



Absorbeur solaire volumique haute température à propriétés optiques contrôlées

Sebastien Mey

► **To cite this version:**

Sebastien Mey. Absorbeur solaire volumique haute température à propriétés optiques contrôlées. Thermique [physics.class-ph]. Université de Perpignan, 2016. Français. <NNT : 2016PERP0014>. <tel-01361898>

HAL Id: tel-01361898

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01361898>

Submitted on 7 Sep 2016

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de
Docteur

Délivrée par
UNIVERSITÉ DE PERPIGNAN VIA DOMITIA

Préparée au sein de l'école doctorale 305
ÉNERGIE et ENVIRONNEMENT

Et de l'unité de recherche
CNRS-PROMES UPR 8521

Spécialité
PHYSIQUE

Présentée par
Sébastien MEY-CLOUTIER

ABSORBEUR SOLAIRE VOLUMIQUE HAUTE TEMPÉRATURE À PROPRIÉTÉS OPTIQUES CONTRÔLÉES

Soutenue le Lundi 9 Mai 2016, devant le jury composé de

Mme EL HAFI Mouna, Maître-Assistante HDR, Mines-Albi	Rapporteur
M GUIBERT Philippe, Professeur, Université Pierre et Marie Curie	Rapporteur
M BOULET Pascal, Professeur, Université de Lorraine	Examineur
M ROUSSEAU Benoit, Chargé de Recherche HDR, Polytech Nantes	Examineur
M FLAMANT Gilles, Directeur de Recherche, CNRS-PROMES (UPR 8521)	Directeur de thèse
M CALIOT Cyril, Chargé de Recherche HDR, CNRS-PROMES (UPR 8521)	Co-Directeur

REMERCIEMENTS

Avant toute chose, je souhaiterai remercier de nombreuses personnes pour leurs contributions, de proche comme de loin, directe ou indirecte, à ces travaux et ces 3 ans & 9 mois passés en Cerdagne.

Merci à :

- Cyril, pour l'encadrement durant cette thèse ;
- Gilles, pour l'accueil au sein du laboratoire PROMES-Odeillo et l'encadrement ;
- Roger, Emmanuel, Nicolas et Régis pour leur aide à la conception/réalisation de l'expérience ;
- Mouna et Philippe, pour avoir été rapporteurs du manuscrit ;
- Pascal et Benoit, pour avoir été examinateur lors de la défense ;
- Régis et Mouna, pour avoir été membres du CST ;
- Benoit, Simon, Pascal, Jessica, Nelly et Charlotte, pour la collaboration ANR-OPTISOL ;
- Abraham et Yonatan, pour la collaboration franco-israélienne ;
- Mouna et Jean-Jacques, pour m'avoir orienté vers ce sujet de thèse ;
- Sylvie, Jocelyne, Christelle et Aurore, pour les démarches administratives en tout genre ;
- Didier et Renée, pour les (très !) bons « petits » plats ;
- L'ensemble du personnel du laboratoire pour l'accueil chaleureux entre les murs du Grand Four Solaire d'Odeillo.

Pensées spéciales à Hélène « *L'N* », Stéphanie « *Ninie* », Maxime « *Maxou* », Pauline « *Pô* », Patrice « *Patou* », Florent « *Flo Corse* », David, Tarak, Nicolas, Mathieu, Laurie, Morgane, Florent, Cédric, Hadrien, Inma, ... pour les cartes, pour les repas tous ensemble, pour les soirées au Dahu et au Maillol, pour les virées à Puigcerdà, pour les vacances et les Nouvel-An passés ensemble, pour les sorties au cinéma, pour les après-midi jeux, pour les ballades, pour les bowlings, pour les thés chez Aude, pour... Il y en a tellement à dire !

Enfin, un immense merci à mes parents, Claudette & Christian, pour leur INDÉFECTIBLE et INÉBRANLABLE soutien !!

À vous tous et du fond du cœur, MERCI.

SOMMAIRE GÉNÉRAL

Chapitre 1 : Introduction, Contextes & objectifs	1
1. Contexte énergétiques	9
1.1 Mix énergétique mondial	9
1.2 Quid de l'électricité solaire.....	10
2. Utiliser l'énergie solaire.....	11
2.1 Le gisement solaire.....	11
2.2 Les technologies solaires.....	12
3. Focus sur les récepteurs volumiques	16
3.1 Historique des récepteurs poreux.....	16
3.2 Les travaux remarquables	18
3.3 Recommandations.....	19
4. Le projet ANR-OPTISOL.....	20
4.1 Fiche-projet de l'ANR	20
4.2 Résumé du projet	20
4.3 Enjeux et objectifs	21
4.4 Programme scientifique	21
4.5 Perspectives.....	22
Chapitre 2 : Caractérisation expérimentale des performances thermosolaires de mousses céramiques utilisées comme absorbeur volumique solaire haute température	31
1. Conception du banc d'essais	39
1.1 Poste expérimental	39
1.2 Dispositif expérimental	39
1.3 Mesures physiques réalisées sur les échantillons.....	42
2. Caractérisation du banc d'essais	44
2.1 Puissance solaire normalisée	44
2.2 Distribution en densité de flux	44
3. Caractérisation de mousses céramiques.....	47
3.1 Absorbeurs testés.....	47
3.2 Résultats et performances	48
3.3 Analyse des résultats.....	49
3.4 Comparaison aux travaux passés	50
Chapitre 3 : Modélisation et simulation des transferts couplés et de l'écoulement dans un milieu poreux soumis à un flux solaire concentré	57
1. Etablissements des équations	65
1.1 Méthode des moyennes volumiques	65
1.2 Transferts radiatifs	67
2. Modèles de propriétés thermophysiques et thermoradiatives	69
2.1 Propriétés géométriques.....	69
2.2 Conduction thermique	70
2.3 Echange par convection	70
2.4 Propriétés radiatives	71
2.5 Propriétés d'écoulement – chute de pression	72

