrélations, permettant de prédire la vitesse d'écoulement dans de nombreuses configurations (proche parois, en volume, régime de Stokes, milieux granulaires ou poreux etc...) ont été proposées. Cependant, l'aspect hydrodynamique et la détermination des profils de vitesses étant plus secondaires et complémentaires à la résolution du présent problème thermique, nous proposons au lecteur intéressé, pour plus de détails, la littérature associée [250–254].

5.3.2 Modèle thermique : modèle à une température

Après avoir défini les grandeurs et quelques modèles d'écoulement en milieux poreux, intéressons nous au modèle thermique. L'idée est décrire un modèle pertinent permettant d'intégrer la thermique des deux phases présentes ainsi que le transport en phase fluide. Pour commencer, il est habituel d'écrire les équations à l'échelle microscopique (locale) :

$$(\rho c_p)_f \frac{\partial T_f}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda_f \nabla T_f) - (\rho c_p)_f v_f \nabla T_f \quad \text{dans le volume fluide } V_f \quad (5.5)$$

$$(\rho c_p)_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda_s \nabla T_s) \quad \text{dans le volume solide } V_s \quad (5.6)$$

$$T_s = T_f \quad \text{interface fluide/solide } A_{fs} \quad (5.7)$$

$$\vec{n}_{fs} \cdot \lambda_f \nabla T_f = \vec{n}_{fs} \cdot \lambda_s \nabla T_s \quad \text{interface fluide/solide } A_{fs} \quad (5.8)$$

avec T_f et T_s les températures respectivement fluide et solide. Il en est de même pour λ la conductivité fluide/solide. Comme représenté sur la fig. 5.3 b), au niveau local, le transport de la chaleur dans la phase fluide correspond à l'équation de diffusion avec un terme d'advection intégrant le transport par la vitesse interstitielle du fluide. L'eq. (5.6) correspond à l'équation de la chaleur résolue dans la phase solide. Le problème, comportant deux inconnues, est fermé avec deux conditions aux limites (cf. eq. (5.7) et eq. (5.8)) reliant la phase fluide et solide.

D'une part, la résolution de ce jeu d'équations peut s'avérer difficile. D'autre part, la résolution du

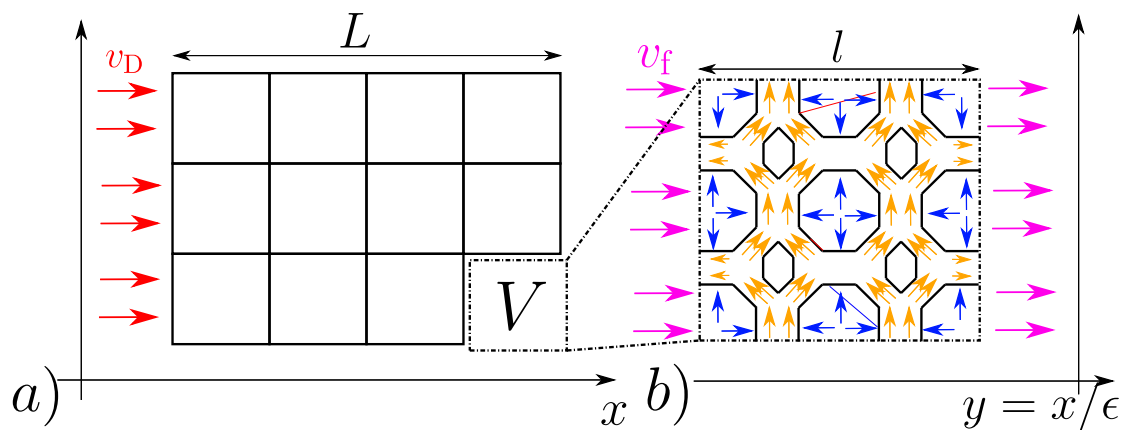


FIGURE 5.3 – Principe de l'homogénéisation des propriétés thermiques et radiatives : a) Calcul sur la géométrie réelle b) Calcul sur le milieu homogène équivalent

problème thermique couplé au niveau local s'avère assez peu intéressante pour cette étude. C'est pourquoi, seul les effets à l'échelle macroscopique, qui moyennent ces effets locaux, ne seront traités ici. Pour la suite de cette étude, afin de réaliser le passage de l'échelle microscopique à l'échelle macroscopique et réaliser l'homogénéisation du milieu poreux, nous employons la méthode de prise de moyenne volumique. Cela nous permettra de nous affranchir d'une résolution locale et de poursuivre la résolution du problème. Il est à noter que ce type de méthode a déjà été employée par le passé lors de l'étude de la dispersion thermique [255].

Nous définissons la moyenne d'une grandeur physique Ψ définie pour une phase χ , considérant un volume élémentaire V représentatif du point de vue des transferts, telle que :

$$\langle \Psi_\chi \rangle = \frac{1}{V} \int_{V_\chi} \Psi_\chi dV \quad (5.9)$$

Cette même grandeur, moyennée sur le volume de la phase s'écrit :

$$\langle \Psi_\chi \rangle^\chi = \frac{1}{V_\chi} \int_{V_\chi} \Psi_\chi dV \quad (5.10)$$

L'idée de départ pour continuer la résolution du problème est de décomposer chaque champ de température en une valeur moyenne et une fluctuation spatiale [243] :

$$T_f = \langle T_f \rangle^f + \tilde{T}_f \quad T_s = \langle T_s \rangle^s + \tilde{T}_s \quad (5.11)$$

Le lien entre les fluctuations de température fluide/solide et les températures moyennes est donné grâce aux travaux de F. Zanotti et R. G. Carbonell [256] :

$$\tilde{T}_f = \vec{f}_f \cdot \vec{\nabla} \langle T_f \rangle^f + \vec{g}_f \cdot \vec{\nabla} \langle T_s \rangle^s + h_f (\langle T_s \rangle^s - \langle T_f \rangle^f) \quad (5.12)$$

$$\tilde{T}_s = \vec{f}_s \cdot \vec{\nabla} \langle T_f \rangle^f + \vec{g}_s \cdot \vec{\nabla} \langle T_s \rangle^s + h_s (\langle T_s \rangle^s - \langle T_f \rangle^f) \quad (5.13)$$

avec \vec{f} , \vec{g} et h des fonctions, pour chacune des phases, uniquement dépendante de la géométrie étudiée, de la vitesse et de la position. En réintroduisant ces deux dernières relations dans les équations de chaleur moyennées présentées précédemment, il est possible d'exprimer les deux équations des températures fluide et solide moyennées :

$$\epsilon(\rho c_p)_f \frac{\partial \langle T_f \rangle^f}{\partial t} = \nabla \cdot (\underline{\underline{\lambda}}^{ff} \vec{\nabla} \langle T_f \rangle^f + \underline{\underline{\lambda}}^{fs} \vec{\nabla} \langle T_s \rangle^s) - (\vec{v}_{ff} \vec{\nabla} \langle T_f \rangle^f + \vec{v}_{fs} \vec{\nabla} \langle T_s \rangle^s) + h a_v (\langle T_s \rangle^s - \langle T_f \rangle^f) \quad (5.14)$$

$$(1 - \epsilon)(\rho c_p)_s \frac{\partial \langle T_s \rangle^s}{\partial t} = \nabla \cdot (\underline{\underline{\lambda}}^{sf} \vec{\nabla} \langle T_f \rangle^f + \underline{\underline{\lambda}}^{ss} \vec{\nabla} \langle T_s \rangle^s) - (\vec{v}_{sf} \vec{\nabla} \langle T_f \rangle^f + \vec{v}_{ss} \vec{\nabla} \langle T_s \rangle^s) - h a_v (\langle T_s \rangle^s - \langle T_f \rangle^f) \quad (5.15)$$

Ce modèle est appelé modèle à deux températures car il consiste en la résolution de deux équations associées respectivement aux températures solides et fluides. Cette formulation reste, cependant, très générale et dépend de nombreux paramètres comme : 4 vitesses, 4 tenseurs de dispersion et d'un coefficient h représentant un coefficient d'échange fluide/solide moyen. Évidemment, ce type de formulation comporte un trop grand nombre de paramètres. C'est pourquoi, en pratique, de nombreuses simplifications ou hypothèses (géométrique ou thermique) sont utilisées pour réduire les données du problème. Selon l'expérience envisagée, ce précédent modèle est simplifié et les paramètres comme le coefficient d'échange et les coefficients de dispersions sont estimés par inversion.

Cependant, le coefficient h a, d'une part, peu de sens physique et son interprétation est difficile. De plus, en pratique, il est compliqué à estimer expérimentalement en raison de faibles écarts constatés entre $\langle T_s \rangle^s$ et $\langle T_f \rangle^f$. Ainsi, des auteurs comme P. Cheng et D. Vortmeyer [252] ont proposé un modèle dit à une température basé sur l'égalité des températures moyennes fluides et solides telles que :

$$\langle T \rangle = \langle T_s \rangle^s = \langle T_f \rangle^f \quad (5.16)$$

Cette hypothèse est très forte puisqu'elle suppose l'égalité instantanée entre les deux températures moyennes. Cependant, C. Moyne et al. [257] ont montré qu'il est possible de s'affranchir de cette hypothèse en définissant une température qui n'est plus une moyenne volumique mais enthalpique telle que :

$$\langle T_H \rangle = \frac{1}{(\rho c_p)_{eq} V} \int_{\forall P \in V} (\rho c_p)_P T(P) dP \quad (5.17)$$

avec $(\rho c_p)_{\text{eq}} = \epsilon(\rho c_p)_f + (1-\epsilon)(\rho c_p)_s$ la capacité thermique équivalente d'après la loi des mélanges. Cette température enthalpique contient directement l'information de la moyenne volumique d'enthalpie H dans la maille élémentaire tel que :

$$(\rho c_p)_{\text{eq}} T_H = \langle H \rangle \quad (5.18)$$

Il est donc possible d'écrire une unique équation basée sur la définition de cette unique température. Cette dernière s'écrit :

$$(\rho c_p)_{\text{eq}} \frac{\partial T_H}{\partial t} = \nabla \cdot (\underline{\lambda} \underline{\nabla} T_H) - (\rho c_p)_f \vec{v}_D \underline{\nabla} T_H + s(t, x) \quad (5.19)$$

Il est à noter que la vitesse interstitielle n'apparaît plus et qu'elle est bien remplacée par la vitesse de Darcy dans cette formulation. Cette équation décrit la température moyenne enthalpique évaluée au centre de chaque volume élémentaire représentatif V comme représenté sur la fig. 5.3 a). De plus, il est aussi important de souligner que ce type de formulation est valable dans le cas où le rapport d'échelle entre les échelles macro/micro est très faible devant l'unité. Ainsi, en considérant que l est la longueur minimum pour construire un volume élémentaire représentatif, la longueur L associée à l'échelle macroscopique doit vérifier la relation suivante : $l/L \ll 1$. Nous supposons que, d'après le nombre de pores présent à la fois dans le diamètre et dans la longueur, ce critère est respecté. Le terme s qui est ajouté ici prend en compte toute forme de source surfacique ou volumique et comprend la dépendance éventuellement spatiale et temporelle de cette dernière. Son utilisation sera explicitée par la suite.

Contrairement au modèle à deux températures qui repose sur de nombreux paramètres dont le coefficient d'échange h , ce modèle à une température ne repose que sur la détermination d'un seul tenseur de dispersion. Ce dernier, en un seul coefficient par direction considérée, intègre les phénomènes de conduction dans les deux phases, de dispersion massique dû à l'écoulement et l'influence de la tortuosité du milieu. Il permet de quantifier, à l'instar de la conductivité équivalente conducto-radiative étudiée dans les chapitres précédents, la totalité des effets impliqués par un transfert conducto/convecto/advectif. Afin de ne pas le confondre avec la conductivité thermique, le coefficient de dispersion sera écrit Λ par la suite.

5.3.3 Équations du problème

D'après l'expérience développée, le modèle doit tenir compte de la thermique associée au milieu poreux homogénéisé comme décrit précédemment mais aussi des autres éléments nécessaires à la réalisation expérimentale. Il s'agit donc de considérer l'interface milieu poreux/support (plexiglas), la conduction au travers du support et les phénomènes convectifs latéraux. Comme représenté sur la fig. 5.4, la géométrie est 2D axisymétrique et est composée de deux couches. Nous nous dotons

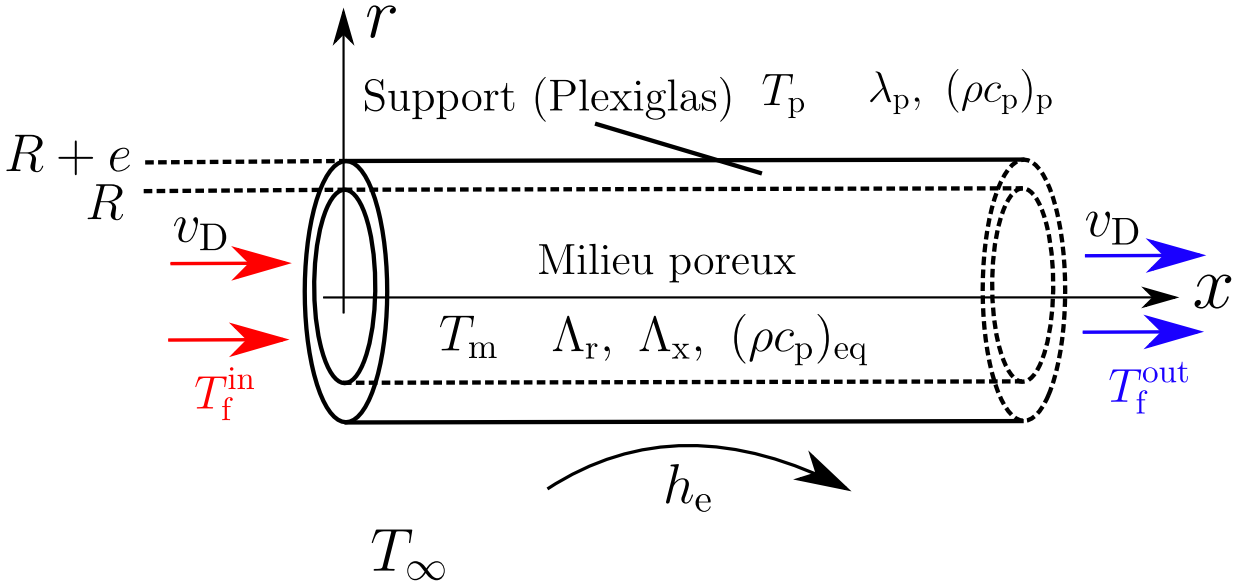


FIGURE 5.4 – Schéma de la géométrie du problème thermique considéré avec les différentes dimensions et paramètres de chacun des milieux

d'un repère à deux coordonnées : x correspond à la coordonnée axiale (dans le sens de l'écoulement fluide) et r la coordonnée radiale. Nous supposons que l'ensemble du système est à l'équilibre avec la température ambiante T_∞ à l'instant initial. Afin d'alléger la notation et de simplifier l'écriture, nous travaillons en différence de température par rapport à cet état initial. Cette dernière différence de température est simplement noté T . Ainsi la condition initiale s'écrit :

$$T(t = 0, r, x) = 0 \quad (5.20)$$

Considérant la géométrie du système, le problème complet à résoudre pour $-\infty < x < +\infty$ et suivant la coordonnée radiale s'écrit :

$$(\rho c_p)_{eq} \frac{\partial T_m}{\partial t} + (\rho c_p)_{fvD} \frac{\partial T_m}{\partial x} = \frac{\Lambda_r}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_m}{\partial r} \right) + \Lambda_x \frac{\partial^2 T_m}{\partial x^2} + s(t) \delta(x) \quad 0 < r < R \quad (5.21)$$

$$-\Lambda_r \frac{\partial T_m}{\partial r} = -\lambda_p \frac{\partial T_p}{\partial r} \quad r = R \quad (5.22)$$

$$T_m - T_p = -\frac{\Lambda_r}{h_i} \frac{\partial T_m}{\partial r} \quad r = R \quad (5.23)$$

$$(\rho c_p)_p \frac{\partial T_p}{\partial t} = \lambda_p \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_p}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_p}{\partial x^2} \right] \quad R < r < R + e \quad (5.24)$$

$$-\lambda_p \frac{\partial T_p}{\partial r} = h_e T_p \quad r = R + e \quad (5.25)$$

$$T_m(t = 0, r, x) = T_p(t = 0, r, x) = 0 \quad (5.26)$$

avec T_m , T_p , Λ_r , Λ_x , λ_p , $(\rho c_p)_p$, $1/h_i$ et h_e respectivement la température du milieu poreux, la température du plexiglas, le coefficient de dispersion radial, le coefficient de dispersion axial, la conductivité thermique du plexiglas, la capacité thermique du plexiglas, la résistance de contact thermique mousse/plexiglas et le coefficient de convection latérale. Le modèle à une température

est utilisé dans le milieu poreux (cf. eq. (5.21)) tandis que l'équation de la chaleur est utilisée pour décrire l'évolution spatiale et temporelle de la température dans le plexiglas (cf. eq. (5.25)). À l'interface mousse/plexiglas, une relation intégrant une résistance de contact thermique est préférée à une relation de type continuité du flux. Enfin, à l'interface radiale extérieure ($r = R + e$), nous écrivons un échange de type convection naturelle. Le problème considère le système infini selon la coordonnée axiale. La prise en compte de l'air chaud incident est intégré dans la modélisation au travers du terme source décomposé comme $s(t)\delta(x)$. Nous supposons donc une excitation thermique ponctuelle en x (dirac), uniforme dans une section (selon r) mais qui reste libre quant à son évolution temporelle.

5.3.4 Résolution du problème

Le problème est maintenant aisé à résoudre avec n'importe quel solveur commercial (FlexPde®, Comsol® ou Fluent®). Cependant, comment mentionné plus en amont dans ce manuscrit, la solution obtenue par ce modèle doit à la fois être précise et surtout rapide. De plus, le calcul complet du champ de température n'est pas nécessaire. Lors de l'inversion, seule l'évolution temporelle de la température en des positions données est nécessaire. Les positions d'intérêts sont bien entendu les emplacements des thermocouples lors de l'expérience. Ainsi, la méthode des quadripôles thermiques a l'avantage d'accéder à la solution semi-analytique de la température à la position souhaitée.

En raison de la dépendance en x , r et t de la température, la première étape de la résolution consiste à réaliser une transformée de Laplace sur la variable temporelle. La température du milieu dans l'espace de Laplace s'écrit $\theta_m(p, r, x) = \mathcal{L}(T_m)$, avec p la variable de Laplace.

$$(\rho c)_t p \theta_m + (\rho c)_f v_D \frac{\partial \theta_m}{\partial x} = \frac{\Lambda_r}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \theta_m}{\partial r} \right) + \Lambda_x \frac{\partial^2 \theta_m}{\partial x^2} + \bar{s}(p) \delta(x) \quad (5.27)$$

où $\bar{s}(p)$ désigne la transformée de Laplace de s . Il reste toujours une équation pour deux variables spatiales. La deuxième étape consiste à réaliser une transformée de Fourier sur une de ces dernières. Nous choisissons, par exemple, la coordonnée axiale x et nous définissons une variable de Fourier α . La température dans l'espace de Fourier s'écrit :

$$\tilde{\theta}_m(p, \alpha, r) = \mathcal{F}(\theta_m) = \int_{-\infty}^{+\infty} \theta_m(p, r, x) \exp\{-i\alpha x\} dx \quad (5.28)$$

En appliquant cette transformation à l'eq. (5.27), nous obtenons :

$$(\rho c)_t p \tilde{\theta}_m + i\alpha (\rho c)_f v_D \tilde{\theta}_m = \frac{\Lambda_r}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \tilde{\theta}_m}{\partial r} \right) - \alpha^2 \Lambda_x \tilde{\theta}_m + \bar{s} \quad (5.29)$$

La factorisation des termes associés à $\tilde{\theta}_m$ permet d'écrire la précédente relation comme :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \tilde{\theta}_m}{\partial r} \right) = k_m^2 \tilde{\theta}_m - \frac{\bar{s}}{\Lambda_r} \quad \text{pour } 0 < r < R \quad (5.30)$$

avec :

$$k_m^2 = p \frac{(\rho c)_t}{\Lambda_r} + \alpha^2 \frac{\Lambda_x}{\Lambda_r} + i\alpha \frac{(\rho c)_f}{\Lambda_r} v_D = \frac{p}{D_r} + \alpha^2 \frac{D_x}{D_r} + i\alpha \frac{v_T}{D_r} \quad (5.31)$$

avec $D_r = \Lambda_r / (\rho c)_t$, $D_x = \Lambda_x / (\rho c)_t$ et $v_T = (\rho c)_f v_D / (\rho c)_t$. La solution de l'équation homogène précédente plus l'ajout d'une solution particulière conduit à :

$$\tilde{\theta}_m = EI_0(k_m r) + FK_0(k_m r) + \frac{\bar{s}}{k_m^2 \Lambda_r} \quad (5.32)$$

avec E et F les constantes d'intégration et I_0 et K_0 les fonctions de Bessels. L'axe de symétrie en $r = 0$ est associée à une condition aux limites de type flux nul. Cette information nous permet de nous affranchir d'une des constantes d'intégration. Dans l'espace de Laplace/Fourier, cela se traduit par imposer F nul puisque $K_0(0) = \infty$. L'équation précédente s'écrit alors :

$$\tilde{\theta}_m(p, \alpha, r) = EI_0(k_m r) + \frac{\bar{s}}{k_m^2 \Lambda_r} \quad (5.33)$$

La seconde condition aux limites ($r = R$) permettra, sous réserve de résoudre les équations associées à la thermique dans l'épaisseur de plexiglas, de déterminer la seconde constante E . Nous exprimons le flux à la paroi dans l'espace de Laplace/Fourier :

$$\tilde{\phi}_m(r = R) = -2\pi R \Lambda_r \left. \frac{\partial \tilde{\theta}_m}{\partial r} \right|_{r=R} = -2\pi R \Lambda_r k_m EI_1(k_m R) \quad (5.34)$$

Nous recommençons donc cette procédure (transformation Laplace puis Fourier) pour la température dans le plexiglas ($R < r < R + e$). En définissant $\tilde{\theta}_p(p, \alpha, r) = \mathcal{F}(\mathcal{L}(T_p))$, l'eq. (5.23) s'écrit :

$$(\rho c)_p p \tilde{\theta}_p = \lambda_p \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \tilde{\theta}_p}{\partial r} \right) - \alpha^2 \tilde{\theta}_p \right] \quad (5.35)$$

soit, en arrangeant les termes :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \tilde{\theta}_p}{\partial r} \right) = k_p^2 \tilde{\theta}_p \quad \text{avec} \quad k_p^2 = p \frac{(\rho c)_p}{\lambda_p} + \alpha^2 \quad (5.36)$$

La solution de cette équation est classique, nous retrouvons sa formulation matricielle dans l'ouvrage référence traitant de la méthode des quadripôles thermiques par D. Maillet et al. [153] :

$$\begin{pmatrix} \tilde{\theta}_p(p, \alpha, R) \\ \tilde{\phi}_p(p, \alpha, R) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\theta}_p(p, \alpha, R + e) \\ \tilde{\phi}_p(p, \alpha, R + e) \end{pmatrix} \quad (5.37)$$

avec :

$$\begin{aligned}
A &= k_p(R+e) \left[K_1(k_p(R+e)) I_0(k_p R) + K_0(k_p R) I_1(k_p(R+e)) \right] \\
B &= \frac{1}{2\pi\lambda_p} \left[K_0(k_p R) I_0(k_p(R+e)) - K_0(k_p(R+e)) I_0(k_p R) \right] \\
C &= 2\pi(\rho c)_p p R(R+e) \left[K_1(k_p R) I_1(k_p(R+e)) - K_1(k_p(R+e)) I_1(k_p R) \right] \\
D &= k_p R \left[K_0(k_p(R+e)) I_1(k_p R) + K_1(k_p R) I_0(k_p(R+e)) \right]
\end{aligned} \tag{5.38}$$

La température dans les deux milieux étant maintenant exprimée, il est possible d'inclure les échanges interne (résistance de contact) et externe (convection naturelle). En recourant toujours au formalisme quadripolaire, les relations aux interfaces s'expriment respectivement comme :

$$\begin{pmatrix} \tilde{\theta}_m(p, \alpha, R) \\ \tilde{\phi}_m(p, \alpha, R) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{2\pi R h_i} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\theta}_p(p, \alpha, R) \\ \tilde{\phi}_p(p, \alpha, R) \end{pmatrix} \tag{5.39}$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{\theta}_p(p, \alpha, R+e) \\ \tilde{\phi}_p(p, \alpha, R+e) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{2\pi(R+e)h_e} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \tilde{\phi}_p(p, \alpha, R+e) \end{pmatrix} \tag{5.40}$$

En travaillant avec une différence de température entre la température dans le milieu considéré (poreux ou plexiglas) et la température à l'infini, il est à noter que la température à la paroi $\tilde{\theta}_p(p, \alpha, R)$ est naturellement imposée nulle. En mettant en cascade les matrices ne concernant pas le milieu poreux :

$$\begin{pmatrix} A' & B' \\ C' & D' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{2\pi R h_i} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{2\pi(R+e)h_e} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{5.41}$$

Puis en ajoutant celle associée au milieu poreux (cf. eq. (5.33) et eq. (5.34)) par l'écriture de la continuité à l'interface :

$$\begin{pmatrix} EI_0(k_m R) + \frac{\bar{s}}{k_m^2 \Lambda_r} \\ -2\pi R \Lambda_r k_m EI_1(k_m R) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A' & B' \\ C' & D' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \tilde{\phi}|_{\infty} \end{pmatrix} \tag{5.42}$$

Il est possible d'exprimer la dernière inconnue du problème E :

$$\frac{EI_0(k_m R) + \frac{\bar{s}}{k_m^2 \Lambda_r}}{-2\pi R \Lambda_r k_m EI_1(k_m R)} = \frac{B'}{D'} \tag{5.43}$$

ou

$$E \left[I_0(k_m R) + \frac{B'}{D'} 2\pi R \Lambda_r k_m I_1(k_m R) \right] = -\frac{\bar{s}}{k_m^2 \Lambda_r} \tag{5.44}$$

Enfin, en injectant l'expression de E dans l'eq. (5.33), nous obtenons l'expression de la tempé-

rature du milieu poreux dans l'espace de Laplace-Fourier le long de la coordonnée r :

$$\tilde{\theta}_m(p, \alpha, r) = \frac{\bar{s}}{k_m^2 \Lambda_r} \left[1 - \frac{I_0(k_m r)}{I_0(k_m R) + 2\pi k_m R \Lambda_r I_1(k_m R) \frac{B'}{D'}} \right] \quad (5.45)$$

Ainsi, si le flux entrant est parfaitement connu, il peut être injecté directement à travers le terme source. Supposons que ce dernier correspond temporellement à un échelon (fluide entrant à la température T_{fe}) :

$$\bar{s} = \frac{\dot{Q}}{p} = \frac{(\rho c)_t v_T T_{fe}}{p} \quad (5.46)$$

La solution s'écrirait alors :

$$\tilde{\theta}_m(p, \alpha, r) = \frac{v_T T_{fe}}{p k_m^2 D_r} \left[1 - \frac{I_0(k_m r)}{I_0(k_m R) + 2\pi k_m R \Lambda_r I_1(k_m R) \frac{B'}{D'}} \right] \quad (5.47)$$

Cependant, il est très difficile en pratique de considérer une telle évolution temporelle à cause de l'inertie thermique du système de chauffage. Ce dernier, n'atteint pas le maximum de température de façon instantanée. Expérimentalement, l'information associée à l'évolution temporelle de la température fluide (ou solide) est accessible par le biais des nombreux thermocouples installés. La prise en compte de l'évolution temporelle de la source peut alors être intégrée à travers une température connue du système. Supposons, par exemple, que la solution dans l'espace de Laplace s'écrit comme :

$$\theta_m(p, x, r) = \theta_{fe} R(p) \quad (5.48)$$

avec $R(p)$ la réponse du système. Prenons le cas simple où l'évolution temporelle de la température fluide est assimilable à un Dirac (Flash) :

$$T_{fe}(t) = \delta(t) \quad (5.49)$$

La solution dans l'espace de Laplace de cette température est simplement la réponse du système :

$$\theta_\delta = R(p) \quad (5.50)$$

La solution pour une température variable dans le temps est donc :

$$\theta_m = \theta_{fe} \theta_\delta \quad (5.51)$$

Le retour à l'espace réel d'un produit de deux fonctions dans l'espace de Laplace est le produit de convolution des deux fonctions :

$$T_m(t) = T_{fe} * T_\delta = \int_0^t T_\delta(t - \tau) T_{fe} d\tau \quad (5.52)$$

Ainsi il n'est même plus nécessaire d'exprimer littéralement l'évolution temporelle de l'excitation

puisque cette information est contenue dans l'évolution temporelle d'une autre température. De façon plus générale, il suffit de réaliser le produit de convolution entre la réponse du système et une température connue (ou mesurée) :

$$T_m(t) = T_{f_e}(t) * \mathcal{L}^{-1}[(R(p))](t) \quad (5.53)$$

Le retour de l'espace de Fourier peut poser certaines difficultés du à l'aspect complexe de la variable k_m . L'idée essentielle utilisée ici est d'utiliser le conjugué :

$$k_m^\dagger = \sqrt{\frac{p}{D_r} + \alpha^2 \frac{D_x}{D_r} - i\alpha \frac{v_T}{D_r}} \quad (5.54)$$

Le conjugué de $\tilde{\theta}$, $\tilde{\theta}^\dagger$ sera donc calculé simplement en substituant k_m^\dagger à k_m .

La transformée inverse de Fourier 1D $f(x)$ (nulle pour $x < 0$), d'une fonction $F(\alpha)$, est donnée par :

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\alpha) \exp(i\alpha x) d\alpha \quad (5.55)$$

Remarquons que si la fonction f est réelle $F(-\alpha) = F^\dagger(\alpha)$ (où † désigne le conjugué). Dans ce cas, la relation (5.55) peut aussi s'écrire :

$$\begin{aligned} f(x) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\alpha) e^{i\alpha x} d\alpha = \frac{1}{2\pi} \left[\int_{-\infty}^0 F(\alpha) e^{i\alpha x} d\alpha + \int_0^{+\infty} F(\alpha) e^{i\alpha x} d\alpha \right] \\ &= \frac{1}{2\pi} \left[\int_0^{+\infty} F(-\alpha) e^{-i\alpha x} d\alpha + \int_0^{+\infty} F(\alpha) e^{i\alpha x} d\alpha \right] = \frac{1}{\pi} \mathcal{R}e \left[\int_0^{+\infty} F(\alpha) e^{i\alpha x} d\alpha \right] \end{aligned} \quad (5.56)$$

Ainsi le retour peut être effectué. Le logiciel de calcul scientifique Matlab® dispose des outils nécessaires. Cela conclut la présente démarche. La température du milieu poreux peut donc être obtenue en chaque point et pour tout instant à partir de la connaissance d'une autre température du système.

5.3.5 Exemple : Influence de la vitesse d'écoulement fluide

L'idée de cette partie est de donner une idée des ordres de grandeurs et de la réponse du milieu poreux tout en proposant une étude de l'influence de la vitesse d'écoulement. Avant cela, nous définissons les nombres adimensionnels associés à l'étude de la dispersion thermique :

$$Re = \frac{v_D d_{moy}}{\mu_f} \quad (5.57)$$

$$Pr = \frac{\mu_f}{\alpha_f} \quad (5.58)$$

$$Pe = Re Pr \quad (5.59)$$

respectivement les nombres de Reynolds (inertie/viscosité), Prandtl (diffusivité quantité de mouvement/diffusivité thermique) et Peclet (advection/conduction). Il est à noter que ces derniers sont définis en considérant la vitesse de Darcy. En ce qui concerne la dimension caractéristique du pro-

blème, nous considérons le diamètre de pores moyen indiqué par la constructeur soit 3.75 mm. Pour la simulation, nous fixons les deux coefficients de dispersion thermique à $1 \text{ W}/(\text{mK})$. Cette valeur est choisie de façon arbitraire et n'a pas de volonté à s'approcher de la réalité. En pratique, ces coefficients évoluent soit de façon linéaire soit suivant une loi de puissance en fonction du nombre de Peclet [246]. Les propriétés thermiques associées au milieu poreux sont identiques à celle de la mousse C3 tandis que celle de l'air ou du plexiglas sont extraites de la littérature. L'excitation prend la forme temporelle d'un créneau d'amplitude $+10 \text{ K}$, le coefficient de convection externe est fixé à $15 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$ et la résistance de contact est supposée nulle.

Nous représentons sur les fig. 5.5 a)-f) les résultats de simulation pour trois vitesses de fluides correspondant à des Reynolds de 100, 200 et 400. Les fig. 5.5 a)-c) correspondent à une cartographie du champ de température obtenu à $t = 1000 \text{ s}$ en fonction des coordonnées axiales et radiales pour les trois vitesses d'écoulement. Le formalisme quadripolaire utilisé permet l'obtention de la solution très rapidement puisque seulement 6 s sont nécessaires avec Matlab ®. Cependant, ce dernier ne permet pas l'obtention de l'ensemble du champ de température. Ainsi, pour chaque température calculée sur cette carte, un nouveau calcul a été lancé. Le temps de calcul nécessaire pour réaliser le calcul du champ complet de la température est approximativement de 30 mn. En raison d'un faible rapport d'aspect (diamètre/longueur) et d'une épaisseur de plexiglas petite devant le diamètre du poreux, l'utilisation d'un solveur commercial s'avère complexe (maillage adaptatif) et inapproprié (temps de calcul important), ce qui démontre l'intérêt de la méthode employée.

Nous discernons assez facilement l'influence de la convection naturelle. Dans le cas $h_e = 0 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$, la température serait indépendante du rayon et son évolution temporelle prendrait la forme d'un "piston". C'est-à-dire, nous observerions l'avancée de la température d'entrée, uniforme dans une section, jusqu'à ce que l'ensemble du champ de température soit constant. Ici, nous constatons bien une baisse de la température avec l'augmentation du rayon. De plus, les pertes latérales génèrent aussi une diminution de la température le long de la coordonnée axiale. Enfin, en comparant les trois cartes, nous observons l'effet de l'augmentation des phénomènes de transport de chaleur par advection avec l'augmentation de la vitesse. La chaleur en entrée parvient à pénétrer plus en profondeur du milieu poreux.

Les fig. 5.5 d) et e) représentent, aussi à $t = 1000 \text{ s}$, respectivement la température en fonction de x ($r = 0 \text{ m}$) et en fonction de r ($x = 0.5 \text{ m}$) pour les trois vitesses. Le constat précédent se visualise aussi clairement sur ces deux figures. Sur la première, il est important de préciser que le régime stationnaire n'est pas forcément atteint. Pour $Re = 400$, le profil de température présente une légère courbure jusqu'à la demi-longueur pour, ensuite, être linéaire. À l'inverse, pour $Re = 100$, le profil de température est presque linéaire jusqu'à la demi-longueur pour se courber vers la sortie du système. Ce type de profil s'approche fortement d'un profil type associé à de la conduction pure.

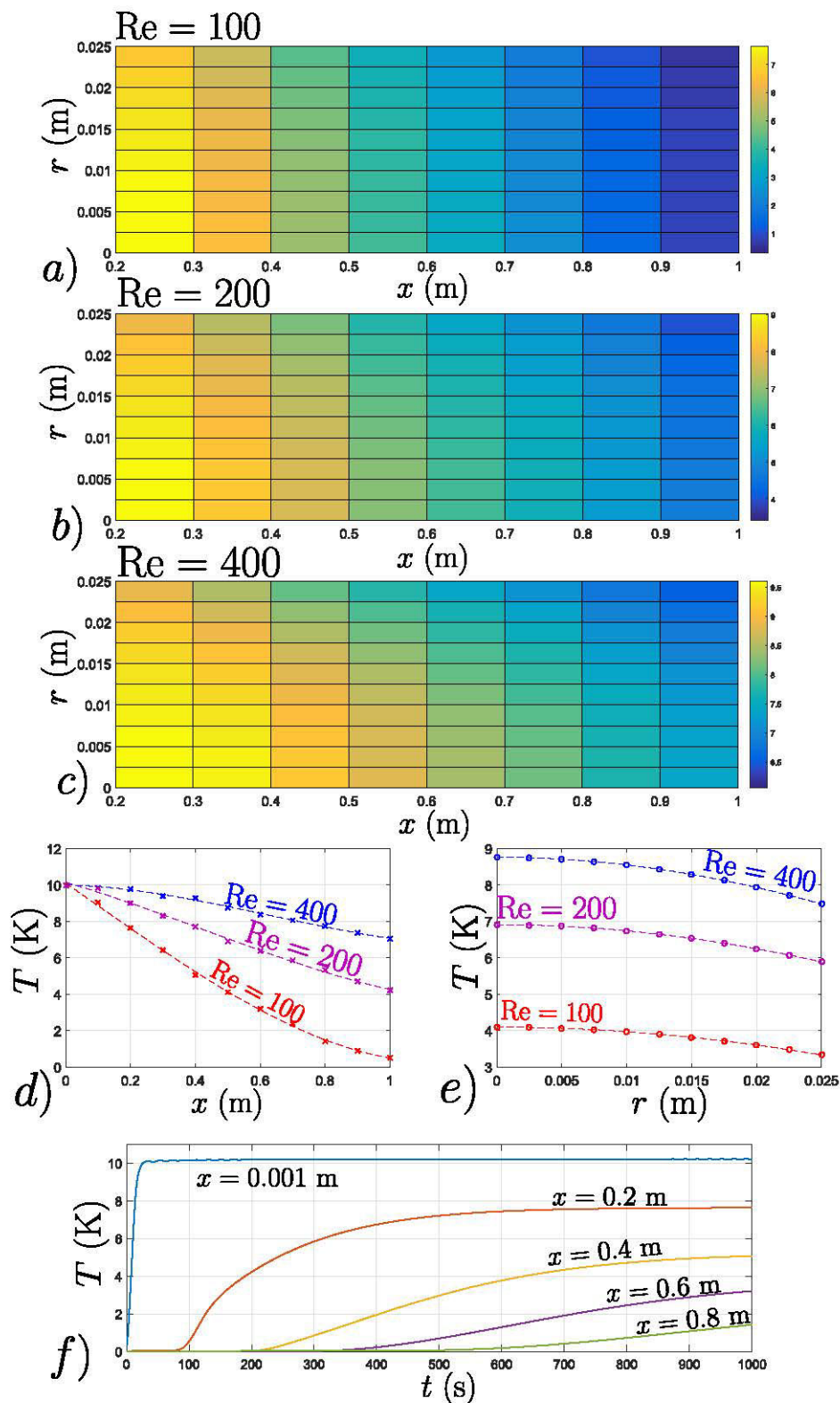


FIGURE 5.5 – Influence de la vitesse du fluide : a) Carte des températures axiales/radiales à $t = 1000$ s et $Re=100$ b) Carte des températures axiales/radiales à $t = 1000$ s et $Re=200$ c) Carte des températures axiales/radiales à $t = 1000$ s et $Re=400$ d) Température le long de l'axe ($r = 0$) pour $Re=[100,200,400]$ e) Température le long du rayon ($x = 0.5$ m) pour $Re=[100,200,400]$ f) Évolution transitoire de la température pour $Re= 100$ en différentes positions

Sur la fig. 5.5 e), nous retrouvons des profils de température assez classiques des problèmes 2D axisymétrique. Tout d'abord, nous observons clairement l'effet du transport par l'augmentation de

la température moyenne dans une section donnée avec l'augmentation de la vitesse. Ensuite, en raison des gradients thermiques plus élevés entre le système et la température ambiante pour de plus fort Reynolds, le profil est plus courbé à l'approche de la paroi pour $Re = 400$ que pour $Re = 100$ (front plus plat). La fig. 5.5 f) montre l'évolution transitoire de la température pour le nombre de Reynolds le plus faible et pour différentes positions. Il est possible de voir le décalage temporel induit par l'aspect capacitif du système. Lorsque le régime permanent est atteint, nous visualisons que la température finale n'est pas la même pour chaque position à cause de l'augmentation de l'influence des pertes avec l'augmentation de la distance mesure/excitation. Il est à noter que pour $x = 0.001$ m la température au stationnaire dépasse la température excitatrice. Cela provient d'instabilité numériques provenant d'un temps maximum de calcul beaucoup trop grand par rapport au temps caractéristique des transferts. Cela est donc inhérent uniquement à ce résultat et ne posera aucun problème lors des futures inversions.

5.4 Résultats

Cette partie présente les résultats obtenus. Elle se décompose en deux parties. D'une part, nous représentons les évolutions temporelles mesurées par les différents thermocouples installés et nous démontrons la pertinence des résultats. Cela nous permet d'introduire, en amont, la réponse thermique du système à une excitation donnée. D'autre part, nous explicitons les résultats liés à l'inversion.

5.4.1 Etude des données brutes

Les données obtenues pendant l'expérience sont introduites ici. Nous présentons ces résultats afin de vérifier la pertinence du modèle employé. Tout d'abord, nous présentons l'influence de la vitesse fluide sur la réponse transitoire le long de la coordonnée axiale puis selon la coordonnée radiale. Nous présentons ensuite ces mêmes résultats en comparant une prise de mesure de température du fluide et de solide. L'ensemble de l'étude est mené pour des nombres de Reynolds compris entre 70 et 400.

Le long de la coordonnée axiale

La fig. 5.6 représente, en transitoire, les températures mesurées par les thermocouples axiaux ($r = 0$) et immergés dans la phase fluide. Les fig. 5.6 a)-d) correspondent respectivement à des Reynolds de 109, 156, 245 et 324. L'indice "a" correspond à l'aspect axial de la mesure tandis que l'exposant correspond au numéro de bride où est installé le thermocouple. La fig. 5.6 e) représente

la température en fonction de la position pour un temps donné ($t = 3000$ s). Afin de pouvoir comparer les gradients de température en présence pour les différentes vitesses, nous représentons une température adimensionnée par la température d'entrée comme T_a^t/T_a^e avec $t = [1, 2, 3, 4, s]$. Sur

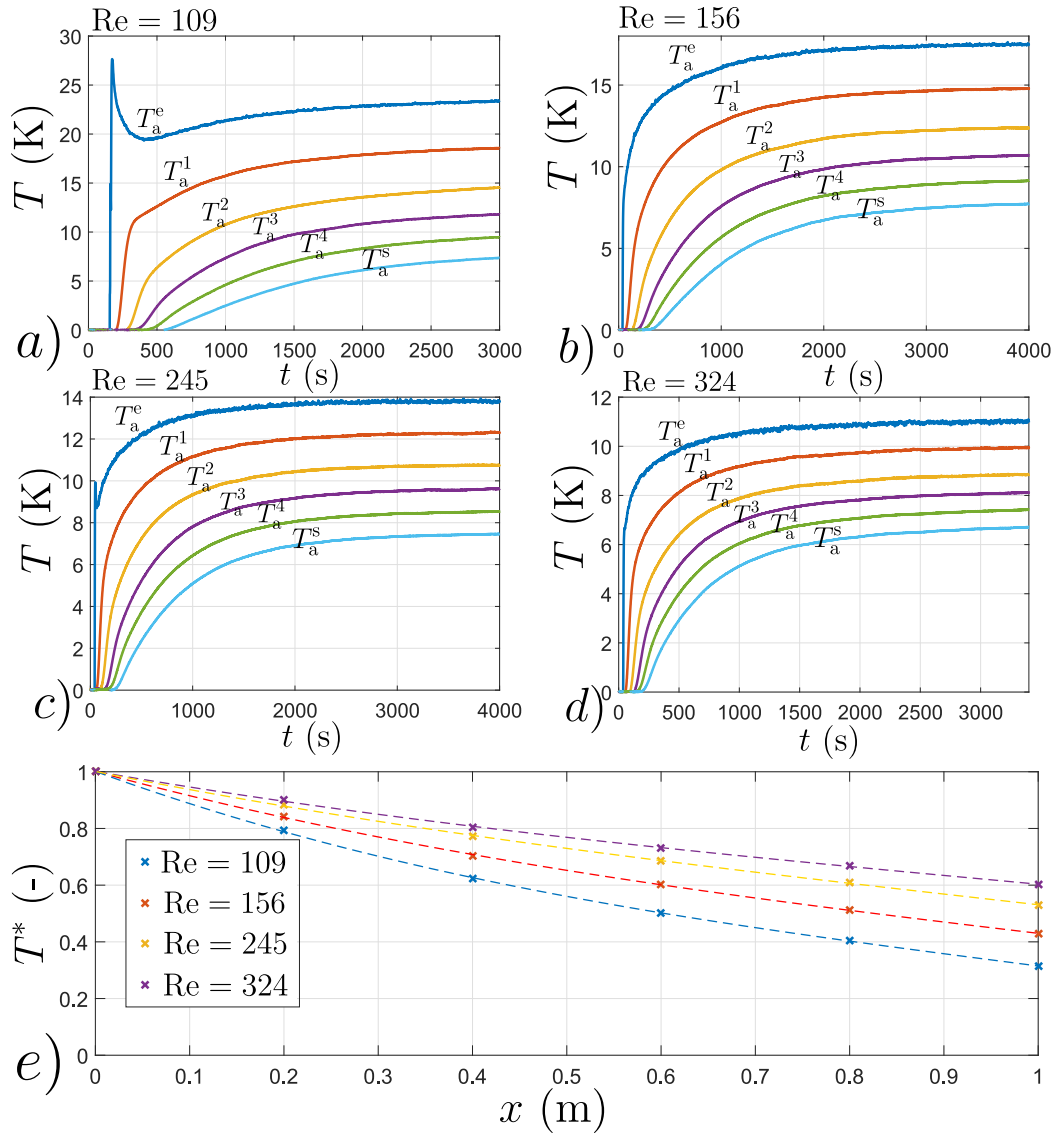


FIGURE 5.6 – Influence de la vitesse du fluide (mesure expérimentale), température fluide axiale en fonction du temps pour les différentes brides : a) $Re = 109$ b) $Re = 156$ c) $Re = 245$ d) $Re = 324$ e) Température en fonction de la position au centre à $t = 3000$ s pour les différentes vitesses

les quatre premières figures a)-d), nous distinguons très clairement l'influence des pertes latérales par la différence de température obtenue pour les différentes positions à l'approche du régime stationnaire.