2.6	Propriétés thermophysiques du fluide.....	73
3.	Méthodes numériques de résolution.....	74
3.1	Convention et notations.....	74
3.2	Schémas de discrétisation.....	74
3.3	Equations discrétisées.....	75
3.4	Discrétisation du domaine spectral.....	76
4.	Méthodes numériques de résolution.....	79
4.1	Méthodes de résolution.....	79
4.2	Convergence.....	80
5.	Traitement des conditions aux frontières.....	82
5.1	Pas spatial.....	82
5.2	Principe de la « Pseudo-Surface ».....	82
5.3	Conditions aux frontières sur l'écoulement.....	83
5.4	Conditions aux frontières sur l'énergie.....	83
5.5	Conditions aux frontières sur les transferts radiatifs.....	85
5.6	Avantages et nécessité de la pseudo-surface.....	88
6.	Post-traitement des résultats numériques.....	89
6.1	Flux et bilans d'énergie globaux.....	89
6.2	Termes sources et bilans d'énergie locaux.....	91
7.	Validation expérimentale du code de calcul.....	94
7.1	Chute de pression.....	94
7.2	Performances thermosolaires.....	95
Chapitre 4 : Optimisation numérique des propriétés géométriques de mousses céramiques.....		107
1.	Optimisation par Essaims de Particules.....	115
1.1	Principe de l'algorithme.....	115
1.2	Equation du mouvement.....	115
1.3	Paramétrage de l'algorithme.....	116
1.4	Sortie du domaine.....	118
1.5	Convergence.....	119
1.6	Schéma de calcul.....	120
1.7	Avantages et inconvénients.....	120
2.	Résultats d'optimisation.....	122
2.1	Cas d'études.....	122
2.2	Résultats des calculs.....	122
3.	Analyse numérique et sensibilités.....	126
3.1	Calcul des sensibilités.....	126
3.2	Sensibilités calculées à 85% de porosité et 4PPI.....	126
Conclusion générale.....		133
Liste des Figures.....		137
Liste des Tableaux.....		139
Annexes.....		141

CHAPITRE 1

INTRODUCTION, CONTEXTES & OBJECTIFS

Sommaire

Nomenclature	5
Introduction	7
1. Contexte énergétiques	9
1.1 Mix énergétique mondial	9
1.2 Quid de l'électricité solaire.....	10
2. Utiliser l'énergie solaire	11
2.1 Le gisement solaire.....	11
2.1.1 Répartition au sol.....	11
2.1.2 Intermittence de la source solaire	12
2.1.3 Dilution de l'énergie solaire	12
2.2 Les technologies solaires.....	12
2.2.1 Fonctionnement d'une tour solaire	13
2.2.2 Les récepteurs.....	14
2.2.3 L'Effet Volumique	15
3. Focus sur les récepteurs volumiques	16
3.1 Historique des récepteurs poreux.....	16
3.2 Les travaux remarquables	18
3.3 Recommandations.....	19
4. Le projet ANR-OPTISOL	20
4.1 Fiche-projet de l'ANR	20
4.2 Résumé du projet	20
4.3 Enjeux et objectifs	21
4.4 Programme scientifique	21
4.5 Perspectives.....	22
Conclusion	23
Références	25

Nomenclature

Symboles latins :

d	Distance [m]
E	Energie [J]
F	Densité de flux [W/m^2]
R	Rayon [m]
T	Température [K]

Symboles grecques :

φ	Densité de flux moyennée [W/m^2]
σ	Constante de Stefan-Boltzmann $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$

Indices

f, out	Relatif au fluide en sortie
s, in	Relatif au solide en entrée
sol	Relatif au Soleil
T	Relatif à la Terre

Acronymes & abréviations

CC	Cycles Combinés
CSP	Concentration Solar Power
DNI	Direct Normal Irradiation
LCOE	Levelized Cost Of Energy
PPI	Densité de pores ; Pores Per Inch
PV	Photovoltaïque

Introduction

Dans ce premier chapitre, nous allons installer le contexte dans lequel s'inscrit cette thèse ainsi que ses objectifs. En partant du mix énergétique mondial et de la part occupée par les contributions solaires, nous détaillerons les différents problèmes et avantages que représente cette source d'énergie, ainsi que les technologies existantes.