La température T_a^e est la température fluide d'entrée porteuse de l'information associée à l'excitation. Nous pouvons voir que l'amplitude de cette dernière est très différente en fonction des différentes vitesses présentées ici. Il est bon de rappeler que l'excitation imposée n'est pas en température mais en flux et que l'amplitude de cette dernière n'est pas strictement la même pour tous les essais. Ainsi, il est inutile d'être surpris par la température maximale atteinte en entrée. Cela dépend de

paramètres comme la vitesse du fluide, l'amplitude du flux imposé par effet Joule, la température du fluide avant d'atteindre le chauffage et la capacité de l'air à échanger avec la résistance chauffante. Qu'importe l'amplitude de la température fluide et son évolution temporelle, elle s'intègre naturellement dans le modèle en recourant au produit de convolution (cf. section 5.3.4). Le saut de température visible sur la fig. 5.6 a) vient du protocole expérimental. Le système de chauffage est alimenté peu de temps avant l'enclenchement de l'écoulement. L'équilibre de température entre l'air et le chauffage n'est pas forcément instantané et, aux temps courts, la température de l'air entrante peut être élevée. Ce saut de température (T_a^e), après passage dans une première section, se visualise encore sur la mesure réalisée par la seconde bride (T_a^1) par une "cassure" de l'évolution temporelle de la température. Cela prouve, ici encore, le lien entre deux températures amont/aval et l'importance de l'obtention de la solution en aval par la connaissance de la température amont. Ainsi, l'analyse des mécanismes de transferts peut être fait, a priori, par comparaison entre les différentes évolutions mesurées.

Globalement, nous observons le même constat que celui réalisé lors de la simulation précédente. Les gradients thermiques diminuent au sein du milieu poreux équivalent en raison de l'augmentation de la vitesse d'écoulement et, de ce fait, des transferts par advection qui intensifient les transferts de chaleur en volume. Cela nous renvoie à des notions présentées plus amont dans ce manuscrit. Ce constat apparaît assez analogue à l'intensification des transferts avec l'augmentation des transferts radiatifs. Les profils expérimentaux de températures en fonction de la position axiale (cf. fig. 5.6 e)) sont très proches de ceux obtenus par simulation (cf. fig. 5.5). Nous constatons tout de même, pour $x < 0.3$ m, des gradients plus faibles lors de la simulation que ceux obtenus expérimentalement. Cela peut être causé par la différence d'excitation ou de pertes latérales, mais surtout à la dispersion thermique. Certains auteurs réalisent d'ailleurs une estimation lorsque le stationnaire est atteint [258], ce qui démontre la sensibilité à ces paramètres même au stationnaire.

Dépendance radiale

La fig. 5.7 représente la température en fonction du temps mesurée par les brides. Elle compare la température sur l'axe (en bleu) et celle mesurée par deux thermocouples positionnés sur le même rayon (en rouge). Afin de rendre les figures plus lisibles, nous ne représentons que les valeurs associées aux brides 1 et 4. Les fig. 5.7 a), b) c) correspondent respectivement à des nombres de Reynolds de 71, 193 et 275.

Cette figure met aussi en évidence l'aspect 2D du problème causé par les pertes par convection. Nous observons logiquement que les températures mesurées en dehors de l'axe sont toujours plus faibles que celle sur l'axe. De plus, aux temps courts, les trois températures sont identiques. Cela induit implicitement que la convection n'a pas d'effet sur les premiers instants et que cette dernière

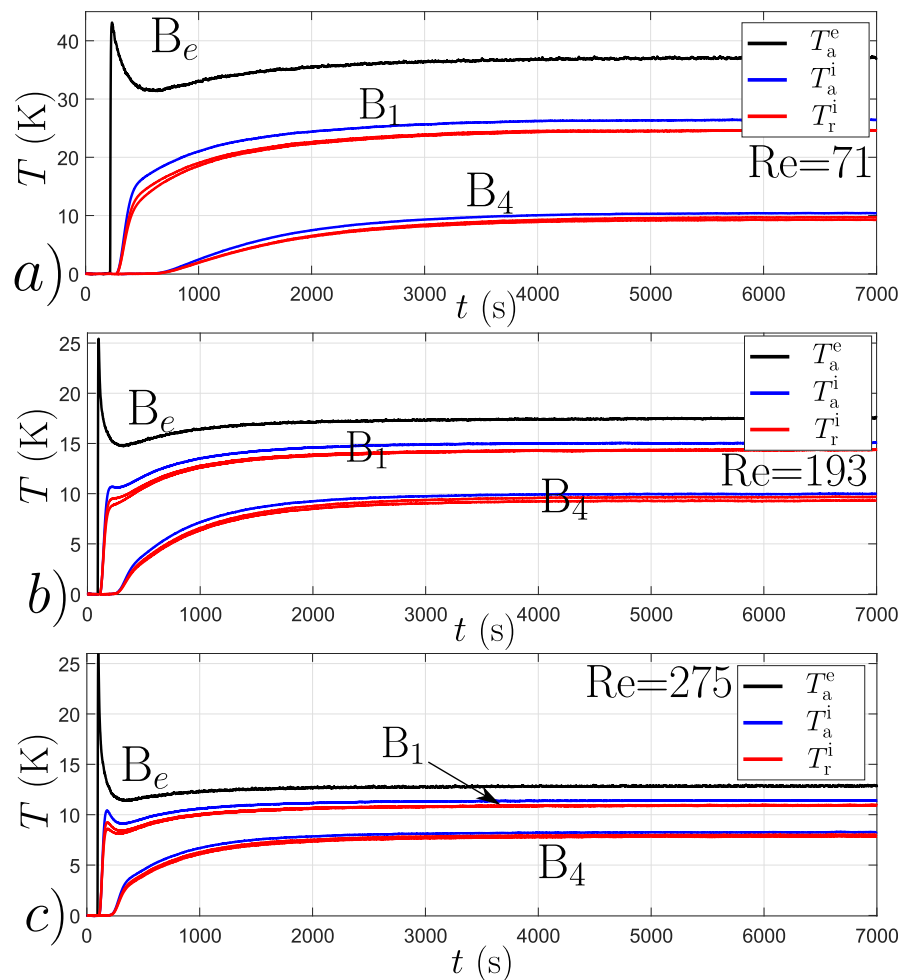


FIGURE 5.7 – Influence de la vitesse du fluide (mesures expérimentales), température fluide axiale et radiale en fonction du temps pour les brides B_1 et B_4 : a) $Re=71$ b) $Re=193$ c) $Re=275$

est bien l'unique génératrice du gradient thermique radiale dans le milieu poreux. Une autre preuve est que l'écart entre la température sur l'axe et hors-axe augmente avec l'augmentation avec l'écart à la température ambiante. Enfin, nous constatons que les deux températures mesurées hors-axe sont quasi-identiques. Ce qui nous conforte sur l'aspect axi-symétrique du problème. Les quelques écarts constatés peuvent être expliqués par des effets locaux induits par une légère différence de la matrice solide à proximité de la mesure.

Température fluide et solide

Ici, il s'agit de vérifier l'hypothèse communément faite de l'équilibre instantané de la température fluide et solide. Nous avons montré qu'un changement de définition de la température permet de s'en affranchir [257]. Cependant, il est intéressant de s'en assurer. Nous représentons, sur la fig. 5.8, l'évolution transitoire de la température mesurée en $r = 0$ m par le thermocouple fluide (sur la bride) et par le thermocouple collé sur le solide. Les fig. 5.8 a) et b) correspondent à deux nombres de Reynolds très différents. Il est intéressant de rappeler qu'un léger intervalle spatial de 8

mm est présent entre deux sections de mousses. La bride étant centrée et la mesure de température solide réalisée à l'entrée de la nouvelle section, les deux mesures ne sont pas réalisées à la même position suivant la coordonnée axiale.

D'après les évolutions présentées sur ces figures, l'hypothèse d'équilibre thermique entre les deux

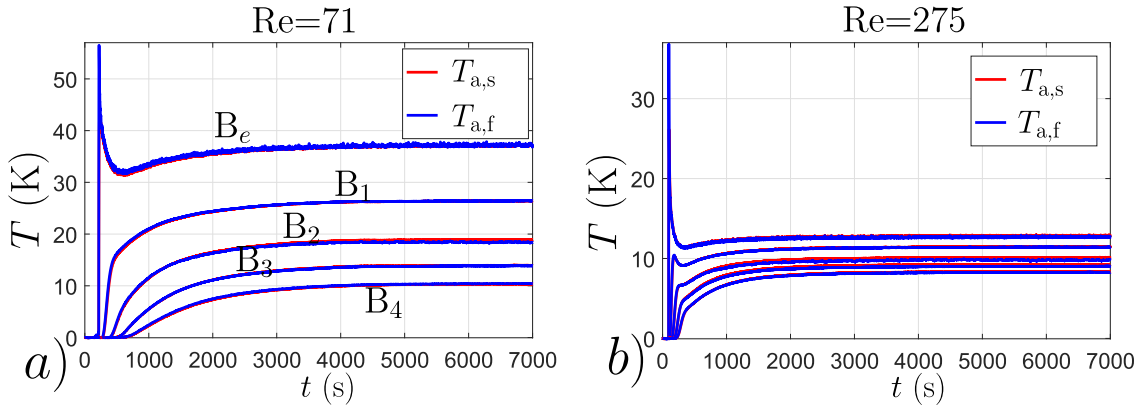


FIGURE 5.8 – Influence de la vitesse du fluide (mesures expérimentales), températures fluide et solide axiales en fonction du temps pour les brides B_e-B₄ : a) Re= 71 b) Re= 275

phases semble correct. Cela se justifie par l'aspect très peu capacitif de l'air devant la capacité thermique du milieu poreux équivalent. De plus, ce résultat montre que la zone "morte" présente entre deux sections est réellement peu influente devant les transferts au sein du milieu. Cela est valable à bas et à haut nombre de Reynolds. Enfin, cette figure met aussi en évidence un biais possible lors d'une mesure de la température du fluide. C'est le cas de celle associée à la bride 2 pour Re= 71 et à la bride 2 et 3 pour Re=275. En effet, aux temps longs, nous observons l'apparition d'un écart solide fluide. La température fluide est légèrement sous-estimée. Ce type de biais est révélateur d'une tension insuffisante lors de l'installation du thermocouple dans la bride. Cela se démontre par l'aspect particulièrement anormalement bruité du signal mesuré par comparaison avec ceux des autres thermocouples. Ce bruit est généré par une légère vibration de l'instrument de mesure causée par l'écoulement et est habituellement constaté uniquement sur la mesure associée à la bride d'entrée, lorsque une première phase de mélange au sein du poreux n'est pas encore réalisée.

5.4.2 Résultats d'inversion

Cette partie présente les résultats après application de l'algorithme d'inversion. Nous décrivons, dans un premier temps, la stratégie d'inversion (thermocouples utilisés et jeu de paramètres libres). Ensuite, nous présentons quelques fits obtenus ainsi que l'analyse des résidus et des corrélations. Finalement, nous proposons une synthèse des résultats et une corrélation coefficient de dispersion/vitesse d'écoulement.

Stratégie d'inversion

Nous disposons au total de 36 thermocouples. Le modèle a simplement besoin d'un thermocouple comme donnée d'entrée pour tenter de simuler la réponse d'un second thermocouple, donnée de sortie. Au vu de l'énorme quantité d'information disponible, il semble très fastidieux de réaliser systématiquement une inversion pour chacun des couples amont/aval. Par exemple, l'information mesurée par un thermocouple positionné sur la bride d'entrée pourrait être utilisée pour décrire la réponse mesurée par les 31 thermocouples plus aval où même, les 4 thermocouples présent dans le même plan. Une étude de sensibilité montre qu'une inversion basée sur un thermocouple hors-axe n'apporte pas un gain notable par rapport aux thermocouples axiaux. Nous avons vu dans la partie associée à la présentation du modèle, que l'excitation est supposée uniforme dans une section (indépendance en r) mais nous considérons un modèle 2D axisymétrique. Cela peut sembler paradoxal et peut être source de biais lors de l'inversion. Cependant, cette étude reste une première étude de faisabilité.

Pour simplifier la démarche, les inversions seront réalisées à partir de deux mesures de températures : une pour alimenter le modèle et une que l'on cherche à approcher. Il est important de garder cela à l'esprit dans la suite. À l'avenir, une amélioration possible serait de considérer un modèle intégrant plusieurs entrées et plusieurs sorties. Cela augmenterait l'information utilisée et, de ce fait, la qualité de l'inversion. Il est aussi possible d'imaginer travailler sur une température moyenne de la bride en intégrant l'information contenue par les 5 thermocouples placés dans cette dernière.

Nous avons aussi vu que certains thermocouples placés dans le fluide pouvait être perturbés par ce dernier et que la température du solide est approximativement égale à la température fluide. Ainsi, pour le reste de cette étude, nous conservons l'information contenue par les thermocouples collés sur le solide soit 6 thermocouples axiaux espacés de 20 cm de milieu poreux. En croisant toutes les possibilités de convolution entre amont et aval, nous nous limitons à 15 inversions par expérience (pour une vitesse donnée) : 5 pour chaque tronçon de 20 cm, 4 pour des doubles tronçons (milieu homogène de 40 cm), 3 en intégrant trois tronçons et ainsi de suite. Dans la suite, nous utiliserons par exemple la notation [1; 2] pour reconnaître le résultat d'inversion en utilisant comme donnée d'entrée le thermocouple de la bride 1 pour inverser la température mesurée par la bride 2.

Nous ne détaillons pas le principe d'inversion. Cela a été réalisé plus en amont dans ce manuscrit. L'algorithme utilisé est celui de Levenberg-Marquardt qui convient parfaitement pour inverser ce type de problème thermique qui est non-linéaire au sens des paramètres. Ce dernier cherchera le meilleur jeu de paramètres libres, présents dans la fonction de transfert pour approcher la courbe expérimentale correspondante. Parmi les nombreux paramètres du problème, la plupart sont parfaitement connus. Les dimensions sont mesurées précisément, les propriétés thermiques du plexiglas sont tirées de la littérature et la capacité thermique équivalente du milieu poreux a été estimée dans

le chapitre précédent. Les paramètres restants sont donc le coefficient de convection externe, la résistance de contact interne, la vitesse du fluide et les deux coefficients de dispersion (axial/radial). Concernant le premier paramètre, il est communément reconnu que sa valeur, pour le cas d'un mur vertical à température ambiante, est approximativement de 10 W/(mK). Cependant, le coefficient de convection n'est en théorie pas homogène le long de la paroi et peut légèrement fluctuer à cause des conditions thermiques ambiantes. Nous préférons donc, comme dans l'expérience flash, conserver ce coefficient. Par la suite, nous ne présentons pas la valeur estimée par la suite, mais cette dernière est toujours incluse entre 10 W/(m² K) et 12 W/(m² K), ce qui est cohérent. Concernant la résistance de contact à l'interface, une étude de sensibilité révèle que ce paramètre est très fortement corrélé avec le coefficient de dispersion radial. Cela est complètement analogue avec la résistance de contact et la diffusivité dans le cas de l'expérience flash. Nous préférons donc nous en affranchir en fixant sa valeur à zéro. Cela revient à prendre en compte son influence au travers de la valeur estimée du coefficient radial. La vitesse du fluide est une donnée mesurable grâce au débitmètre. Afin de vérifier la pertinence de cette mesure et de l'estimation, nous avons comparé les valeurs de vitesse d'écoulement estimées pendant l'inversion et mesurées par le débitmètre. Cette grandeur est très sensible et parfaitement décorrélée des autres paramètres. De plus, au vu de la cohérence entre la mesure et l'estimation, nous pouvons fixer ce paramètre. Finalement, nous pouvons réduire le nombre de paramètres libres pour l'inversion à seulement trois paramètres tel que :

$$\alpha = [A_x \quad A_r \quad h_e] \quad (5.60)$$

Tous les résultats d'inversions présentés dans la suite se basent sur cet unique jeu de paramètres.

Analyse de l'inversion

Par souci de brièveté et de clarté, nous ne présenterons pas systématiquement tous les résultats obtenus pour toutes les vitesses d'écoulement. Nous nous concentrerons sur deux cas : bas Reynolds / haut Reynolds. Nous avons noté que pour $Re < 130$ (cas laminaire) nous retrouvons le même type de résultat du point de vue de la qualité d'inversion et des sensibilités. Cela est vrai aussi pour les résultats correspondant à un nombre de Reynolds supérieur à 130. La fig. 5.9 présente les résultats pour $Re = 71$ tandis que la fig. 5.10 présente les résultats pour $Re = 323$. Sur chacune, la fig. a) montre le meilleur fit obtenu après inversion pour les 5 tronçons de 20 cm tandis que la fig. b) représente ce résultat pour deux doubles tronçons (40 cm [1; 3] et [2; 4]) et pour l'ensemble du système (1 m [e; s]). Les résidus (en noir) sont décalés par rapport à l'axe $T = 0$ K pour faciliter la lecture. Le résidus associés à l'inversion de la température mesurée en sortie est celui le plus fortement décalé. Les figs. c) et d) représentent la sensibilité aux trois paramètres après convergence de l'algorithme d'inversion pour, respectivement, le tronçon [1; 2] et [e; s].

Pour un faible nombre de Reynolds (cf. fig. 5.9), nous observons un plutôt bon accord global entre

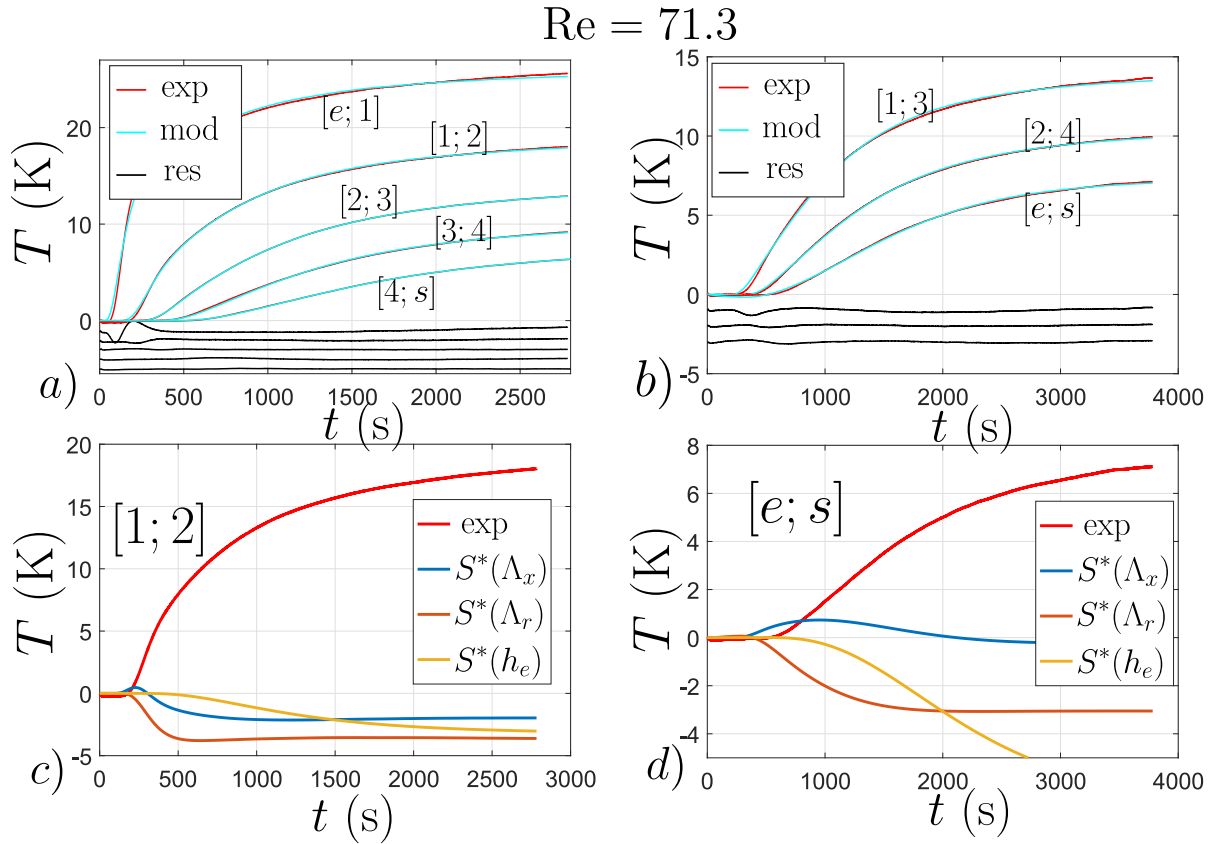


FIGURE 5.9 – Comparaison des courbes expérimentales et des meilleurs fits obtenus grâce au procédé d’inversion pour $Re=71.3$ a) Par convolution entre les températures de part et d’autre d’une unique section ($L=0.2$ m), courbes pour les 5 sections, les résidus sont décalés de $-i$ avec i le numéro de section pour faciliter la lecture b) Par convolution entre les températures de part et d’autre de plusieurs sections c) Sensibilités réduites associées aux trois paramètres utilisés pour l’inversion, étude associée à l’estimation de la seconde bride avec connaissance de la température de la bride 1 d) Sensibilités réduites associées aux trois paramètres utilisés pour l’inversion, étude associée à l’estimation de la bride de sortie connaissant la température de la bride d’entrée

l’expérience et le modèle après inversion dans le cas des tronçons unitaires. Cependant au regard des résidus, nous pouvons noter une forte signature des résidus associés à l’inversion du premier tronçon et une signature plus faible pour le second tronçon. Ce désaccord modèle/expérience peut venir d’un écoulement qui n’est pas parfaitement établi en entrée. Après son passage dans le premier tronçon, l’écoulement semble être assimilable à un écoulement uniforme (advection). C’est, d’après ces résultats, encore plus le cas après le second tronçon. Pour les 3 derniers tronçons, nous obtenons des résidus plats indiquant une inversion de bonne qualité. L’étude des sensibilités (cf. fig. 5.9 c)) nous apporte un certain nombre d’informations intéressantes. Tout d’abord, au vu de l’amplitude de la température expérimentale, la sensibilité de chacun paramètre est plutôt moyenne. Comme vu précédemment, la convection extérieure est peu influente aux temps courts pour augmenter à l’approche du régime stationnaire. La sensibilité à la dispersion radiale est plus élevée que la sensibilité à la dispersion axiale. De plus, nous pouvons observer graphiquement une évolution très

semblable des sensibilités. Cela indique une forte corrélation qui est confirmée par les outils d'analyse de l'inversion (coefficient de corrélation de 0.994). Ce constat est valable pour toute inversion réalisée sur les tronçons de 20 cm. Ainsi, lors d'une estimation simultanée des deux paramètres, la précision relative à chacun est perturbée par la corrélation. Cependant, ces paramètres étant tout deux influents et impossible à estimer par une mesure extérieure à cette expérience, nous ne pouvons que constater la corrélation et prendre en compte l'imprécision associée.

D'après la fig. 5.9 b), nous retrouvons une qualité de fit similaire en inversant sur plusieurs tronçons que pour des tronçons uniques. Nous distinguons, ici aussi, qu'une inversion réalisée à partir de température mesurée "loin" de l'entrée est de meilleure qualité. Cela s'explique par le mélange et l'uniformisation de l'écoulement. L'analyse des sensibilités nous apporte une information importante. Il n'y a plus corrélation entre les coefficients de dispersion radiale et axiale dans ce cas précis. Nous retrouvons ce résultat dès qu'une inversion est réalisée sur au moins deux tronçons. Nous pouvons voir que les sensibilités associées à la convection et à la dispersion radiale suivent une évolution similaire à l'exemple précédent (inversion 1 tronçon). Cependant, la sensibilité à la dispersion axiale est très différente. Aux temps courts, elle est positive pour ensuite s'annuler peu à peu à l'approche du régime stationnaire. Nous constatons un comportement bien différent du coefficient de dispersion radial. Le coefficient de corrélation est ici de 0.932. Une estimation simultanée et plus précise serait donc possible en considérant plusieurs sections de mousses. Il est à noter que nous ne nous concentrons que sur l'analyse de l'inversion et non des valeurs estimées. Ces dernières sont présentées par la suite.

La fig. 5.10 présente les mêmes résultats que précédemment pour un nombre de Reynolds plus élevé. Nous retrouvons ici beaucoup de similarités quant à l'analyse de l'inversion. Tout d'abord, les résidus associés à une inversion appliquée à un unique tronçon sont plus plats pour les tronçons les plus proches de la sortie. Nous pouvons visualiser l'atténuation du désaccord modèle/expérience avec l'augmentation du tronçon considéré. De plus, sur la fig. 5.10 b), nous pouvons voir l'apparition d'une signature des résidus lorsque l'inversion est appliquée entre des températures séparées par plusieurs tronçons. Il est à noter que pour un tel nombre de Reynolds (dit "particulaire") l'écoulement est turbulent. Cela peut expliquer un premier désaccord avec la modélisation qui intègre un terme purement advectif et l'expérience. De plus, il est fortement possible que le léger espace présent entre deux sections commence à perturber la mesure. Les lignes de courant, dans cette zone, ne sont certainement plus parallèles et une recirculation du fluide est à envisager. Du point de vue des sensibilités, nous retrouvons pour la fig. 5.10 c) et d), la même évolution des sensibilités des différents paramètres. Sur une section unitaire, il y a toujours corrélation entre les dispersions axiale et radiale et décorrélation lorsque l'on considère plusieurs sections. Cependant, la sensibilité de tous les paramètres est plus faible dans ce cas présent que dans un cas à bas nombre de Reynolds. Cela

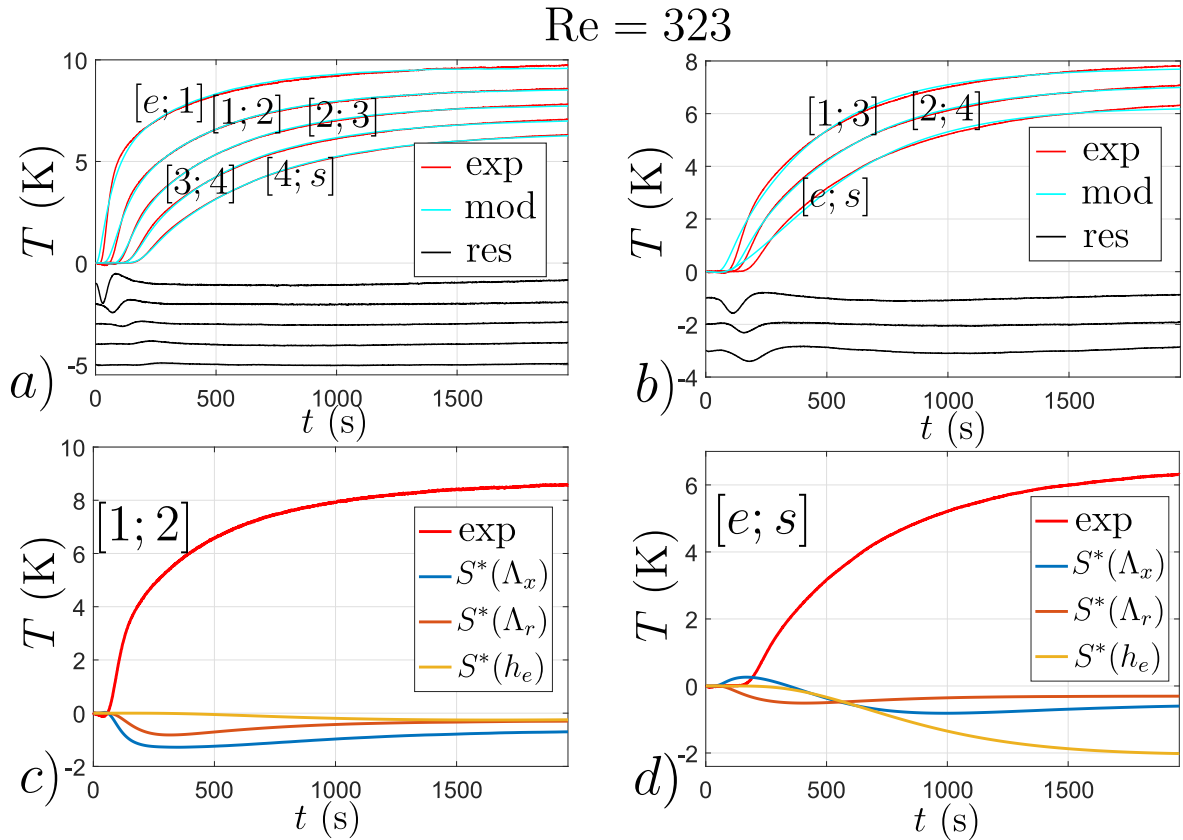


FIGURE 5.10 – Comparaison courbe expérimentale et meilleur fit obtenu grâce au procédé d'inversion pour $Re=323$ a) Par convolution entre les températures de part et d'autre d'une unique section ($L = 0.2$ m), courbes pour les 5 sections, les résidus sont décalés de $-i$ avec i le numéro de section pour faciliter la lisibilité b) Par convolution entre les températures de part et d'autre de plusieurs sections c) Sensibilités réduites associées aux trois paramètres utilisés pour l'inversion, étude associée à l'estimation de la seconde bride avec connaissance de la température de la bride 1 d) Sensibilités réduites associées aux trois paramètres utilisés pour l'inversion, étude associée à l'estimation de la bride de sortie connaissant la température de la bride d'entrée

s'explique par l'augmentation de la vitesse qui induit, d'une part, une augmentation des transferts thermiques par advection et qui, d'autre part, diminue les gradients thermiques au sein du milieu poreux. La précision de l'estimation des différents paramètres diminue avec l'augmentation de la vitesse d'écoulement.

Caractérisation des coefficients de dispersion

Dans cette partie, nous présentons les résultats d'estimation des coefficients de dispersion axiale et radiale pour un faible et un fort nombre de Reynolds. Les fig. 5.11 a) et b) correspondent à un cas faible Reynolds et représentent respectivement le coefficient axial et radial. De même, les fig. 5.11 c) et d) représentent les mêmes résultats pour le cas Reynolds fort. Pour chacun nous représentons les valeurs estimées en considérant les différentes sections.

Pour le cas Reynolds laminaire, le coefficient de dispersion axial estimé est globalement constant en fonction de la longueur de section considéré et en fonction des différentes combinaisons $[i; j]$

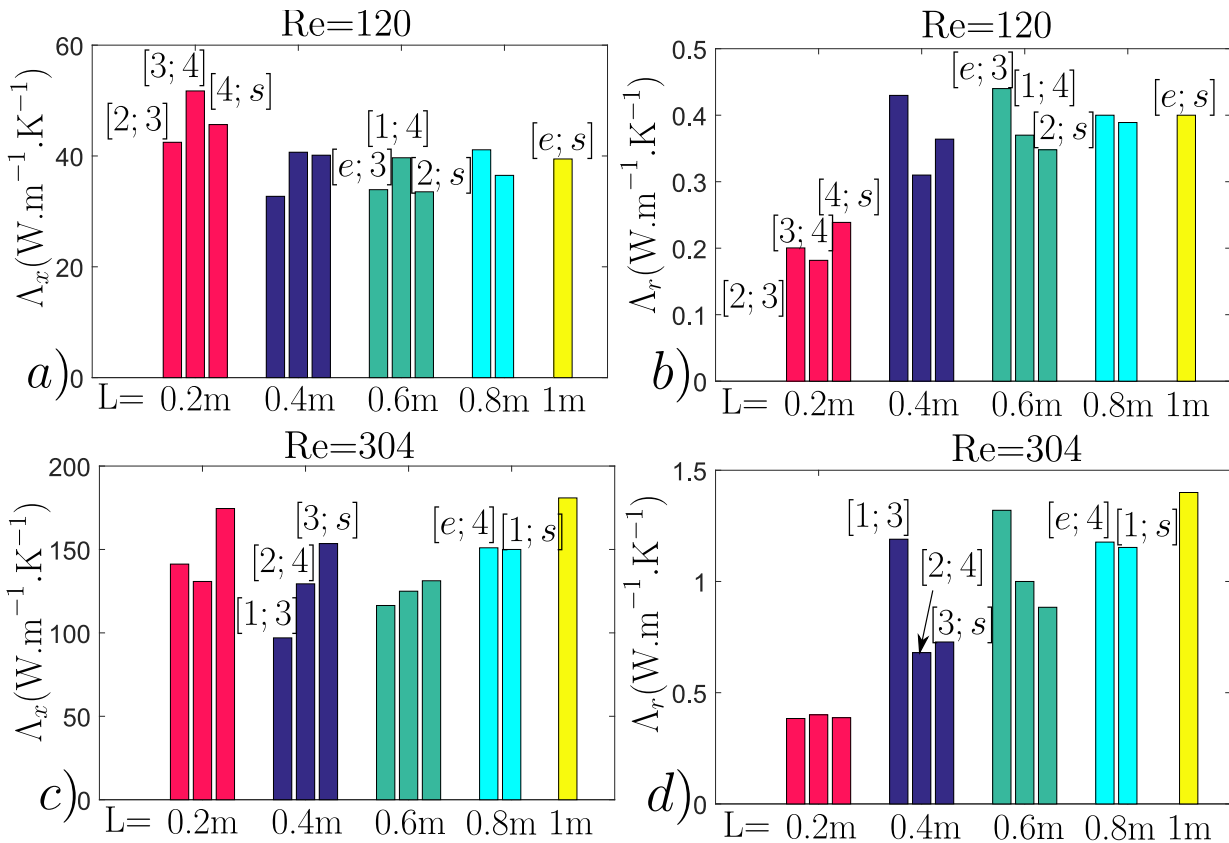


FIGURE 5.11 – Propriétés estimées lors de l'inversion sur les différentes sections en fonction de la longueur considérée pour le milieu homogène équivalent a) $Pe=85$ coefficient de dispersion axial b) $Re=120$ coefficient de dispersion radial c) $Re=304$ coefficient de dispersion axial d) $Re=304$ coefficient de dispersion radial

réalisées. Nous pouvons noter une légère sur-estimation lorsque l'inversion est appliquée sur une unique section. Cela peut provenir de la corrélation constatée mais aussi d'un problème de représentativité à ce paramètre. À partir de deux sections considérées, nous constatons un bon accord par comparaison avec les autres estimations réalisées. Concernant l'estimation de la dispersion radiale, nous constatons le même résultat. Tout d'abord, le coefficient estimé pour une unique section est globalement plus faible que lorsque plusieurs sont considérées. De plus, nous notons que le paramètre estimé grâce à une double section est légèrement plus faible que celui estimé grâce à un nombre plus conséquent de sections. À partir de trois sections, le paramètre semble être invariant. Ce constat peut s'expliquer pour les mêmes raisons énoncées précédemment : corrélation et représentativité.

Pour le cas Reynolds turbulent, les valeurs estimées pour un nombre de sections constant sont plus dispersées en raison de la diminution de la sensibilité. Nous observons directement la perte de précision à l'estimation. Concernant le coefficient de dispersion axial (cf. fig. 5.11 c)), nous observons une certaine constance moyenne entre les différentes longueurs de sections considérées. À l'inverse, pour la dispersion radiale, nous observons une augmentation progressive de la valeur estimée en fonction de la longueur de section.

Il est courant, dans ce type d'étude, de proposer une loi de type $\Lambda/\lambda_f = f(\text{Pe})$ afin de comparer les

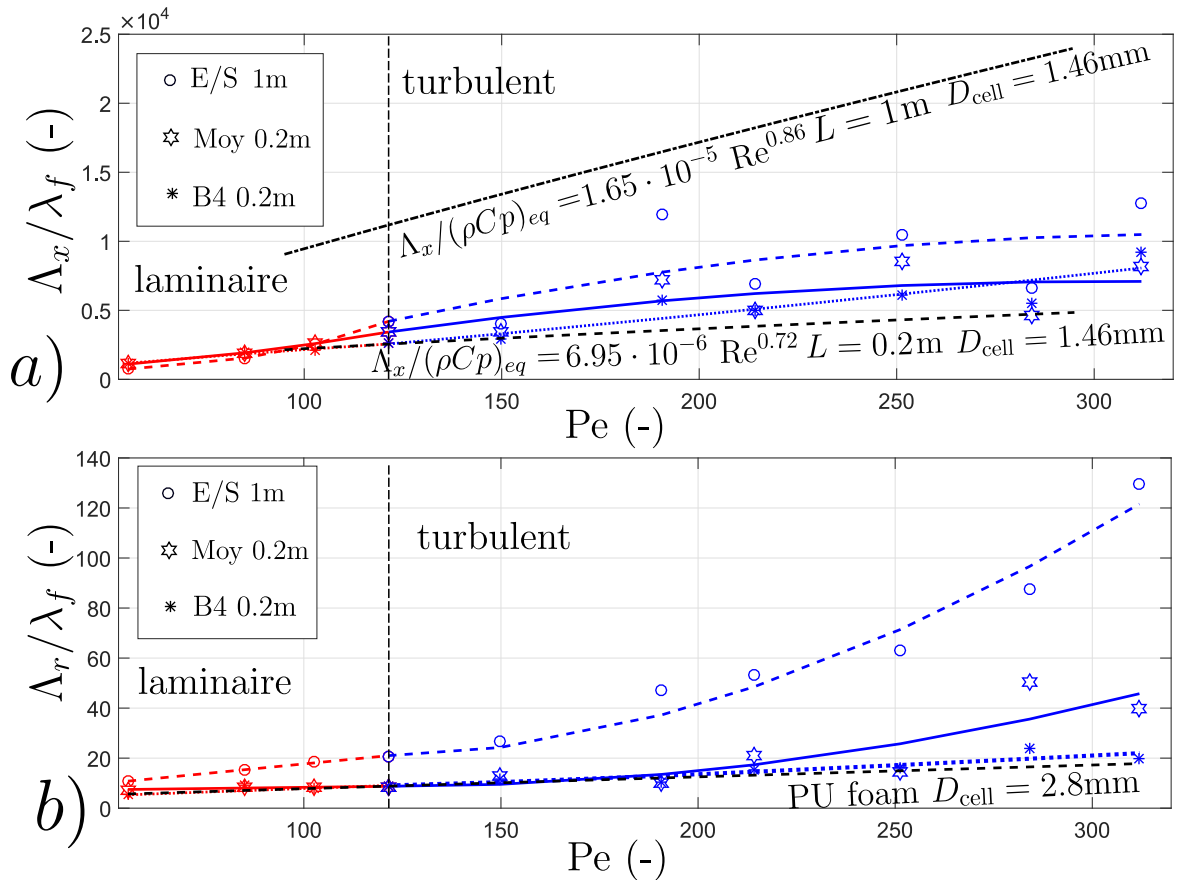


FIGURE 5.12 – Propriétés estimées lors de l'inversion sur les différentes sections en fonction de la longueur considérée pour le milieu homogène équivalent (1 m [e;s], moyenne des sections 0.2 m et bride 4) : a) ratio Λ_x/λ_f en fonction du nombre de Peclet. Comparaison avec les deux lois proposées par C. Hutter et al. [247] b) ratio Λ_r/λ_f en fonction du nombre de Peclet. Comparaison avec la loi proposée par D. Edouard et al. [8]

résultats obtenus pour différents milieux ou différents fluides [246] mais aussi d'intégrer le comportement conducto-advectif du milieu pour une modélisation directe. Généralement, la loi utilisée prédit une évolution soit affine soit en puissance [244]. Nous proposons, ici, celles associées au milieu poreux étudié. Nous représentons sur la fig. 5.12 a) le ratio Λ_x/λ_f (avec $\lambda_f = 0.0262\text{W}/(\text{mK})$ la conductivité de l'air) en fonction du nombre de Peclet pour trois configurations utilisées pour l'inversion. Tout d'abord, celle qui homogénéise l'ensemble des sections en un unique milieu de 1 m. Nous l'appelons E/S dû à la convolution réalisée entre la bride d'entrée et de sortie. Ensuite, nous considérons la moyenne du coefficient estimé sur les 5 sections de 0.2 m et enfin, nous représentons le résultat obtenu uniquement sur le 4^{ème} tronçon. La fig. 5.12 b) correspond à la même représentation pour l'estimation du coefficient radial. Sur chacune, nous ajoutons des lois extraites de la littératures. Pour le coefficient de dispersion axial, deux lois sont proposées par C. Hutter et al. [247]. Elles sont déterminées sur deux mousses métalliques de diamètres de pores $D_{\text{cell}} = 1.49\text{ mm}$, une porosité de 0.83 et pour une longueur différente respectivement de 0.2 m et 1 m. Il est à noter que la longueur de l'échantillon considéré a bien une influence sur la valeur de ce paramètre selon

ces auteurs. Pour le coefficient de dispersion radial, D. Edouard et al. [8] proposent une estimation de ce paramètre sur une mousse en polyuréthane (PU) avec $D_{\text{cell}} = 2.8 \text{ mm}$ et $\varepsilon = 0.93$. Il est à noter que ce type de mousse est utilisé comme structure lors du procédé de fabrication des mousses SiC.

D'une part, il est à noter que les ordres de grandeurs semblent cohérents pour les deux paramètres par comparaison avec les valeurs estimées lors de cette étude et celles issues de la littérature. D'autre part, comme indiqué dans le Tableau 4.1 (uniquement pour $Pe < 130$), l'évolution des paramètres en fonction de la vitesse d'écoulement peut être très variable selon le nombre de sections utilisées pour la caractérisation. Dans le cas laminaire ($Pe < 130$), le coefficient de dispersion axial (cf. fig. 5.12 a)) est sensiblement identique pour les différentes configurations présentées ici. Une différence plus notable apparaît à l'approche de la transition laminaire/turbulent. La corrélation entre les deux coefficients de dispersion semble donc avoir une faible influence puisque nous trouvons un résultat très proche pour une unique section ou pour l'ensemble du système. Pour $Pe > 130$, cela n'est plus le cas. De façon générale, nous observons une augmentation de la dispersion des valeurs en raison de l'augmentation des perturbations associées à la turbulence. Les évolutions des valeurs obtenues soit avec l'ensemble des sections (E/S 1m) soit avec la moyenne des différentes sections (Moy 0.2m) semblent peu cohérentes. Ces dernières prédisent une augmentation faible de la dispersion axiale jusqu'à atteindre une certaine constance pour un fort nombre de Peclet. Ce comportement est assez différent de ce qui a été observé par des études antérieures [247, 259] où la dispersion axiale augmente de façon monotone avec la vitesse d'écoulement. Ces estimations sont biaisées par les effets de turbulence perturbant les mesures de températures en entrée et en sortie et l'uniformisation de l'écoulement fluide tel que prévu par le modèle. De plus, les interstices entre deux sections provoquent sans doute une perturbation de la mesure. Il y a alors un réel intérêt à se concentrer sur une estimation d'une unique section loin de l'entrée d'air comme c'est le cas de la section 4 (B4). Le fit obtenu est de bonne qualité grâce à l'uniformisation réalisée par les trois dernières sections et aucun des deux thermocouples utilisés n'est situé sur la sortie. Ainsi, l'estimation semble être de meilleure qualité. Tout d'abord, les valeurs sont moins dispersées que sur les deux cas précédents. Ensuite, l'évolution du coefficient axial estimé de cette façon est bien purement croissant, est quasi-linéaire et est assez proche de celui constaté par C. Hutter et al. [247]. Ces auteurs ont appliqué leur étude à la caractérisation des mousses métalliques de porosité proche de la mousse céramique étudiée dans ce manuscrit mais pour des tailles de cellules plus faible. La différence constatée est donc bien logique au vu de la différence de taille de cellules. Des cellules de plus grandes tailles favorisent inévitablement le transport par advection et, de ce fait, correspond à un coefficient de dispersion du milieu équivalent logiquement plus élevé.

Pour ce qui concerne le coefficient de dispersion radial (cf. fig. 5.12 b)), les résultats peuvent être ex-

TABLEAU 5.1 – Corrélation dispersion=f(Pecllet)

Cas	Pe < 130
E/S 1 m λ_x	$523 + 1.11 \cdot 10^{-4} \text{Pe}^{3.6}$
Moy 0.2 m λ_x	$511 + 0.17 \text{Pe}^2$
B4 0.2 m λ_x	$22.72 + 21.1 \text{Pe}$
E/S 1 m λ_r	$6.41 + 0.019 \text{Pe}$
Moy 0.2 m λ_r	$2.25 + 0.15 \text{Pe}$
B4 0.2 m λ_r	$2.17 + 0.06 \text{Pe}$

pliqués avec des arguments similaires à ceux énoncés pour le coefficient de dispersion axial. Pour le cas laminaire ($Pe < 130$), le coefficient estimé est approximativement identique dans les différentes sections. Nous trouvons donc une valeur moyenne proche de la valeur identifiée uniquement dans la quatrième section. Cela reste valable jusqu'à $Pe < 200$. Pour des valeurs plus élevées de nombre de Pecllet, nous observons l'apparition d'une différence entre ces dernières. Cela s'explique, ici aussi, par les phénomènes perturbateurs liés à la turbulence qui induisent un biais entre l'expérience et le modèle. L'évolution du coefficient radial augmente alors rapidement avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement suivant une loi non plus affine mais en puissance. Nous observons ce comportement avec une estimation réalisée par la moyenne des sections uniques (Moy 0.2m) et avec l'ensemble des sections (E/S 1m). Ce biais est récurrent lorsqu'un thermocouple situé sur une bride "trop proche" de l'entrée est utilisé. Pour le cas particulier d'une estimation réalisée sur la quatrième section, nous observons une évolution du paramètre estimé plus en accord avec l'évolution constatée par D. Edouard et al. [8] sur une mousse polyuréthane.

Ces derniers auteurs ont, par ailleurs, constaté un résultat très intéressant. Le coefficient de dispersion radial d'une mousse polyuréthane et d'une mousse en SiC construite à partir de cette dernière suit une évolution affine de pente identique avec la vitesse d'écoulement. La différence caractéristique entre les deux milieux poreux est la valeur à l'origine ($Re = 0$) qui correspond en théorie à la conductivité équivalente phonique. Ils obtiennent une valeur de $0.08 \text{ W}/(\text{m K})$ pour la mousse PU et de $0.27 \text{ W}/(\text{m K})$ pour la mousse en SiC. Étant donné qu'il est impossible de garantir que la mousse qui a été utilisée est identique du point de vue structural aux mousses céramiques étudiés ici, il est difficile de comparer les valeurs de conductivités équivalentes. Cependant, d'après les estimations que nous avons réalisés sur nos échantillons et présentés plus amont dans ce manuscrit, nous pouvons affirmer que la conductivité phonique équivalente est plutôt proche de l'unité et que le transfert conductif équivalent est isotrope. Cependant, nous obtenons une valeur de $0.06 \text{ W}/(\text{m K})$ qui semble bien faible par rapport à ce qui peut être attendu.

Ce constat peut être expliqué par deux facteurs. Tout d'abord, le banc de mesure n'est absolument pas prévu pour réaliser une mesure de conductivité équivalente purement phonique. En effet, sans écoulement fluide, l'excitation ne peut atteindre l'échantillon testé. La valeur à l'origine provient

d'une extrapolation. De ce fait, le comportement pour de très faibles nombres de Peclet est inconnu. Une autre explication de la sous-estimation générale du coefficient de dispersion radial est la méconnaissance de la zone d'interface entre le poreux gainé et le plexiglas qui peut contenir une fine épaisseur d'air. Ainsi, une résistance thermique d'interface est obligatoirement présente. Elle est impossible à estimer car elle est corrélée à la dispersion radiale. En fixant sa valeur à $0 \text{ W}/(\text{mK})$ et en laissant libre le coefficient de dispersion radial, cela revient à estimer ce dernier en intégrant le transfert radial et la résistance d'interface. Le coefficient radial "total" prenant en compte les deux effets est nécessairement plus grand que le coefficient purement dispersif. Cela pose un problème si l'objectif consiste en l'étude "fondamentale" de la dispersion du milieu poreux. Cependant, cette étude s'inscrivant dans une démarche plutôt "empirique", un coefficient radial équivalent mousse + interface est satisfaisant pour une modélisation directe future, la présence d'un support matériel étant nécessaire. De plus l'effet thermique induit par la gaine est inconnu.

Toute cette étude étant préliminaire et correspondant à un premier essai de caractérisation simultanée des coefficients de dispersion thermique, de nombreuses améliorations sont envisageables. Nous pouvons imaginer isoler le système afin de s'affranchir de l'estimation du paramètre convectif, ne conserver simplement que les thermocouples fixés au solide afin de réduire l'interstice séparant deux sections voire, travailler directement sur un unique bloc de poreux de 1m. Il est difficile d'imaginer de réelles améliorations au modèle actuel qui est réellement bien adapté à ce type d'étude. Il serait tout de même intéressant de pouvoir considérer les phénomènes thermiques qui ne sont pas associés à de la simple advection, lorsque l'écoulement n'est pas suffisamment uniformisé. Une amélioration possible de la configuration expérimentale a été étudiée et consiste à appliquer l'excitation non plus de façon axiale (sens parallèle à l'écoulement) mais de façon radiale. Une étude de sensibilité a montré que ce type de sollicitation thermique améliore fortement la sensibilité à la dispersion radiale et réduit tout aussi fortement la sensibilité au coefficient axial lorsque nous considérons une section proche de l'excitation. Cela permettrait ainsi, d'isoler le transfert dispersif radial et de s'affranchir de la prise en compte du transfert axial, ce qui est impossible à présent. Lorsque la section est loin de l'excitation, nous nous retrouvons dans la même configuration que celle présentée dans ce chapitre. Expérimentalement, l'idée est de retirer le support plexiglas actuel et de le remplacer par de l'aluminium. Une résistance chauffante est fixée sur ce dernier et un isolant est installé afin que la grande majorité du flux exciteur (connu) ne soit pas perdu. Des essais futurs sont prévus et pourront confirmer ou non les résultats actuels.

De plus, disposant d'assez peu de recul sur les valeurs estimées, sur les erreurs possibles ou sur les phénomènes aperçus, l'utilisation d'une autre méthode de caractérisation qu'elle soit numérique, expérimentale ou théorique serait intéressante afin d'apporter des informations complémentaires à cette présente étude. Numériquement, il est par exemple envisageable d'inclure les phénomènes

d'advection dans le code Monte Carlo (milieu hétérogène) présenté au chapitre précédent et tenter d'estimer la dispersion thermique représentative du milieu homogène. Expérimentalement, il serait aussi pertinent, de disposer d'au moins un autre jeu de 5 sections d'une mousse céramique présentant des propriétés structurales différentes afin de réaliser une comparaison.

5.5 Conclusion

L'étude de la conduction et du transport par convection forcée peut être complexe en raison des couplages des modes de transfert de chaleur. Les principales difficultés reposent sur la mise en place d'une métrologie thermique précise ainsi que le développement d'un modèle intégrant pertinemment les deux modes de transferts et la configuration expérimentale utilisée (dimension du problème, excitation ...). Ce chapitre a présenté l'ensemble de la procédure développée. Nous tenons à préciser qu'il s'agissait d'une étude préliminaire qui visait uniquement à démontrer la faisabilité de la caractérisation et à identifier les différentes difficultés en vue d'améliorations futures. Cette étude, en raison du faible recul sur les estimations réalisées, le faible nombre d'échantillons traités et son aspect plutôt "nouveau" pour les milieux poreux n'a pas la prétention, en l'état actuel, de servir de cas référence. L'ensemble des outils et savoir-faires ont été présentés tout au long de ce chapitre. Un banc expérimental a été conçu et permet simultanément la réalisation d'une excitation thermique sous la forme d'air chauffé en amont et la mesure de la température en différentes positions dans le fluide et le solide. En parallèle, un modèle a été développé en vue de prendre en compte les différents éléments expérimentaux. Ce dernier repose sur un modèle à une température et considère les phénomènes de transport au travers de coefficients de dispersion respectivement axial et radial et d'un terme d'advection. L'utilisation du formalisme quadripolaire permet la résolution rapide et précise de l'évolution transitoire de la température en différentes positions. De plus, il prend en compte un transfert 2D, multicouches et, par l'utilisation de la convolution, s'affranchit de la dépendance temporelle de l'excitation.

Nous avons montré, dans un premier temps, la pertinence de la démarche et du modèle choisi pour décrire l'expérience. Dans un second temps, nous avons défini une stratégie d'inversion concernant le choix des mesures à utiliser et des paramètres à identifier. Enfin, nous présentons les résultats d'inversions sur les mesures expérimentales. Le modèle permet une prédiction précise du comportement expérimental pour de faibles vitesses d'écoulement. Un biais est observé pour des vitesses plus élevées. Cela peut être expliqué par l'apparition de perturbations causées à la turbulence. Il est alors nécessaire de réaliser l'estimation sur une section de poreux éloignée de l'entrée d'air, les premières sections de poreux permettant d'uniformiser l'écoulement. De plus, nous avons montré qu'une inversion appliquée sur un unique tronçon pouvait être perturbée par la corrélation des deux

coefficients de dispersions. Pour un nombre de sections plus conséquents, la corrélation n'existe plus et l'estimation simultanée des deux paramètres est plus précise. Enfin, en comparant les valeurs estimés par les différentes configurations "entrée/sortie" utilisé pour l'inversion, nous montrons une certaine cohérence dans les résultats. Pour un nombre de sections donné, nous identifions des valeurs proches, que ce soit axialement ou radialement, entre les différentes sections. Cependant, nous observons une diminution de la précision des coefficients estimés avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement. Finalement, cette étude a aussi permis de mettre en évidence l'influence de la longueur de poreux considérée sur les paramètres dispersifs équivalents.

La comparaison des valeurs obtenues avec des données extraites de la littérature sur des milieux poreux céramiques ou métalliques nous conforte dans la qualité de cette démarche. Dans le cas d'un écoulement laminaire, le modèle décrit précisément l'expérience, les valeurs estimées semblent cohérentes et peu sensibles à la longueur du poreux considéré. Dans le cas turbulent, cela devient plus compliqué. Les résultats obtenus uniquement à partir de la quatrième section permettent l'observation d'un comportement proche de celui prédit par la littérature. Cela s'explique par la position avantageuse de cette dernière qui permet un bon accord modèle/expérience grâce à l'uniformisation de l'écoulement permise par les sections précédentes. De plus, la mesure n'est pas située sur la sortie, lieu où l'écoulement est débouchant.

De nombreuses améliorations comme l'isolation extérieure de l'expérience ou encore la prise en compte d'un écoulement plus complexe qu'au travers un simple terme d'advection sont possibles. La comparaison avec d'autres mousses ainsi que d'autres méthodes sont envisagées à l'avenir. De plus, une nouvelle configuration expérimentale permettant l'application excitation radiale localisée sur une unique section semble indiquer de meilleures performances que la configuration actuelle d'après une étude de sensibilité. Son installation et sa mise en œuvre sont prévues très prochainement.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse et présentés au sein de ce manuscrit ont porté sur la caractérisation des propriétés thermiques équivalentes de mousses céramiques solides dans le cadre de transferts couplés. L'idée principale est de fournir et de développer des outils de modélisations pertinents qui décrivent, sous l'hypothèse du milieu homogène, les différents mécanismes de transfert de chaleur habituellement observés au sein de ces milieux à géométrie complexe. Au travers d'une méthode transitoire de type flash, nous nous sommes particulièrement concentrés sur le couplage des transferts par conduction et par rayonnement à haute température et, par le développement d'un banc expérimental comprenant un écoulement d'air chaud, nous avons proposé une première étude appliquée à la description des transferts de chaleur par conduction et par advection à température ambiante. Le présent manuscrit est organisé selon 5 chapitres qui traitent des différents points essentiels de notre étude. Nous réalisons dans cette partie un récapitulatif des travaux réalisés.

- Le premier chapitre propose une mise en contexte et est dédié à la description des différents éléments motivant notre étude. Ainsi, nous avons montré que le contexte énergétique mondial actuel justifie le développement de nouvelles solutions qui visent à optimiser les systèmes actuels, à la production d'énergies renouvelables ou à la récupération des chaleurs perdues lors de procédés à haute température (chaleurs fatales). Le LEMTA est particulièrement intéressé par cette dernière solution et ce travail de thèse correspond à une première contribution au développement d'outils et de savoirs-faire autour de cette thématique. Nous avons donc mis en évidence l'intérêt suscité par les mousses céramiques et métalliques dans ce contexte énergétique et qui est justifié par d'avantageuses propriétés thermiques, mécaniques, optiques ou encore chimique. Ces dernières sont illustrées au travers de différentes applications où elles sont actuellement utilisées ou à travers le domaine du solaire où elles font l'objet d'un intérêt grandissant et d'un développement important. Une des conclusions importantes des études menées est que l'optimisation des systèmes actuels passe nécessairement par l'optimisation des propriétés structurales des milieux poreux et des propriétés du solide constituant la ma-

trice solide. La résolution du problème multiphysique prenant en compte la géométrie réelle étant complexe à mettre en place (obtention de la géométrie, résolution 3D et temps de calcul), le lien entre les propriétés structurales/thermiques du milieu et les transferts thermiques globaux observés est généralement réalisé sous l'hypothèse du milieu homogène. L'idée est de s'affranchir de la complexité géométrique par la résolution du problème en considérant un milieu simplifié qui est caractérisé par des propriétés thermiques équivalentes propre à chaque mode de transfert de la chaleur. Le domaine de la caractérisation thermique apparaît alors comme un outil support à la recherche d'optimisation des structures. Nous proposons donc dans ce premier chapitre un historique détaillé des méthodes développées pour la caractérisation de ce type de milieu. Nous avons montré que cela peut être réalisé grâce à des outils à la fois théoriques, numériques et expérimentaux et de nombreux auteurs ont proposé des corrélations et modèles liant les caractéristiques structurales des poreux à une unique conductivité équivalente qui intègre l'ensemble des modes de transferts à température ambiante. Cependant, dû à la complexité liée à la modélisation des transferts couplés ou à la mise en place de mesures réalisées à hautes température, le nombre d'études reste encore faible et un besoin d'outils de caractérisation à la fois numérique et expérimentale persiste. De plus, nous avons montré que les études effectuées sont limitées par la capacité à séparer les modes de transferts. Cela rend complexe la quantification de l'influence de chaque mode. La séparation repose souvent sur l'utilisation de certaines approximations comme celle de Rosseland et de l'emploi d'un second procédé de caractérisation numérique ou expérimental portant uniquement sur les propriétés radiatives. Cela nécessite de lourds équipements, dépend de la qualité/validité de l'approximation utilisée et ne permet pas une approche multiphysique du problème. Nous justifions alors l'emploi d'une méthode de caractérisation transitoire comme la méthode flash qui a démontré, par le passé, la possibilité d'une caractérisation simultanée de propriétés thermiques associées à différents modes de transfert de chaleur.

- La caractérisation de propriétés thermiques par une méthode transitoire telle que la méthode flash passe par la mise en place d'une expérience, d'un algorithme d'inversion et d'un modèle. Le Chapitre 2 est dédié au développement de ce dernier. Afin de caractériser les propriétés associées à la conduction et au rayonnement, il est nécessaire de développer un modèle transitoire qui couple ces deux modes de transport. Les principales difficultés résident dans la capacité à résoudre l'Équation des Transferts Radiatifs de façon précise tout en permettant un calcul rapide de la solution dans le cas d'un problème multidimensionnel, multicouche et transitoire. Trois méthodes associées à la résolution de l'ETR telles que la méthode deux flux, l'approximation P1 et la méthode de Monte Carlo ont été étudiées. Les deux premières

ont été, par le passé, utilisées pour la caractérisation de milieux semi-transparent tandis que la dernière a été développée spécialement dans le cadre de cette thèse. Les avantages et inconvénients de chacune de ces approches sont traités. La méthode de Monte-Carlo permet l'obtention d'une solution plus précise pour des épaisseurs optiques intermédiaires/faibles et dans le cas de transferts principalement dominés par le rayonnement (faible nombre de Stark). De plus, elle permet aisément de considérer un milieu non-gris, un milieu diffusant (avec la fonction de phase associée) ainsi que différents modes de réflexions aux interfaces. Cependant, elle est coûteuse en temps de calcul et sa nature stochastique nécessite la mise en place d'une stratégie dédiée au contrôle de la précision du résultat obtenu. Ces deux derniers points ont fait l'objet d'un travail particulier. Nous avons comparé différentes formulations de la méthode de Monte-Carlo visant à accélérer le calcul de la solution. Ces dernières sont soit basées sur le principe de réciprocité (absorption/émission) soit sur un tirage préférentiel ou sur une combinaison de deux formulations. Nous avons validé le code développé et nous étudions les avantages/inconvénients de chacune. Il ressort que du point de vue précision, facilité d'implémentation, vitesse des calculs et aspect pratique, la méthode optimisée par émission est retenue pour la caractérisation des milieux participants et est validée sur différents cas-tests. Ainsi, ce travail a permis le développement complet d'un code de résolution de l'Équation de la Chaleur par la méthode des Volumes Finis couplé à la résolution de l'ETR par une méthode de Monte Carlo réciproque et optimisée. Le code est parallélisé et permet d'obtenir des temps de calcul suffisamment raisonnables pour être utilisé lors des inversions. Ce code permettra de considérer d'autres conditions aux limites, d'autres milieux semi-transparentes ou d'autres géométries et être utilisé ou étendu pour du calcul direct dans le cadre d'autres études. Dans le cas des milieux poreux utilisés comme échangeur à haute température, ce code servira de base pour la suite puisque d'autres modes de transferts (convection, conduction fluide, advection, turbulence) peuvent être aisément ajoutés.

- Le Chapitre 3 a traité de l'étude complète de la méthode flash. Le modèle final (géométrie, équations etc...), l'ensemble de la procédure expérimentale (banc de mesure et échantillons considérés) ainsi que l'algorithme d'inversion sont détaillés. De plus, des études complémentaires qui permettent une meilleure compréhension des propriétés thermiques et optiques des céramiques étudiées, une estimation des propriétés structurales des milieux poreux, une quantification amont des propriétés thermiques et radiatives équivalentes et la réduction du nombre de paramètres à utiliser lors de l'inversion sont réalisées. Avec le modèle conducto-radiatif, nous avons alors montré qu'un jeu de quatre paramètres libres tels que la diffusivité thermique équivalente uniquement par conduction, l'épaisseur optique équivalente, un coefficient d'échange système/environnement et un coefficient d'ajustement sont suffisants pour

décrire l'évolution expérimentale. La faisabilité de l'inversion a été démontrée. Dans le cas de l'utilisation d'un modèle purement conductif, le jeu de paramètres est réduit à trois paramètres. Le rayonnement étant supposé, ici, assimilable à un transfert conductif, une unique diffusivité totale (conduction+rayonnement) est estimable. L'ensemble des thermogrammes obtenus expérimentalement ont été inversés avec les modèles conductif et conducto-radiatif. Grâce à la connaissance de la capacité thermique équivalente, nous avons estimé une conductivité totale équivalente, une conductivité phonique équivalente et l'épaisseur optique équivalente d'un grand nombre de mousses structurées (cellules de Kevin ou arrangement cubique) et de mousses aléatoires. En soustrayant la conductivité totale équivalente (modèle conductif pure) et la conductivité phonique équivalente (modèle conducto-radiatif), une conductivité radiative équivalente a été estimée.

Un bon accord entre le thermogramme expérimental et celui obtenu par le modèle conducto-radiatif a été trouvé sur l'ensemble des échantillons tandis que le modèle purement conductif est, quant à lui, en bon accord avec l'expérience pour des mousses présentant une épaisseur optique équivalente élevée (supérieure à 8), ce qui permet de mettre en évidence le domaine de validité de l'approximation de la diffusion pour une température donnée (800 °C). Dans le cas d'une épaisseur optique estimée inférieure à 8, les paramètres associés respectivement aux transferts par conduction et par rayonnement sont décorrélés. Une estimation simultanée des deux grandeurs est donc réalisée. Le paramètre associé au transfert dominant est caractérisé plus précisément au sens de l'inversion. Lorsque l'approximation de la diffusion est valide (épaisseur optique supérieure à 8), nous avons observé une corrélation entre les paramètres conductifs et radiatifs. Ce résultat est logique. Le transfert par rayonnement apparaissant comme un transfert conductif, il est alors difficile de séparer les deux modes de transfert. Nous avons donc noté une augmentation de l'incertitude associée à chacun des deux paramètres estimés. Cependant, nous avons trouvé un bon accord entre une conductivité radiative équivalente calculée à partir de l'approximation de Rosseland et de l'épaisseur optique estimée (par le modèle conducto-radiatif) et la conductivité radiative équivalente calculée par la différence des modèles conducto-radiatifs et conductifs pur. Ce résultat est important et montre que, même dans le cas d'une forte corrélation, la démarche utilisée sépare tout de même la part conductive de la part radiative. De plus, cela valide l'utilisation d'un modèle approché comme celui de Rosseland ainsi que les paramètres estimés servant à alimenter ce dernier. Lorsque l'épaisseur optique estimée est inférieure à 8, nous avons constaté l'apparition d'un désaccord entre la conductivité radiative au sens de Rosseland et celle estimée expérimentalement. Le rayonnement n'étant plus assimilable à un transfert conductif, l'utilisation d'un modèle supposant la superposition des transferts comme celui de Rosseland ou de Poltz-Jugel

ne semble plus valide et entraîne une sous-estimation de la conductivité radiative équivalente calculée par rapport à celle mesurée. Pour une mousse donnée, nous avons montré que cet écart diminue avec la diminution de la température de référence. De plus, par extrapolation, nous avons observé que la conductivité totale équivalente estimée (modèle conduction pur) tend vers la conductivité phonique équivalente estimée (modèle conducto-radiatif) lorsque la température de référence tend vers 0. Ces constats sont très intéressants et nous conforte dans la capacité à séparer avec une unique expérience les différents modes de transfert. Ils apportent des éléments d'informations quant à la validité de l'utilisation d'un modèle approché (Rosseland) pour estimer la part du transfert radiatif sur le transfert total. Des divergences avaient par ailleurs été constatées dans d'autres études basées sur la caractérisation d'une unique grandeur totale équivalente et, séparément, sur la caractérisation de la grandeur radiative équivalente. Ainsi, l'aspect simultané de la caractérisation proposée dans ce travail de thèse permet d'éclairer cet aspect et de fournir des outils qui peuvent orienter, pour la suite, le choix d'un modèle et des paramètres qui lui sont associés.

Nous pouvons ajouter que l'ensemble des paramètres estimés semblent logiques par comparaison avec la littérature existante et d'autres méthodes que nous avons employées. Par exemple, la taille moyenne des cellules semble avoir une grande influence sur la grandeur radiative estimée alors qu'aucun lien clair n'est observé entre la taille des cellules et la conductivité phonique équivalente. Aussi, l'organisation de la matrice solide semble avoir un effet sur les deux modes de transferts. À taille de cellules identique, une mousse présentant un aspect aléatoire est estimée comme plus opaque au rayonnement qu'une mousse structurée, ce qui est logique. Pour une mousse donnée, nous avons aussi montré que la conductivité phonique équivalente estimée à température ambiante par deux méthodes (numérique et expérimental) couplé à la diminution de conductivité de la matrice solide avec la température est proche de la conductivité phonique que nous estimons directement à haute température. Pour cette même mousse, nous avons comparé le coefficient d'extinction effectif estimé par la présente méthode et un coefficient d'extinction purement géométrique obtenu par une méthode statistique. Nous avons observé que le paramètre radiatif observé expérimentalement semble légèrement plus faible que le paramètre radiatif géométrique. Cela a aussi été observé dans d'autres études et le lien entre ces deux définitions apparaît comme une piste intéressante à étudier. Enfin, sur certains échantillons, nous vérifions l'aspect reproductible de la procédure développée par une étude de l'influence des paramètres expérimentaux comme le temps d'excitation ou la pression au sein du four.

Ce travail permet d'entrevoir de très nombreuses perspectives. Tout d'abord, l'ensemble de cette procédure peut être appliquée à d'autres milieux semi-transparents qu'ils soient mas-

sifs comme les verres ou hétérogènes comme les milieux poreux ou granulaires. Ensuite, une étude de l'influence de la résistance de contact induite par la présence des semelles serait intéressante. Une comparaison entre les échantillons actuels et des mousses comportant des semelles intégrées est par ailleurs prévue prochainement. Une comparaison entre une caractérisation basée sur l'utilisation de semelles et d'une colle graphite peut aussi mettre en évidence l'influence de la résistance de contact. Nous avons aussi mis en évidence la possibilité d'estimer l'influence de la diffusion à travers la caractérisation de l'albédo de diffusion. Pour se faire, l'étude d'un jeu de mousse à géométrie identique où chaque échantillon se distingue par une émissivité (et donc une réflectivité) de brins différentes peut mettre en lumière ce point tout en permettant d'observer l'influence du paramètre optique de la matrice solide sur le transfert total. De plus, le code développé permet la prise en compte d'une dépendance spectrale du milieu. Il serait donc intéressant de caractériser des mousses après application d'un dépôt de surface favorisant une certaine sélectivité spectrale pour observer, ici aussi, l'influence de ce paramètre sur les transferts. Aussi, nous avons mis en évidence la difficulté liée à la caractérisation d'une mousse à matrice solide semi-transparente. D'une part, l'utilisation d'une source excitatrice plus puissante ou l'utilisation d'un échantillon plus épais peuvent, dans un premier temps permettre, de lever cette difficulté. D'autre part, le développement d'un modèle résolvant l'ETR pour la partie fluide et l'ETRG pour la partie solide peut aussi apporter un sens plus physique aux paramètres estimés. Cette piste semble intéressante. Enfin, ce travail permet une analyse préliminaire de la faisabilité de la caractérisation et d'avoir, a priori, une idée des grandeurs estimées et de prévoir, pour de futures caractérisations, la dimension des échantillons selon les paramètres qu'un éventuel utilisateur souhaite estimer : le couple conductivité phonique équivalente et épaisseur optique ou le couple conductivité totale équivalente et conductivité radiative équivalente. D'une part, l'augmentation des géométries de mousses et des matériaux constituant la phase solide apporteraient des compléments d'informations par rapport aux données actuelles. D'autre part, une étude portant sur un jeu de mousse se différenciant uniquement par différentes épaisseurs d'échantillons et différentes températures de caractérisations permettrait de mettre encore plus clairement en évidence le domaine de validité de l'approximation de la diffusion pour une plus large gamme de température de caractérisation ainsi qu'une analyse plus fine sur l'épaisseur optique associée.

D'autres travaux comparatifs concernant la méthode de caractérisation à réaliser apparaissent comme des pistes intéressantes. Tout d'abord, pour la présente procédure, nous avons vu qu'à ces niveaux de températures le paramètre radiatif est estimé plus précisément que le paramètre conducteur. Ainsi nous avons commencé à étudier la possibilité d'utiliser des semelles non plus en SiC (forte émissivité) mais en Platine (émissivité environ de 0.1) afin de réduire les

transferts par rayonnement et, de ce fait, favoriser la caractérisation du paramètre conductif devant le paramètre radiatif lorsque l'approximation de la diffusion n'est pas valide. Ce travail est, pour l'instant, en cours de développement. Ensuite, il serait intéressant, pour quelques échantillons donnés, de réaliser la caractérisation avec d'autres méthodes actuellement utilisées qu'elles soient stationnaire ou transitoire et qu'elles soient numérique ou expérimentale. Cela permettrait d'enrichir la compréhension des constats réalisés dans ce présent travail.

- Le Chapitre 4 est dédié à la présentation d'un nouvel outil de caractérisation des propriétés thermiques équivalentes basé sur une méthode flash réalisée numériquement. Le thermogramme en face arrière est obtenu grâce à l'utilisation d'une méthode de Monte Carlo qui prend en compte le couplage de la conduction en phase solide et le rayonnement en phase fluide et résout ce problème directement sur la géométrie hétérogène 3D du milieu. Ce travail s'inspire de la méthode flash développée dans le chapitre précédent. Le thermogramme calculé à partir du système composé de deux semelles et du milieu poreux remplace le thermogramme qui était mesuré par caméra infra-rouge lors de l'expérience. Ainsi, le reste de la procédure recourant à un modèle homogène soit purement conductif soit conducto-radiatif et l'utilisation d'un algorithme d'inversion reste identique. L'avantage principal est de disposer d'une grande liberté quant au choix des paramètres intrinsèques du milieu poreux, des paramètres du problème thermique (température de caractérisation) et de la géométrie étudiée. Ce travail est rendu possible par le développement récent d'un générateur 3D de mousses (GenMat) par le LTEN ainsi que de la bibliothèque Star-Engine par le LAPLACE qui permettent respectivement d'obtenir la géométrie du milieu poreux et de construire rapidement l'ensemble des chemins nécessaires à l'obtention de la solution.

Dans un premier temps, l'ensemble de la méthode de Monte Carlo qui permet, en un seul algorithme, de prendre en compte plusieurs modes de transfert est explicité. Nous détaillons les différentes possibilités quant à la construction d'un chemin simulant la conduction, le traitement des conditions aux limites, le couplage avec le transfert radiatif à l'interface solide/fluide (milieu opaque), la construction d'un chemin simulant le rayonnement, la construction de la géométrie et le calcul de la solution en transitoire et en stationnaire. Nous illustrons le lien entre la construction des chemins et la prise en compte des différentes données du problème. Par la suite, nous avons traité différents cas-tests permettant de valider le code développé par comparaison avec des solutions analytiques, semi-analytiques ou issues de solveurs commerciaux basés sur des méthodes déterministes. De plus, nous apportons des éléments d'informations quant à l'influence des différents paramètres arbitraires, nécessaires à la construction des chemins, sur le résultat final. Par ailleurs, deux constructions de chemins respectivement

basées sur une sphère à rayon fixe et une sphère à rayon variable sont étudiées. Nous avons démontré les avantages et inconvénients de la procédure développée qui sont, par exemple, un calcul plus rapide de la solution avec l'augmentation des transferts par rayonnement, une indépendance des temps de calcul avec la finesse du maillage surfacique et un contrôle de l'erreur sur les paramètres estimés lors de l'inversion. En contrepartie, la méthode de Monte Carlo ne semble pas appropriée, du point de vue des temps de calcul, à l'obtention de la solution complète (champ de température et évolution temporelle) et ne permet pas de considérer, pour l'instant, les phénomènes de non-linéarités issues des transferts par rayonnement ou d'une éventuelle thermo-dépendance des propriétés intrinsèques du problème.

Nous avons vu que cela ne pose pas de problème particulier pour l'application de la méthode flash numérique qui nécessite la connaissance de l'évolution temporelle de température uniquement sur la face arrière et qui s'affranchit de toute forme de non-linéarité grâce à une faible élévation de la température du système par rapport à une température d'équilibre. Par la suite, nous avons alors appliqué la procédure à des mousses structurées basées sur des cellules de Kelvin ou sur des nids d'abeilles. Nous nous limitons uniquement à l'estimation des conductivités phoniques, radiatives et totales équivalentes et nous étudions, de façon assez systématique, l'influence des propriétés structurales (porosité, taille de pores, organisation de la matrice solide ou forme des brins), de l'émissivité, de la conductivité de solide et de la température de référence sur les propriétés homogénéisées. Les résultats obtenus semblent logiques par comparaison avec ceux obtenus dans la littérature et ceux obtenus par la méthode flash expérimentale.

De plus, nous nous sommes intéressés à l'influence du nombre de pores dans l'épaisseur et, de ce fait, à l'influence de l'épaisseur optique sur la validité de l'approximation de la diffusion et la représentativité du coefficient d'extinction caractérisé. Nous montrons que pour un nombre de pores inférieur à 4, une légère sur-estimation du coefficient d'extinction est à prévoir en recourant à l'approximation de Rosseland. Cela est explicable, d'une part, par l'invalidité de cette approximation et, d'autre part, l'impossibilité de considérer les transferts comme la superposition des transferts conductifs et radiatifs. Étant donné que le coefficient d'extinction estimé par une caractérisation simultanée (réalisé lors du flash expérimental) est supérieur au coefficient d'extinction estimé par Rosseland, une légère sur-estimation des coefficients d'extinction estimés par la procédure expérimentale précédente est possible et s'explique par un manque de représentativité si l'épaisseur optique estimée est inférieure à 8. Ensuite, dans le cas du milieu constitué de 5 pores (approximation de la diffusion valide), nous avons démontré, par une variation de l'émissivité de la matrice solide, la différence entre un coefficient d'extinction géométrique estimé par RDFI et un coefficient d'extinction

effectif. Ce dernier dépend des données du problème comme l'émissivité des brins mais aussi de la température de référence. Ce résultat est très intéressant et a été mis en évidence très récemment. Ce qui nous conforte dans la qualité de la procédure mise en place. Enfin, une comparaison entre la méthode flash expérimentale et numérique est réalisée. Nous trouvons un bon accord entre ces deux procédures pour les mousses structurées S2 et S3. Le désaccord obtenu pour la mousse S1 s'explique par une différence d'émissivité de semelles et un manque de précision sur l'estimation de la conductivité phonique.

Les perspectives de ce travail sont nombreuses. Tout d'abord, il serait intéressant d'enrichir la connaissance du lien entre les propriétés structurales et intrinsèques en appliquant la procédure sur des mousses stochastiques générées par GenMat ou obtenues par tomographie X ou sur d'autres milieux hétérogènes comme des fibres ou des milieux granulaires. De plus, la méthode permet une grande flexibilité quant à l'intégration d'autres phénomènes physiques comme la conduction fluide, le transport thermique par un écoulement fluide, l'intégration d'une dépendance spectrale ou directionnelle des propriétés optiques de surfaces, d'une dépendance du mode de réflexion (diffuse ou spéculaire), d'une éventuelle anisotropie de la phase solide ou encore de brins semi-transparents. La quantification de l'influence de tous ces précédents paramètres sur les grandeurs homogènes équivalentes est réalisable grâce à la procédure de caractérisation numérique proposée et peut permettre d'estimer, à l'avenir, les paramètres du modèle homogène selon le système d'étude. Enfin, le code Monte-Carlo développé peut être aussi utilisé voir étendu, selon le cas d'étude, pour résoudre un problème complexe directement sur le milieu hétérogène sans soucis d'un recours à l'hypothèse du milieu homogène. Ainsi, il est possible d'intégrer l'ensemble des phénomènes décrits précédemment pour réaliser l'étude d'un milieu poreux comme échangeur ou récupérateur de chaleur fatale et ainsi prendre naturellement en compte, par exemple, des phénomènes de rayonnement proche parois ou vérifier l'influence de résistances thermiques de contact. Par ailleurs, des travaux réalisés en parallèle de ce travail de thèse (laboratoire LAPLACE) ont montré la possibilité de prendre en compte les effets non-linéaires dus à la thermo-dépendance des propriétés intrinsèques ou des transferts radiatifs. Cela peut donc aussi être intégré pour de la modélisation directe.

- Le Chapitre 5 s'est intéressé à la caractérisation des coefficients de dispersion thermique équivalents d'un milieu poreux à base de SiC soumis à un écoulement fluide (air) à température ambiante. Le coefficient de dispersion thermique représente une conductivité thermique équivalente qui quantifie la totalité des effets conducto-convecto-advectifs. Plus précisément, ce dernier se décompose en un terme de conductivité thermique équivalent purement conductif

(suivant le modèle parallèle), d'un terme de tortuosité qui dépend de la vitesse moyenne et d'un terme de contribution hydrodynamique. L'ensemble de la procédure de caractérisation comprenant le modèle utilisé, le banc expérimental développé et l'inversion sont détaillés. Premièrement, nous avons présenté le principe de l'expérience qui consiste à augmenter, par un écoulement d'air chauffé, la température du milieu poreux à l'équilibre avec la température ambiante. L'ensemble du banc ainsi que la métrologie adoptée sont présentés. Il est constitué de 5 sections de 20 cm de poreux emboîtées dans des brides plexiglas munies de thermocouples. Deuxièmement, nous avons explicité le modèle à une température utilisée (méthode de prise de moyenne volumique), la géométrie du problème, les équations associées et l'obtention de la solution transitoire grâce au formalisme des quadripôles thermiques. Cette dernière a permis notamment de s'affranchir de la dépendance temporelle de l'excitation en travaillant sur l'impédance thermique du système. L'évolution transitoire de la température en un point donné a donc été déterminée par le produit de convolution entre l'évolution transitoire d'une température d'une position plus amont à cette dernière et d'une impédance. Troisièmement, quelques résultats bruts issus de l'expérience sont présentés. La mesure par thermocouple a permis un accès à l'évolution temporelle de température en plusieurs positions à la fois le long de la coordonnée axiale (sens de l'écoulement) que le long de la coordonnée radiale et à la fois dans la phase fluide et solide. Nous avons donc présenté ces résultats en fonction de la vitesse d'écoulement et vérifié la validité des hypothèses imposées par le modèle. Enfin, nous avons montré que seulement trois paramètres libres peuvent être considérés pour l'inversion et nous avons présenté les résultats d'inversion, systématiquement, pour un faible et fort nombre de Reynolds particulière. Ces derniers sont analysés grâce aux outils apportés par le domaine de l'inversion (étude des sensibilités, des corrélations, des résidus et de l'incertitude sur les paramètres estimés). Nous avons montré qu'une estimation réalisée à partir des températures situées de part et d'autre d'une unique section favorisait les corrélations entre les coefficients de dispersion axial et radial. Ce n'est plus le cas en travaillant sur des températures séparées par un nombre plus important de sections. De plus, l'analyse des résidus montre un plutôt bon accord entre le modèle et l'expérience pour de faibles nombres de Reynolds. Ce constat est moins vrai avec l'augmentation de la vitesse d'écoulement. Cela peut s'expliquer par l'augmentation de phénomènes liés à la turbulence qui ne sont pas intégrés dans le modèle ou de perturbations liées à la présence d'espaces entre deux sections, lieu de la prise de mesure. Les coefficients de dispersion axiale et radiale estimés pour différentes vitesses d'écoulements et en considérant un nombre plus ou moins important de sections sont donnés et comparés à des données extraites de la littérature. L'ordre de grandeur obtenu sur les valeurs caractérisées semble en bon accord avec d'autres études s'intéressant à ce type de

milieux.

Cependant, cette étude reste préliminaire et correspond à une première étape de caractérisation d'un milieu poreux dans une configuration type échangeur. D'une part, des modifications vont être apportées sur le banc afin de générer une excitation, non plus dans le sens de l'écoulement, mais radiale à ce dernier. D'après les analyses réalisées, ce type de procédé devrait améliorer la précision sur les paramètres estimés. Cela nous permettra de comparer avec les valeurs mesurées dans ce travail et de nous apporter plus de recul sur les tendances observées. Par ailleurs, il serait intéressant de caractériser, suivant cette procédure, d'autres mousses à porosité et/ou taille de pores différentes pour apporter plus de recul à la présente étude. Enfin, à plus long terme, l'adaptation et l'installation de ce type d'expérience dans une enceinte haute température permettrait une caractérisation simultanée des propriétés équivalentes associées à la fois aux transferts conductifs, radiatifs et convectifs forcés (ou advectifs) tout en se rapprochant de l'application souhaitée : les mousses céramiques comme échangeurs et récupérateur de la chaleur fatale.

Bibliographie

- [1] M. Boucher and F. Streiff. La chaleur fatale : Faits et chiffres. Technical Report 8821, Agence de l'Environnement et de la Maitrise de l'Énergie, Septembre 2017.
- [2] Bob Dudley et al. Bp statistical review of world energy. Technical report, BP, 2013.
- [3] M. Piton. *Récupération de la chaleur fatale : application aux fours rotatifs*. Thèse de doctorat, Université de Nantes Angers Le Mans, 2015.
- [4] D. Weaire. Kelvin's ideal foam structure. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 158. IOP Publishing, 2009.
- [5] S. Mey. *Absorbeur solaire volumique haute température à propriétés optiques contrôlées*. Thèse de doctorat, Université de Perpignan Via Domitia, 2016.
- [6] J. Mollicone, F. Ansart, P. Lenormand, B. Duployer, C. Tenailleau, and J. Vicente. Characterization and functionalization by sol-gel route of sic foams. *Journal of the European Ceramic Society*, 34(15) :3479–3487, 2014.
- [7] S. Guévelou. *Caractérisation des propriétés thermo-radiatives de mousses à structure numériquement contrôlée : vers le design d'absorbeurs solaires*. Thèse de doctorat, Université de Nantes Angers Le Mans, 2015.
- [8] D. Edouard, T. T. Huu, C. P. Huu, F. Luck, and D. Schweich. The effective thermal properties of solid foam beds : Experimental and estimated temperature profiles. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(19-20) :3807–3816, 2010.
- [9] P. Colombo and M. Scheffler. *Cellular ceramics : structure, manufacturing, properties and applications*. Wiley-VCH, 2005.
- [10] A. Sommers, Q. Wang, X. Han, C. T'Joen, Y. Park, and A. Jacobi. Ceramics and ceramic matrix composites for heat exchangers in advanced thermal systems—A review. *Applied Thermal Engineering*, 30(11-12) :1277–1291, August 2010.

- [11] D Lévêque, J. R., M. Prévost, and M. Meyer. Hydrodynamic and mass transfer efficiency of ceramic foam packing applied to distillation. *Chemical Engineering Science*, 64(11) :2607–2616, June 2009.
- [12] T. Kim. Micro methanol reformer combined with a catalytic combustor for a PEM fuel cell. *International Journal of Hydrogen Energy*, 34(16) :6790–6798, August 2009.
- [13] R. Coquard and D. Baillis. Modeling of Heat Transfer in Low-Density EPS Foams. *Journal of Heat Transfer*, 128(6) :538, 2006.
- [14] E. Placido, M. C. Arduini-Schuster, and J. Kuhn. Thermal properties predictive model for insulating foams. *Infrared Physics & Technology*, 46(3) :219–231, January 2005.
- [15] J. R. Howell, M. J. Hall, and J. L. Ellzey. Combustion of hydrocarbon fuels within porous inert media. *Progress in Energy and Combustion Science*, 22(2) :121–145, 1996.
- [16] J. Randrianalisoa, Y. Bréchet, and D. Baillis. Materials selection for optimal design of a porous radiant burner for environmentally driven requirements. *Advanced Engineering Materials*, 11(12) :1049–1056, 2009.
- [17] E. Jahanshahi Javaran, S. A. Gandjalikhan Nassab, and S. Jafari. Thermal analysis of a 2-D heat recovery system using porous media including lattice Boltzmann simulation of fluid flow. *International Journal of Thermal Sciences*, 49(6) :1031–1041, June 2010.
- [18] E. V. Gómez, F. J. R. Martínez, F. V. Diez, M. J. M. Leyva, and R. H. Martín. Description and experimental results of a semi-indirect ceramic evaporative cooler. *International journal of refrigeration*, 28(5) :654–662, 2005.
- [19] S. Ishiyama and S. Maruyama. Compact heat exchanger made of ceramics having corrosion resistance at high temperature, 2011. US Patent 7,981,168.
- [20] T. Fend, B. Hoffschmidt, R. Pitz-Paal, O. Reutter, and P. Rietbrock. Porous materials as open volumetric solar receivers : Experimental determination of thermophysical and heat transfer properties. *Energy*, 29(5-6) :823–833, April 2004.
- [21] J. M. Chavez and C. Chaza. Testing of a porous ceramic absorber for a volumetric air receiver. *Solar Energy Materials*, 24(1-4) :172–181, December 1991.
- [22] Z. Wu, C. Caliot, G. Flamant, and Z. Wang. Coupled radiation and flow modeling in ceramic foam volumetric solar air receivers. *Solar Energy*, 85(9) :2374–2385, September 2011.
- [23] W. M. Mathis and J. L. Ellzey. Flame stabilization, operating range, and emissions for a methane/air porous burner. *Combustion Science and Technology*, 175(5) :825–839, 2003.

-
- [24] C. Albanakis, D. Missirlis, N. Michailidis, K. Yakinthos, A. Goulas, H. Omar, D. Tsipas, and B. Granier. Experimental analysis of the pressure drop and heat transfer through metal foams used as volumetric receivers under concentrated solar radiation. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 33(2) :246–252, 2009.
- [25] L. Tadrist, M. Miscevic, O. Rahli, and F. Topin. About the use of fibrous materials in compact heat exchangers. *Experimental thermal and fluid science*, 28(2-3) :193–199, 2004.
- [26] X. Bao, M. R. Nangrejo, and M. J. Edirisinghe. Synthesis of silicon carbide foams from polymeric precursors and their blends. *Journal of materials science*, 34(11) :2495–2505, 1999.
- [27] D. Y. Goswami and F. Kreith. *Handbook of energy efficiency and renewable energy*. Crc Press, 2007.
- [28] Olivier Farges. *Conception optimale de centrales solaires à concentration : application aux centrales à tour et aux installations "beam down"*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2014.
- [29] A. Kribus, R. Zaibel, D. Carey, A Segal, and J Karni. A solar-driven combined cycle power plant. *Solar energy*, 62(2) :121–129, 1998.
- [30] M. Romero, J. Gonzalez-Aguilar, and E. Zarza. Concentrating solar thermal power. In *Energy efficiency and renewable energy handbook*, pages 1237–1345. ROUTLEDGE in association with GSE Research, 2016.
- [31] A. Kribus, M. Gray, Y. Grijnevich, G. Mittelman, S. Mey-Cloutier, and C. Caliot. The promise and challenge of solar volumetric absorbers. *Solar Energy*, 110 :463–481, 2014.
- [32] T. Menigault, G. Flamant, and B. Rivoire. Advanced high-temperature two-slab selective volumetric receiver. *Solar Energy Materials*, 24(1-4) :192–203, 1991.
- [33] R. Pitz-Paal, J. Morhenne, and M. Fiebig. A new concept of a selective solar receiver for high temperature applications. *Solar Energy Materials*, 24(1-4) :293–306, 1991.
- [34] S. Richlen, B. D. Foster, and J. B. Patton. A survey of ceramic heat exchanger opportunities. *Advances in Ceramics : Ceramics in Heat Exchangers*, 14 :3e14, 1985.
- [35] G. Flamant and G. Olalde. High temperature solar gas heating comparison between packed and fluidized bed receivers — i. *Solar Energy*, 31(5) :463–471, 1983.

- [36] G. Olalde and J. L. Peube. Etude expérimentale d'un récepteur solaire en nid d'abeilles pour le chauffage solaire des gaz à haute température. *Revue de physique appliquée*, 17(9) :563–568, 1982.
- [37] H. Ries and W. Spirkel. Inherent limitations of volumetric solar receivers. *Journal of Solar Energy Engineering*, 118 :151, 1996.
- [38] A. Carotenuto, G. Ruocco, and F. Reale. Heat exchange in a multi-cavity volumetric solar receiver. *Solar energy*, 46(4) :241–248, 1991.
- [39] M. Becker, Th. Fend, B. Hoffschmidt, R. Pitz-Paal, O. Reutter, V. Stamatov, M. Steven, and D. Trimis. Theoretical and numerical investigation of flow stability in porous materials applied as volumetric solar receivers. *Solar energy*, 80(10) :1241–1248, 2006.
- [40] Y. Sano, S. Iwase, and A. Nakayama. A local thermal nonequilibrium analysis of silicon carbide ceramic foam as a solar volumetric receiver. *Journal of Solar Energy Engineering*, 134(2) :021006, 2012.
- [41] N. Michailidis, F. Stergioudi, H. Omar, D. Missirlis, Z. Vlahostergios, S. Tsipas, C. Albanakis, and B. Granier. Flow, thermal and structural application of ni-foam as volumetric solar receiver. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 109 :185–191, 2013.
- [42] A. L. Avila-Marin, M. Alvarez-Lara, and J. Fernandez-Reche. Experimental results of gradual porosity wire mesh absorber for volumetric receivers. *Energy Procedia*, 49 :275–283, 2014.
- [43] S. Palero, M. Romero, and J. L. Castillo. Comparison of experimental and numerical air temperature distributions behind a cylindrical volumetric solar absorber module. *Journal of Solar Energy Engineering*, 130(1) :011011, 2008.
- [44] P. Heller, M. Pfänder, T. Denk, F. Tellez, A. Valverde, J. Fernandez, and A. Ring. Test and evaluation of a solar powered gas turbine system. *Solar energy*, 80(10) :1225–1230, 2006.
- [45] J. Mollicone. *Fonctionnalisation de supports de SiC par imprégnation de sols et-ou de suspensions en vue d'améliorer les rendements de conversion d'échangeurs solaires*. Thèse de doctorat, Université Toulouse 3 Paul Sabatier, 2015.
- [46] M. A. Badri, P. Jolivet, B. Rousseau, S. Le Corre, H. Digonnet, and Y. Favennec. Vectorial finite elements for solving the radiative transfer equation. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 212 :59 – 74, 2018.

- [47] Z. Wu, C. Caliot, G. Flamant, and Z. Wang. Numerical simulation of convective heat transfer between air flow and ceramic foams to optimise volumetric solar air receiver performances. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54(7-8) :1527–1537, 2011.
- [48] L. Ibarrart, C. Caliot, M. El Hafi, R. Fournier, S. Blanco, S. Dutour, J. Dauchet, J-M. Tregan, V. Eymet, and V. Forest. Combined conductive-convective-radiative heat transfer in complex geometry using the monte carlo method : Application to solar receivers. In *International Heat Transfer Conference 16*, pages 8135–8142, Beijing, China, 2018. Begellhouse.
- [49] P. Ranut. On the effective thermal conductivity of aluminum metal foams : Review and improvement of the available empirical and analytical models. *Applied Thermal Engineering*, 101 :496–524, May 2016.
- [50] M. N. Miller. Bounds for Effective Electrical, Thermal, and Magnetic Properties of Heterogeneous Materials. *Journal of Mathematical Physics*, 10(11) :1988–2004, November 1969.
- [51] Z. Hashin and S. Shtrikman. A Variational Approach to the Theory of the Effective Magnetic Permeability of Multiphase Materials. *Journal of Applied Physics*, 33(10) :3125–3131, October 1962.
- [52] R. Landauer. The Electrical Resistance of Binary Metallic Mixtures. *Journal of Applied Physics*, 23(7) :779–784, July 1952.
- [53] J. W. Paek, B. H. Kang, S. Y. Kim, and J. M. Hyun. Effective thermal conductivity and permeability of aluminum foam materials. *International Journal of Thermophysics*, 21(2) :453–464, 2000.
- [54] C. T. Hsu, P. Cheng, and K. W. Wong. Modified Zehner-Schlunder models for stagnant thermal conductivity of porous media. *International journal of heat and mass transfer*, 37(17) :2751–2759, 1994.
- [55] V. V. Calmidi and R. L. Mahajan. The effective thermal conductivity of high porosity fibrous metal foams. *Journal of Heat Transfer*, 121(2), 1999.
- [56] A. Bhattacharya, V. V. Calmidi, and R. L. Mahajan. Thermophysical properties of high porosity metal foams. *International journal of heat and mass transfer*, 45(5) :1017–1031, 2002.
- [57] K. Boomsma and D. Poulikakos. On the effective thermal conductivity of a three-dimensionally structured fluid-saturated metal foam. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44(4) :827–836, 2001.

- [58] C. Y. Zhao, T. J. Lu, H. P. Hodson, and J. D. Jackson. The temperature dependence of effective thermal conductivity of open-celled steel alloy foams. *Materials Science and Engineering : A*, 367(1-2) :123–131, February 2004.
- [59] T. Fiedler, E. Solórzano, F. Garcia-Moreno, A. Öchsner, I. V. Belova, and G. E. Murch. Lattice monte carlo and experimental analyses of the thermal conductivity of random-shaped cellular aluminum. *Advanced Engineering Materials*, 11(10) :843–847, 2009.
- [60] T. Fiedler, I. V. Belova, and G. E. Murch. Critical analysis of the experimental determination of the thermal resistance of metal foams. *International journal of heat and mass transfer*, 55(15-16) :4415–4420, 2012.
- [61] R. Wulf, M. A. A. Mendes, V. Skibina, A. Al-Zoubi, D. Trimis, S. Ray, and U. Gross. Experimental and numerical determination of effective thermal conductivity of open cell fecral-alloy metal foams. *International Journal of Thermal Sciences*, 86 :95–103, 2014.
- [62] E. Takegoshi, Y. Hirasawa, J. Matsuo, and K. Okui. A study on effective thermal conductivity of porous metals. *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng., Ser. A*, 58(547) :237–242, 1992.
- [63] X. H. Yang, J. J. Kuang, T. J. Lu, F. S. Han, and T. Kim. A simplistic analytical unit cell based model for the effective thermal conductivity of high porosity open-cell metal foams. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 46(25) :255302, 2013.
- [64] R. Dyga and S. Witczak. Investigation of effective thermal conductivity aluminum foams. *Procedia Engineering*, 42 :1088–1099, 2012.
- [65] M. Fetoui, F. Albouchi, F. Rigollet, and S. B. Nasrallah. Highly porous metal foams : effective thermal conductivity measurement using a photothermal technique. *Journal of Porous Media*, 12(10), 2009.
- [66] J. Sauerhering, O. Reutter, T. Fend, S. Angel, and R. Pitz-Paal. Temperature dependency of the effective thermal conductivity of nickel based metal foams. In *ASME 4th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels*, pages 611–615. American Society of Mechanical Engineers, 2006.
- [67] R. Coquard, D. Rochais, and D. Baillis. Experimental investigations of the coupled conductive and radiative heat transfer in metallic/ceramic foams. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(21-22) :4907–4918, October 2009.
- [68] A. Ahern, G. Verbist, D. Weaire, R. Phelan, and H. Fleurent. The conductivity of foams : a generalisation of the electrical to the thermal case. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 263(1-3) :275–279, 2005.

-
- [69] D. Baillis and R. Coquard. Radiative and conductive thermal properties of foams. *Cellular and Porous Materials : Thermal Properties Simulation and Prediction*, pages 343–384, 2008.
- [70] W. Pabst, E. Uhlířová, T. Gregorová, and A. Wiegmann. Young’s modulus and thermal conductivity of closed-cell, open-cell and inverse ceramic foams—model-based predictions, cross-property predictions and numerical calculations. *Journal of the European Ceramic Society*, 38(6) :2570–2578, 2018.
- [71] A. M. Kraynik, D. A. Reinelt, and F. van Swol. Structure of random monodisperse foam. *Physical Review E*, 67(3) :031403, 2003.
- [72] A. M. Kraynik, D. A. Reinelt, and F. van Swol. Structure of random foam. *Physical Review Letters*, 93(20) :208301, 2004.
- [73] C. Lautensack and T. Sych. 3d image analysis of open foams using random tessellations. *Image Analysis & Stereology*, 25(2) :87–93, 2011.
- [74] T. Dillard, F. N’guyen, E. Maire, L. Salvo, S. Forest, Y. Bienvenu, J-D. Bartout, M. Croset, R. Dendievel, and P. Cloetens. 3d quantitative image analysis of open-cell nickel foams under tension and compression loading using x-ray microtomography. *Philosophical Magazine*, 85(19) :2147–2175, 2005.
- [75] M. Loretz, E. Maire, and D. Baillis. Analytical modelling of the radiative properties of metallic foams : Contribution of x-ray tomography. *Advanced engineering materials*, 10(4) :352–360, 2008.
- [76] R. Coquard, D. Baillis, and E. Maire. Numerical investigation of the radiative properties of polymeric foams from tomographic images. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 24(3) :647–658, 2010.
- [77] Z. Li, J. Zhang, Z. Wang, Y. Song, and L. Zhao. Study on the thermal properties of closed-cell metal foams based on voronoi random models. *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications*, 64(12) :1038–1049, 2013.
- [78] J. Randrianalisoa, R. Coquard, and D. Baillis. Microscale direct calculation of solid phase conductivity of voronoi’s foams. *Journal of Porous Media*, 16(5), 2013.
- [79] M. A. A. Mendes, S. Ray, and D. Trimis. A simple and efficient method for the evaluation of effective thermal conductivity of open-cell foam-like structures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 66 :412–422, 2013.

- [80] L. A. Dombrovsky and D. Baillis. *Thermal radiation in disperse systems : an engineering approach*. Begell House New York, 2010.
- [81] J-F. Sacadura and D. Baillis. Experimental characterization of thermal radiation properties of dispersed media. *International journal of thermal sciences*, 41(7) :699–707, 2002.
- [82] J. Randrianalisoa and D. Baillis. Thermal conductive and radiative properties of solid foams : Traditional and recent advanced modelling approaches. *Comptes Rendus Physique*, 15(8-9) :683–695, 2014.
- [83] D. Baillis, R. Coquard, J. Randrianalisoa H., L. A. Dombrovsky, and R. Viskanta. Thermal radiation properties of highly porous cellular foams. *Special Topics & Reviews in Porous Media : An International Journal*, 4(2), 2013.
- [84] T. J. Hendricks and J. R. Howell. Absorption/scattering coefficients and scattering phase functions in reticulated porous ceramics. *Journal of Heat Transfer*, 118(1) :79–87, 1996.
- [85] C. Y. Zhao, T. J. Lu, and H. P. Hodson. Thermal radiation in ultralight metal foams with open cells. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(14-16) :2927–2939, 2004.
- [86] C-J. Tseng and K-T. Kuo. Thermal properties of phenolic foam insulation. *Journal of the Chinese Institute of Engineers*, 25(6) :753–758, 2002.
- [87] D. Baillis, M. Arduini-Schuster, and J-F. Sacadura. Identification of spectral radiative properties of polyurethane foam from hemispherical and bi-directional transmittance and reflectance measurements. In *ICHMT Digital Library Online*. Begel House Inc., 2001.
- [88] R. Coquard, D. Rochais, and D. Baillis. Conductive and radiative heat transfer in ceramic and metal foams at fire temperatures. *Fire technology*, 48(3) :699–732, 2012.
- [89] D. Doermann and J-F. Sacadura. Heat transfer in open cell foam insulation. *Transactions American Society of Mechanical Engineers Journal of Heat Transfer*, 118 :88–93, 1996.
- [90] D. Baillis, M. Raynaud, and J-F. Sacadura. Spectral radiative properties of open-cell foam insulation. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 13(3) :292–298, 1999.
- [91] J .E. Li and B. Wang. Equivalent thermal conductivity of open-cell ceramic foams at high temperatures. *International Journal of Thermophysics*, 35(1) :105–122, 2014.
- [92] R. Coquard and D. Baillis. Modeling of heat transfer in low-density eps foams. *Journal of heat transfer*, 128(6) :538–549, 2006.

-
- [93] M. Loretz, R. Coquard, D. Baillis, and E. Maire. Metallic foams : Radiative properties/comparison between different models. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 109(1) :16–27, 2008.
- [94] B. Zeghondy, E. Iacona, and J. Taine. Determination of the anisotropic radiative properties of a porous material by radiative distribution function identification (RDFI). *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(17-18) :2810–2819, August 2006.
- [95] B. Zeghondy, E. Iacona, and J. Taine. Experimental and RDFI calculated radiative properties of a mullite foam. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(19-20) :3702–3707, September 2006.
- [96] M. Tancrez and J. Taine. Direct identification of absorption and scattering coefficients and phase function of a porous medium by a Monte Carlo technique. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(2) :373–383, January 2004.
- [97] J. Petrasch, P. Wyss, and A. Steinfeld. Tomography-based Monte Carlo determination of radiative properties of reticulate porous ceramics. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 105(2) :180–197, June 2007.
- [98] M. Loretz, E. Maire, and D. Baillis. Analytical Modelling of the Radiative Properties of Metallic Foams : Contribution of X-Ray Tomography. *Advanced Engineering Materials*, 10(4) :352–360, April 2008.
- [99] S. Haussener, P. Coray, W. Lipiř, P. Wyss, and A. Steinfeld. Tomography-based heat and mass transfer characterization of reticulate porous ceramics for high-temperature processing. *Journal of Heat Transfer*, 132(2) :023305, 2010.
- [100] P. Parthasarathy, P. Habisreuther, and N. Zarzalis. Identification of radiative properties of reticulated ceramic porous inert media using ray tracing technique. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 113(15) :1961–1969, 2012.
- [101] J. Randrianalisoa and D. Baillis. Radiative properties of densely packed spheres in semitransparent media : A new geometric optics approach. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 111(10) :1372–1388, 2010.
- [102] R. Coquard, D. Rochais, and D. Baillis. Modeling of the coupled conductive and radiative heat transfer in nicral from photothermal measurements and x-ray tomography. *Special Topics & Reviews in Porous Media*, 2(4) :249–265, 2011.

- [103] J. Kuhn, H-P Ebert, M. C. Arduini-Schuster, D. Büttner, and J. Fricke. Thermal transport in polystyrene and polyurethane foam insulations. *International journal of heat and mass transfer*, 35(7) :1795–1801, 1992.
- [104] M. A. A. Mendes, V. Skibina, P. Talukdar, R. Wulf, U. Gross, D. Trimis, and S. Ray. Experimental validation of simplified conduction–radiation models for evaluation of effective thermal conductivity of open-cell metal foams at high temperatures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 78 :112–120, 2014.
- [105] M. A. A. Mendes, P. Talukdar, S. Ray, and D. Trimis. Detailed and simplified models for evaluation of effective thermal conductivity of open-cell porous foams at high temperatures in presence of thermal radiation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 68 :612–624, 2014.
- [106] V. M. Patel, M. A. A. Mendes, P. Talukdar, and S. Ray. Development of correlations for effective thermal conductivity of a tetrakaidecahedra structure in presence of combined conduction and radiation heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 127 :843–856, 2018.
- [107] G. L. Vignoles. A hybrid random walk method for the simulation of coupled conduction and linearized radiation transfer at local scale in porous media with opaque solid phases. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 93 :707–719, February 2016.
- [108] G. L. Vignoles and A. Ortona. Numerical study of effective heat conductivities of foams by coupled conduction and radiation. *International Journal of Thermal Sciences*, 109 :270–278, 2016.
- [109] Y. Souhar. *Caractérisation thermique de matériaux anisotropes à hautes températures*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, 2011.
- [110] Y. Jannot. *Théorie et pratique de la métrologie thermique*. Laboratoire d’Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA), 2011.
- [111] D. Petit. *Techniques inverses et estimation de paramètres*. Ed. Techniques Ingénieur, 2013.
- [112] W. J. Parker, R. J. Jenkins, C. P. Butler, and G. L. Abbott. Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity, and thermal conductivity. *Journal of applied physics*, 32(9) :1679–1684, 1961.
- [113] A. Degiovanni. *Contribution à l’étude de la diffusivité thermique*. Thèse de doctorat, Université Paul Cézanne, 1975.

-
- [114] C. Rodiet, M. Niezgoda, B. Remy, and A. Degiovanni. New Estimation Method Based on Integral Transforms for the Thermal Diffusivity Measurement of Anisotropic Materials. In *Proceedings of the 15th International Heat Transfer Conference*, Kyoto, Japan, 2014. Begell-house.
- [115] B. Bernard. *Barrières thermiques par projection plasma de suspensions : développement et caractérisation de microstructures à faible conductivité thermique*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, 2016.
- [116] M. Niezgoda, B. Rémy, M. Delbo, P. Michel, and G. Libourel. Etude de la fracturation de météorites sous l'influence d'un cyclage de température ou vieillissement thermique. In *Congrès Français de Thermique SFT*, page 9, 2013.
- [117] S. Andre and A. Degiovanni. A theoretical study of the transient coupled conduction and radiation heat transfer in glass : phonic diffusivity measurements by the flash technique. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 38(18) :3401–3412, December 1995.
- [118] S. Andre and A. Degiovanni. A new way of solving transient radiative-conductive heat transfer problems. *Journal of heat transfer*, 120(4) :943–955, 1998.
- [119] M. Lazard. *Modélisation macroscopique du transfert de chaleur transitoire couplé conduction rayonnement dans un milieu semi-transparent : estimation de paramètres*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, 2000.
- [120] V. Schick, B. Remy, A. Degiovanni, F. Demeurie, J. Meulemans, and P. Lombard. Measurement of thermal conductivity of liquids at high temperature. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 395, page 012078. IOP Publishing, 2012.
- [121] V. Schick, B. Rémy, A. Degiovanni, J. Meulemans, and P. Lombard. Mesure de la conductivité thermique de verre de silice liquide. In *Congrès Français de Thermique SFT*, 2013.
- [122] J.Meulemans, V. Schick, and B. Remy. Estimation des propriétés thermiques et radiatives de liquides à haute température par méthode inverse. In *Congrès Français de Thermique SFT*, 2017.
- [123] M. Niezgoda. *Modélisation du transfert thermique au sein de matériaux poreux multiconstituants*. Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2012.
- [124] M. Lazard, S. André, and D. Maillet. Diffusivity measurement of semi-transparent media : model of the coupled transient heat transfer and experiments on glass, silica glass and zinc selenide. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(3) :477–487, January 2004.

- [125] M. Niezgoda. Modélisation de la méthode flash utilisée pour caractériser la diffusivité thermique e matériaux semi-transparents. Master's thesis, Institut National Polytechnique de Lorraine, 2009.
- [126] M. Niezgoda, D. Rochais, F. Enguehard, P. Echegut, and B. Rousseau. Modeling of time-resolved coupled radiative and conductive heat transfer in multilayer semitransparent materials up to very high temperatures. *Applied Physics Letters*, 99(22) :224101, 2011.
- [127] J. Taine, F. Bellet, V. Leroy, and E. Iacona. Generalized radiative transfer equation for porous medium upscaling : Application to the radiative Fourier law. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(19-20) :4071–4081, September 2010.
- [128] Y. Jannot, A. Degiovanni, and G. Payet. Thermal conductivity measurement of insulating materials with a three layers device. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(5-6) :1105–1111, February 2009.
- [129] F. Bourret, C. Fort, and G. Duffa. Conductivité thermique de mousses cellulaires de carbone : mesures par méthode flash et interprétation. *Revue générale de thermique*, 36(7) :510–519, 1997.
- [130] S. A. Bories and M. A. Combarous. Natural convection in a sloping porous layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 57(01) :63, January 1973.
- [131] J-F. Sacadura. *Initiation aux transferts thermiques*. Technique et documentation, 1978.
- [132] J. Fourier. *Theorie analytique de la chaleur, par M. Fourier*. Chez Firmin Didot, père et fils, 1822.
- [133] R. Siegel and J. R. Howell. *Thermal Radiation Heat Transfer*. Taylor & Francis, fourth edition, 2002.
- [134] M. F. Modest. *Radiative heat transfer*. Academic press, 2013.
- [135] S. Rosseland. Theoretical astrophysics. *Oxford, The Clarendon press, 1936-*, 1936.
- [136] L. Pierrot and L. Pierrot. Accuracy of rosseland approximation in toy models of glass tanks. In *XXth International Congress on Glass, Kyoto Japon*, pages 59–74, 2004.
- [137] K-B. Cheong, K-M. Moon, and T-H. Song. Treatment of radiative transfer in glass melts : validity of rosseland and $p-1$ approximations. *Physics and chemistry of glasses*, 40(1) :26–33, 1999.

- [138] B. Le Corre, A. Collin, L. Soudre-Bau, Y. Meshaka, and G. Jeandel. Glass sagging simulation with improved calculation of radiative heat transfer by the optimized reciprocity Monte Carlo method. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 70 :215–223, March 2014.
- [139] K. H. Lee and R. Viskanta. Two-dimensional combined conduction and radiation heat transfer : comparison of the discrete ordinates method and the diffusion approximation methods. *Numerical Heat Transfer : Part A : Applications*, 39(3) :205–225, 2001.
- [140] J. H. Jeans. Stars, gaseous, radiative transfer of energy. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 78 :28–36, 1917.
- [141] A.C. Ratzel and J. R. Howell. Two-dimensional radiation in absorbing-emitting media using the pn approximation. *Journal of Heat Transfer*, 105(2) :333–340, 1983.
- [142] G. Guilbert. *Etude des caractéristiques optiques de milieux poreux semi-transparents*. Thèse de doctorat, Nancy 1, 1985.
- [143] P. Boulet. *Etude du transfert par rayonnement à travers les milieux fibreux*. Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré-Nancy 1, 1992.
- [144] F. Asllanaj. *Étude et analyse numérique des transferts de chaleur couplés par rayonnement et conduction dans les milieux semi-transparents : application aux milieux fibreux*. Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré-Nancy 1, 2001.
- [145] S. Chandrasekhar. *Radiative transfer*. Courier Corporation, 2013.
- [146] D. J. Hyde and J. S. Truelove. The discrete ordinates approximation for multidimensional radiant heat transfer in furnaces. *AERE R-8502, AERE Harwell, UK*, 1977.
- [147] W. A. Fiveland. A discrete ordinates method for predicting radiative heat transfer in axisymmetric enclosures. *ASME paper*, 82 :1–8, 1982.
- [148] D. Lacroix, G. Parent, F. Asllanaj, and G. Jeandel. Coupled radiative and conductive heat transfer in a non-grey absorbing and emitting semitransparent media under collimated radiation. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 75(5) :589–609, 2002.
- [149] D. Lemonnier. *Méthodes de monte carlo et des ordonnées discrètes*, 1996.
- [150] P.J. Coelho. Bounded skew high-order resolution schemes for the discrete ordinates method. *Journal of Computational physics*, 175(2) :412–437, 2002.
- [151] J. R. Howell. Application of monte carlo to heat transfer problems. In *Advances in heat transfer*, volume 5, pages 1–54. Elsevier, 1969.

- [152] M. Niezgoda, D. Rochais, F. Enguehard, P. Echegut, and B. Rousseau. Modeling of time-resolved coupled radiative and conductive heat transfer in multilayer semitransparent materials up to very high temperatures. *Applied Physics Letters*, 99(22) :224101, November 2011.
- [153] D. Maillet, S. André, J-C. Batsale, A. Degiovanni, and C. Moyne. Solving the heat equation through integral transforms. *J. Wiley*, 2000.
- [154] W. Lick. Transient energy transfer by radiation and conduction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 8(1) :119–127, 1965.
- [155] W. Hadad, V. Schick, and D. Maillet. Caractérisation transitoire d'un échangeur de chaleur à tubes et calandre par identification de ses fonctions de transfert. In *Congrès Français de Thermique SFT*, page 1, XXXX.
- [156] H. Q. Nguyen. *Modélisation et simulation du remplissage de moules verriers : Prise en compte du transfert radiatif*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, 2009.
- [157] I. R. Shokair and G. C. Pomraning. Boundary conditions for differential approximations. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 25(4) :325–337, 1981.
- [158] G. C. Pomraning. Variational boundary conditions for the spherical harmonics approximation to the neutron transport equation. *Annals of Physics*, 27(2) :193–215, 1964.
- [159] R. E. Marshak. Note on the spherical harmonic method as applied to the milne problem for a sphere. *Physical Review*, 71(7) :443, 1947.
- [160] M. P. Mengüç and R. Viskanta. Radiative Transfer in Axisymmetric, Finite Cylindrical Enclosures. *Journal of Heat Transfer*, 108(2) :271, 1986.
- [161] Z. Guo and S. Kumar. Three-Dimensional Discrete Ordinates Method in Transient Radiative Transfer. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 16(3) :289–296, July 2002.
- [162] Y. Dauvois. *Modélisation du transfert thermique couplé conductif et radiatif au sein de milieux fibreux portés à haute température*. Thèse de doctorat, École Centrale Supélec, 2016.
- [163] B. T. Wong and M. P. Mengüç. Comparison of monte carlo techniques to predict the propagation of a collimated beam in participating media. *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals*, 42(2) :119–140, August 2002.
- [164] A. Collin. *Transferts de chaleur couplés rayonnement - conduction - convection. Application à des rideaux d'eau soumis à une intense source radiative*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, 2006.

- [165] H. Kobayashi and H. Iwabuchi. A coupled 1-D atmosphere and 3-D canopy radiative transfer model for canopy reflectance, light environment, and photosynthesis simulation in a heterogeneous landscape. *Remote Sensing of Environment*, 112(1) :173–185, January 2008.
- [166] A. de Lataillade, J-L. Dufresne, M. El Hafi, V. Eymet, and R. Fournier. A net-exchange Monte Carlo approach to radiation in optically thick systems. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 74(5) :563–584, September 2002.
- [167] J-L. Dufresne, R. Fournier, and J-Y. Grandpeix. Méthode de monte-carlo par échanges pour le calcul des bilans radiatifs au sein d’une cavité 2d remplie de gaz. *Comptes Rendus de l’Académie des Sciences-Series IIB-Mechanics-Physics-Chemistry-Astronomy*, 326(1) :33–38, 1998.
- [168] V. Eymet, R. Fournier, S. Blanco, and J-L. Dufresne. A boundary-based net-exchange Monte Carlo method for absorbing and scattering thick media. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 91(1) :27–46, February 2005.
- [169] L. Tessé, F. Dupoirieux, B. Zamuner, and J. Taine. Radiative transfer in real gases using reciprocal and forward Monte Carlo methods and a correlated-k approach. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45(13) :2797–2814, June 2002.
- [170] J. S. A. Green. Division of radiative streams into internal transfer and cooling to space. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 93(397) :371–372, 1967.
- [171] B. Le Corre. *Thermoformage du verre : développement numérique d’un modèle thermomécanique*. Thèse de doctorat, Université de Lorraine, 2014.
- [172] Y. F. Zhang, O. Gicquel, and J. Taine. Optimized Emission-based Reciprocity Monte Carlo Method to speed up computation in complex systems. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55(25-26) :8172–8177, December 2012.
- [173] F. Dupoirieux, L. Tessé, S. Avila, and J. Taine. An optimized reciprocity Monte Carlo method for the calculation of radiative transfer in media of various optical thicknesses. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(7-8) :1310–1319, April 2006.
- [174] R. Viskanta and R. J. Grosh. Heat transfer by simultaneous conduction and radiation in an absorbing medium. *Journal of Heat Transfer*, 84(1) :63–72, 1962.
- [175] M. M. Razzaque, J. R. Howell, and D. E. Klein. Coupled Radiative and Conductive Heat Transfer in a Two-Dimensional Rectangular Enclosure With Gray Participating Media Using Finite Elements. *Journal of Heat Transfer*, 106(3) :613, 1984.

- [176] K-H. Wu and C-Y. Wu. Transient two-dimensional radiative and conductive heat transfer in an axisymmetric medium. *Heat and mass transfer*, 33(4) :327–331, 1998.
- [177] S. C. Mishra and H. K. Roy. Solving transient conduction and radiation heat transfer problems using the lattice Boltzmann method and the finite volume method. *Journal of Computational Physics*, 223(1) :89–107, April 2007.
- [178] W. W. Yuen and E. E. Takara. Analysis of combined conductive-radiative heat transfer in a two-dimensional rectangular enclosure with a gray medium. *Journal of heat transfer*, 110(2) :468–474, 1988.
- [179] D. R. Rousse, G. Gautier, and J-F. Sacadura. Numerical predictions of two-dimensional conduction, convection, and radiation heat transfer. II. Validation. *International Journal of Thermal Sciences*, 39(3) :332–353, March 2000.
- [180] S. C. Mishra, A. Lankadasu, and K. N. Beronov. Application of the lattice Boltzmann method for solving the energy equation of a 2-D transient conduction–radiation problem. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(17) :3648–3659, August 2005.
- [181] F. Asllanaj, G. Parent, and G. Jeandel. Transient Radiation and Conduction Heat Transfer in a Gray Absorbing-Emitting Medium Applied on Two-Dimensional Complex-Shaped Domains. *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals*, 52(2) :179–200, June 2007.
- [182] M. Sakami, A. Charette, and V. Le Dez. Application of the discrete ordinates method to combined conductive and radiative heat transfer in a two-dimensional complex geometry. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 56(4) :517–533, October 1996.
- [183] J. Meulemans. *Caractérisation des propriétés thermiques de liquides semi-transparents à haute température : application aux liquides silicatés*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, 2018.
- [184] H. Ohta, G. Ogura, Y. Waseda, and M. Suzuki. Thermal diffusivity measurements of molten salts using a three-layered cell by the laser flash method. *Review of scientific instruments*, 61(10) :2645–2649, 1990.
- [185] S. Refahi. *Développement d'un code de transfert radiatif et de son couplage avec un code LES*. Thèse de doctorat, École Centrale Paris, 2013.
- [186] D. Maillet. *Problèmes inverses en diffusion thermique*. Ed. Techniques Ingénieur, 2010.
- [187] J. V. Beck and K. J. Arnold. *Parameter estimation in engineering and science*. James Beck, 1977.

-
- [188] Y. Bard. *Nonlinear parameter estimation*. Academic press, 1974.
- [189] M. N. Ozisik, H. R. B. Orlande, and A. J. Kassab. Inverse heat transfer : fundamentals and applications. *Applied Mechanics Reviews*, 55 :B18, 2002.
- [190] K. Levenberg. A method for the solution of certain non-linear problems in least squares. *Quarterly of Applied Mathematics*, 2(2) :164–168, July 1944.
- [191] E. Sober. *Reconstructing the past : Parsimony, evolution, and inference*. Mit Press, 1991.
- [192] W. Martienssen and H. Warlimont. *Springer handbook of condensed matter and materials data*. Springer Science & Business Media, 2006.
- [193] S. A. Bahrani, Y. Jannot, and A. Degiovanni. Extension and optimization of a three-layer method for the estimation of thermal conductivity of super-insulating materials. *Journal of Applied Physics*, 116(14) :143509, October 2014.
- [194] W. Chen, C. Zou, and X. Li. An investigation into the thermophysical and optical properties of SiC/ionic liquid nanofluid for direct absorption solar collector. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 163 :157–163, April 2017.
- [195] R. Morrell. *Handbook of properties of technical and engineering ceramics*. Hmsco, 1987.
- [196] A. K. Collins, M. A. Pickering, and R. L. Taylor. Grain size dependence of the thermal conductivity of polycrystalline chemical vapor deposited β -sic at low temperatures. *Journal of applied physics*, 68(12) :6510–6512, 1990.
- [197] A. Degiovanni. *Conductivité et diffusivité thermique des solides*. Ed. Techniques Ingénieur, 1994.
- [198] L. L. Snead, T. Nozawa, Y. Katoh, T-S. Byun, S. Kondo, and D. A. Petti. Handbook of sic properties for fuel performance modeling. *Journal of nuclear materials*, 371(1-3) :329–377, 2007.
- [199] M. Rohde. Reduction of the thermal conductivity of sic by radiation damage. *Journal of nuclear materials*, 182 :87–92, 1991.
- [200] R. J. Price. Thermal conductivity of neutron-irradiated pyrolytic β -silicon carbide. *Journal of Nuclear Materials*, 46(3) :268–272, 1973.
- [201] W. E. Lorensen and H. E. Cline. Marching cubes : A high resolution 3d surface construction algorithm. In *ACM siggraph computer graphics*, volume 21, pages 163–169. ACM, 1987.

- [202] L. Vincent and P. Soille. Watersheds in digital spaces : an efficient algorithm based on immersion simulations. *IEEE Transactions on Pattern Analysis & Machine Intelligence*, (6) :583–598, 1991.
- [203] J. Vicente, F. Topin, and J-V. Daurelle. Open celled material structural properties measurement : from morphology to transport properties. *Materials transactions*, 47(9) :2195–2202, 2006.
- [204] J. Vicente, J.V. Daurelle, F. Topin, and L. Tadrist. Structural properties measurement : A morphological tool for transport properties determination 4th int. In *Conf. on Porous Metals and Metal Foaming Technology, Kyoto, Japan*, 2005.
- [205] H. Bal, Y. Jannot, N. Quenette, A. Chenu, and S. Gaye. Water content dependence of the porosity, density and thermal capacity of laterite based bricks with millet waste additive. *Construction and Building Materials*, 31 :144–150, June 2012.
- [206] M. Boivineau, C. Cagran, D. Doytier, V. V. Eyraud, M-H. Nadal, B. Wilthan, and G. Pottlacher. Thermophysical properties of solid and liquid ti-6al-4v (ta6v) alloy. *International journal of thermophysics*, 27(2) :507–529, 2006.
- [207] J. E. Stewart and J. C. Richmond. Infrared emission spectrum of silicon carbide heating elements. *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, 59(6), 1957.
- [208] M. Sun and I. K. Lloyd. Emissivity of silicon carbide composites as a function of temperature and microstructure. *MRS Online Proceedings Library Archive*, 410, 1995.
- [209] G. Neuer and G. Jaroma-Weiland. Spectral and total emissivity of high-temperature materials. *International Journal of Thermophysics*, 19(3) :917–929, 1998.
- [210] J. J. P. Elich and J. A. Wieringa. Temperature effects influencing the spectral and total emissivity of refractories. *Experimental thermal and fluid science*, 10(3) :318–326, 1995.
- [211] Y. Zhang, J. Dai, X. Lu, and Y. Wu. Effects of temperature on the spectral emissivity of c/sic composites. *Ceramics–Silikáty*, 60(2) :152–155, 2016.
- [212] S. Cunsolo. Modélisation des propriétés radiatives de mousses à pores ouverts irrégulières. In *Congrès Français de Thermique SFT*, page 8, 2016.
- [213] S. Guévelou, B. Rousseau, G. Domingues, J. Vicente, and C. Caliot. Representative elementary volumes required to characterize the normal spectral emittance of silicon carbide foams used as volumetric solar absorbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 93 :118–129, February 2016.

- [214] S. Cunsolo, R. Coquard, D. Baillis, and N. Bianco. Radiative properties modeling of open cell solid foam : Review and new analytical law. *International Journal of Thermal Sciences*, 104 :122–134, June 2016.
- [215] M. Zarrouati, F. Enguehard, and J. Taine. Caractérisation radiative de milieux poreux par une méthode stochastique. In *Congrès Français de Thermique SFT*, page 8, 2013.
- [216] J. Taine, F. Bellet, V. Leroy, and E. Iacona. Generalized radiative transfer equation for porous medium upscaling : Application to the radiative Fourier law. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(19-20) :4071–4081, September 2010.
- [217] Y. Dauvois. *Modélisation du transfert thermique couplé conductif et radiatif au sein de milieux fibreux portés à haute température*. Thèse de doctorat, École Centrale Supélec, 2016.
- [218] R. Coquard and D. Baillis. Radiative characteristics of opaque spherical particles beds : a new method of prediction. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 18(2) :178–186, 2004.
- [219] A. Cherki, B. Remy, A. Khabbazi, Y. Jannot, and D. Baillis. Experimental thermal properties characterization of insulating cork–gypsum composite. *Construction and Building Materials*, 54 :202–209, March 2014.
- [220] J-C. Michel, H. Moulinec, and P. Suquet. Effective properties of composite materials with periodic microstructure : a computational approach. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 172(1-4) :109–143, 1999.
- [221] V. Monchiet and G. Bonnet. A polarization-based fft iterative scheme for computing the effective properties of elastic composites with arbitrary contrast. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 89(11) :1419–1436, 2012.
- [222] F. Willot, L. Gillibert, and D. Jeulin. Microstructure-induced hotspots in the thermal and elastic responses of granular media. *International Journal of Solids and Structures*, 50(10) :1699–1709, 2013.
- [223] H. Poltz and R. Jugel. The thermal conductivity of liquids—iv : Temperature dependence of thermal conductivity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 10(8) :1075–1088, 1967.
- [224] A. Tariq and M. Asif. Experimental investigation of thermal contact conductance for nominally flat metallic contact. *Heat and Mass Transfer*, 52(2) :291–307, February 2016.

- [225] S. Haussener, P. Coray, W. Lipiński, P. Wyss, and A. Steinfeld. Tomography-Based Heat and Mass Transfer Characterization of Reticulate Porous Ceramics for High-Temperature Processing. *Journal of Heat Transfer*, 132(2) :023305, 2010.
- [226] H. Gomart and J. Taine. Validity criterion of the radiative Fourier law for an absorbing and scattering medium. *Physical Review E*, 83(2), February 2011.
- [227] P. Fanelli, A. Evangelisti, P. Salvini, and F. Vivio. Modelling and characterization of structural behaviour of al open-cell foams. *Materials & Design*, 114 :167–175, 2017.
- [228] Y. Jobic, P. Kumar, F. Topin, and R. Occelli. Transport properties of solid foams having circular strut cross section using pore scale numerical simulations. *Heat and Mass Transfer*, 54(8) :2351–2370, 2018.
- [229] Ll. M. Evans, L. Margetts, P.D. Lee, C.A.M. Butler, and E. Surrey. Image based in silico characterisation of the effective thermal properties of a graphite foam. *Carbon*, 143 :542–558, 2019.
- [230] M. Roger. *Modèles de sensibilité dans le cadre de la méthode de Monte-Carlo : illustrations en transfert radiatif*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2006.
- [231] L. Rayleigh. On james bernoulli's theorems in probabilities. *Phil. Mag*, 47 :246–251, 1899.
- [232] A. Haji-Sheikh and E. M. Sparrow. The Solution of Heat Conduction Problems by Probability Methods. *Journal of Heat Transfer*, 89(2) :121, 1967.
- [233] A. Haji-Sheikh and E. M. Sparrow. The Floating Random Walk and Its Application to Monte Carlo Solutions of Heat Equations. *SIAM Journal on Applied Mathematics*, 14(2) :370–389, March 1966.
- [234] N. Bouleau. *Processus stochastiques et applications*. Hermann Paris, 1988.
- [235] J. G. Kemeny and J. L. Snell. *Markov Chains*. Springer-Verlag, New York, 1976.
- [236] W. Kinzelbach and G. Uffink. The random walk method and extensions in groundwater modelling. In *Transport processes in porous media*, pages 761–787. Springer, 1991.
- [237] G. L. Vignoles. Un outil numérique basé sur des marches aléatoires hybrides pour simuler le transfert thermique couplé rayonnement/conduction dans les matériaux poreux. In *Congrès français de mécanique*. AFM, Maison de la Mécanique, 39/41 rue Louis Blanc, 92400 Courbevoie, France . . . , 2013.

-
- [238] R. Fournier, S. Blanco, V. Eymet, M. El Hafi, and C. Spiesser. Radiative, conductive and convective heat-transfers in a single Monte Carlo algorithm. *Journal of Physics : Conference Series*, 676 :012007, January 2016.
- [239] C. Caliot, S. Blanco, C. Coustet, M. El Hafi, V. Eymet, R. Fournier, and B. Piaud. Combined conductive-radiative heat transfer in complex geometry using the monte carlo method. In *CTRMP VI*, page 8, 2018.
- [240] A. Liu and B. Joe. Relationship between tetrahedron shape measures. *BIT Numerical Mathematics*, 34(2) :268–287, 1994.
- [241] A. Einstein. *Investigations on the Theory of the Brownian Movement*. Courier Corporation, 1956.
- [242] M. Sozen and K. Vafai. Longitudinal heat dispersion in porous beds with real-gas flow. *Journal of thermophysics and heat transfer*, 7(1) :153–157, 1993.
- [243] J. Levec and R. G. Carbonell. Longitudinal and lateral thermal dispersion in packed beds. part i : Theory. *AIChE Journal*, 31(4) :581–590, 1985.
- [244] B. Fiers. *Transfert de chaleur en proche paroi en dispersion dans un milieu poreux granulaire. Application aux réacteurs en lits parcourus par un fluide gazeux*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, 2009.
- [245] T. Metzger. *Dispersion thermique en milieux poreux : caractérisation expérimentale par technique inverse*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, 2002.
- [246] A. Testu. *Dispersion thermique dans des milieux granulaires : caractérisation à coeur et en proche paroi*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, 2005.
- [247] C. Hutter, A. Zenklusen, R. Lang, and Ph. R. von Rohr. Axial dispersion in metal foams and streamwise-periodic porous media. *Chemical engineering science*, 66(6) :1132–1141, 2011.
- [248] H. P. G. Darcy. *Les Fontaines publiques de la ville de Dijon. Exposition et application des principes à suivre et des formules à employer dans les questions de distribution d'eau, etc*. V. Dalamont, 1856.
- [249] G. Schneebeli. Expériences sur la limite de validité de la loi de darcy et l'apparition de la turbulence dans un écoulement de filtration. *La Houille Blanche*, (2) :141–149, 1955.
- [250] M. Kaviany. Laminar flow through a porous channel bounded by isothermal parallel plates. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 28(4) :851–858, 1985.

- [251] J. T. Hong, C. L. Tien, and M. Kaviany. Non-darcian effects on vertical-plate natural convection in porous media with high porosities. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 28(11) :2149–2157, 1985.
- [252] P. Cheng and D. Vortmeyer. Transverse thermal dispersion and wall channelling in a packed bed with forced convective flow. *Chemical engineering science*, 43(9) :2523–2532, 1988.
- [253] S. Ergun. Fluid flow through packed columns. *Chem. Eng. Prog.*, 48 :89–94, 1952.
- [254] N. L. Nguyen, V. Van Buren, A. Von Garnier, E. H. Hardy, and R. Reimert. Application of magnetic resonance imaging (mri) for investigation of fluid dynamics in trickle bed reactors and of droplet separation kinetics in packed beds. *Chemical engineering science*, 60(22) :6289–6297, 2005.
- [255] B. D. Wood, F. Cherblanc, M. Quintard, and S. Whitaker. Volume averaging for determining the effective dispersion tensor : Closure using periodic unit cells and comparison with ensemble averaging. *Water resources research*, 39(8), 2003.
- [256] F. Zanotti and R. G. Carbonell. Development of transport equations for multiphase system—i : General development for two phase system. *Chemical Engineering Science*, 39(2) :263–278, 1984.
- [257] C. Moyne, S. Didierjean, H. P. A. Souto, and O. T. Da Silveira. Thermal dispersion in porous media : one-equation model. *International journal of heat and mass transfer*, 43(20) :3853–3867, 2000.
- [258] T. Truong Huu, R. Philippe, P. Nguyen, D. Edouard, and D. Schweich. Radial dispersion in liquid upflow through solid sic foams. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 50(8) :4329–4334, 2011.
- [259] M. F. Edwards and J. F. Richardson. Gas dispersion in packed beds. *Chemical Engineering Science*, 23(2) :109–123, 1968.

Résumé : Caractérisation des propriétés thermophysiques de mousses céramiques à haute température

Depuis la fin du vingtième siècle, la recherche et le développement s'intéresse de plus en plus à l'utilisation des mousses céramiques solides pour une myriade d'applications hautes températures en raison d'avantageuses propriétés thermiques, mécaniques, chimiques ou optiques. Dans un contexte énergétique mondial qui tend vers une réduction de la consommation d'énergies fossiles et d'émissions de gaz à effet de serre, elles apparaissent comme une solution prometteuse par leur capacité à absorber, récupérer et convertir un flux radiatif important. Elles font notamment l'objet d'un intérêt grandissant dans le domaine du solaire thermique tandis que le LEMTA s'intéresse à ces matériaux comme récupérateur des chaleurs fatales liés aux procédés industriels à haute température (verrerie, cimenterie, métallurgie...). Cependant, certaines études ont montré que l'amélioration des systèmes actuels et futurs passe nécessairement par une meilleure compréhension du lien entre les propriétés structurales/thermiques/optiques associées à ces milieux hétérogènes (géométrie, porosité, diamètre de pores, conductivité, émissivité...) et les transferts de chaleur. Les objectifs de ce travail sont de fournir des outils de modélisation et de caractérisation pertinents qui permettent la description des transferts thermiques conductif, convectif (forcé) et radiatif. Trois méthodes de caractérisations proposées et sont détaillées dans ce manuscrit.

1. Dans le cas de transferts conducto-radiatif, la principale difficulté réside dans la capacité à séparer la contribution de chaque mode de transfert de chaleur. Afin de dépasser ces limites, une méthode transitoire sur le principe de la méthode flash a été utilisée. La mousse céramique, placée entre deux semelles céramiques puis au centre d'un four tubulaire, subit une excitation thermique tandis que l'élévation thermique est mesurée sur la face opposée à cette dernière. En parallèle, un modèle direct résolvant l'Équation de la Chaleur par la méthode des Volumes Finis et l'Équation du Transfert Radiatif par une méthode de Monte Carlo réciproque optimisée a été implémentée. Cette dernière permet, tout en conservant des temps de calcul raisonnable, de résoudre plus finement les transferts par rayonnement par comparaison avec les méthodes utilisées habituellement. Une estimation simultanée d'une conductivité phonique équivalente et d'une épaisseur optique équivalente a été réalisée sur une grande variété de mousses structurées et stochastiques composées de SiC ou de SiSiC jusqu'à 800°C. Par comparaison avec des modèles simplifiés comme celui de Rosseland, cette étude permet de mieux appréhender la validité de l'approximation de la diffusion et d'orienter le choix de la modélisation et des paramètres à utiliser.

2. Une autre difficulté réside dans la capacité à résoudre numériquement un problème couplé directement sur la géométrie hétérogène 3D du milieu poreux. Une méthode de Monte Carlo permettant la résolution des deux modes de transfert en un seul algorithme a été étudiée. La méthode flash a été réalisée grâce à cette dernière de façon entièrement numérique. Elle permet une obtention plus rapide de la solution avec l'augmentation des transferts par rayonnement. La procédure proposée a permis l'estimation des propriétés équivalentes de mousses structurées (cellules de Kelvin).

3. Une méthode de caractérisation des coefficients de dispersion thermique axial et radial a été développée. Le banc expérimental est composé de 5 sections de 20 cm de mousses SiC séparées par des brides assurant la mesure de la température. Un écoulement d'air chaud est appliqué sur le milieu poreux à l'équilibre avec la température ambiante. En parallèle, un modèle à une température permet une résolution 2D axisymétrique et multicouche du problème thermique. L'application d'un algorithme d'inversion permet l'estimation des deux coefficients pour différentes vitesses d'écoulement.

Mots clés : mousses céramiques, milieux poreux, récupération de chaleur, transferts thermiques couplés, caractérisation thermique, propriétés radiatives, dispersion thermique, milieu semi-transparent, méthode flash, méthode des volumes finis, méthode de Monte Carlo, haute température, méthodes inverses, métrologie

Abstract : Characterization of the thermophysical properties of ceramic foams at high temperature

Since the end of the twentieth century, research and development has increasingly focused on the use of solid ceramic foams for a myriad of high-temperature applications because of their advantageous thermal, mechanical, chemical or optical properties. In a global energy context that is tending to reduce the consumption of fossil fuels and greenhouse gas emissions, they appear to be a promising solution due to their ability to absorb, recover and convert a large radiative flux. In particular, they are the subject of growing interest in the field of solar thermal energy, while LEMTA is interested in these materials as a recover of fatal heat present in high-temperature industrial processes (glassware, cement, metallurgy, etc.). However, some studies have shown that improving current and future systems requires a better understanding of the relationship between the structural/thermal/optical properties associated with these heterogeneous media (geometry, porosity, pore diameter, conductivity, emissivity, etc.) and heat transfers. The objectives of this work are to provide relevant modelling and characterization tools that allow the description of conductive, convective (forced) and radiative heat transfers. Three characterization methods are studied and detailed in this manuscript.

1. In the case of conductive and radiative transfer, the main difficulty lies in the ability to separate the contribution of each heat transfer mode. In order to exceed these limits, a transitional method based on the principle of the flash method was used. The ceramic foam, placed between two ceramic soleplates and in the centre of a tubular furnace, is thermally excited while the thermal elevation is measured on the side opposite the latter. In parallel, a direct model resolving the Energy Balance Equation by the Finite Volume Method while the Radiative Transfer Equation by an optimized reciprocal Monte Carlo method was implemented. The latter method allows, while maintaining reasonable calculation time, to solve radiation transfers more generally than the method usually used. A simultaneous identification of equivalent phononic conductivity and optical thickness was performed on a wide variety of structured and stochastic foams composed of SiC or SiSiC up to 800 °C. Compared to simplified models such as Rosseland's, this study provides a better understanding of the validity of the diffusion approximation and guides the choice of modeling and parameters to be used.

2. Another difficulty lies in the ability to numerically solve a coupled problem directly on the 3D heterogeneous geometry of the porous medium. A Monte Carlo method allowing the resolution of both transfer modes in a single algorithm has been employed. The flash method was performed thanks to the latter in an entirely numerical manner. It allows the solution to be obtained quickly with the increase in radiation transfer. The proposed procedure allowed the identification of the equivalent properties of structured foams (Kelvin's cells).

3. A method for characterizing axial and radial thermal dispersion coefficients has been implemented. the experimental bench is composed of 5 sections of 20 cm SiC foams separated by flanges for temperature measurement. A hot air flow is applied to the porous medium at equilibrium with the ambient temperature. In parallel, a one-temperature model allows a 2D axisymmetric and multilayer resolution of the thermal problem. The application of an inversion algorithm allows the estimation of the two coefficients for different flow rates.

Keywords : ceramic foams, porous media, heat recovery, coupled heat transfers, thermal characterization, radiative properties, thermal dispersion, semi-transparent medium, flash method, finite volume method, Monte Carlo method, high temperature, inverse methods, metrology