Parmi celles-ci, les « tours solaires » apparaissent comme la technologie la plus prometteuse. Avec pour ambition d'améliorer les rendements de conversion et donc la production d'électricité par voie solaire, les récepteurs volumiques sont étudiés afin de proposer une alternative aux technologies actuelles utilisées dans les tours solaires, car ce nouveau type de récepteur promet de meilleures performances grâce à l'« effet volumique ».

Enfin, nous terminerons par un historique des travaux réalisés concernant les récepteurs volumiques, et plus spécifiquement les récepteurs volumiques poreux en mousses céramiques à pores ouverts. Puis, nous expliciterons le projet ANR « OPTISOL » dans lequel s'inscrivent les travaux de cette thèse.

1. Contexte énergétiques

1.1 Mix énergétique mondial

Depuis les périodes d'industrialisation des XIX^{ème} et XX^{ème} siècles, l'Homme n'a eu de cesse d'exploiter les ressources naturelles mises à disposition par la planète Terre afin de produire de plus en plus d'énergie. En prenant les chiffres de 2012 (rapport IEA), l'humanité a produit 155 505 TWh d'énergie primaire (Figure 1.1) tout en rejetant 31 734 MtéqCO₂ de gaz à effet de serre dans l'atmosphère, participant ainsi aux changements climatiques.

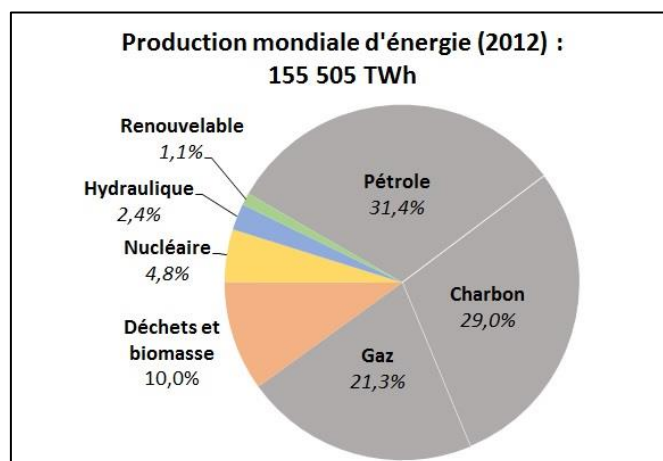


Figure 1.1. Production mondiale d'énergie primaire en 2012.

Sur le total d'énergie primaire produite dans le monde (Rapport IEA), seule une partie sera destinée à être convertie en électricité pour produire 22 668 TWh. En se focalisant sur les sources de production de l'électricité (Figure 1.2), on remarque qu'une bonne partie provient de sources fossiles alors que les énergies renouvelables (hydraulique, biomasse, solaire, éolien, géothermie, énergie marine) n'occupe qu'une part relativement faible.

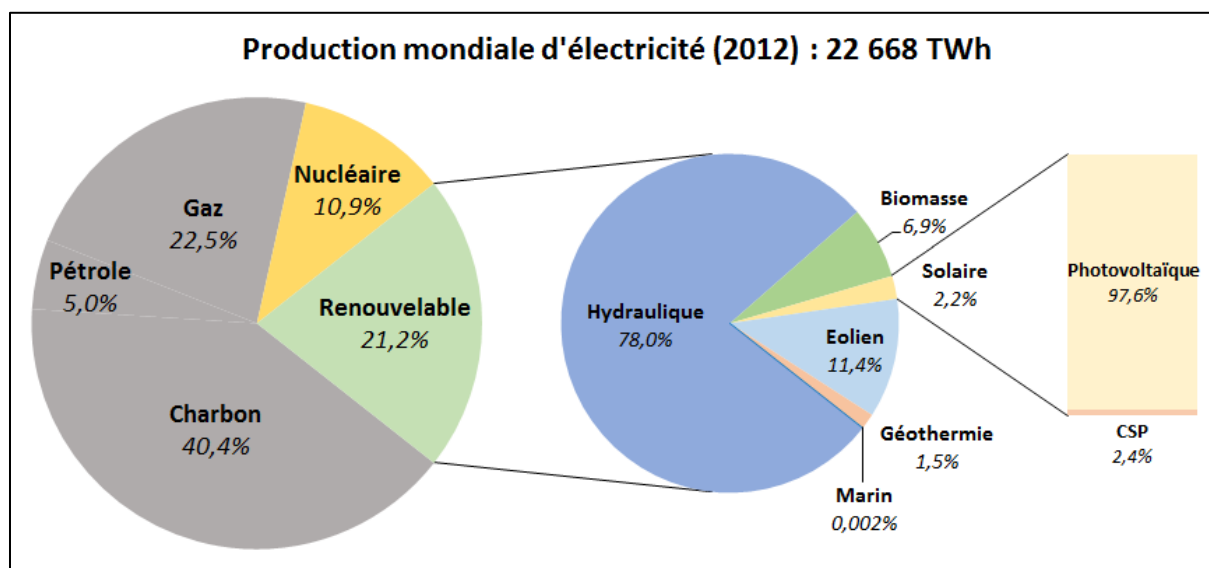


Figure 1.2. Production mondiale d'électricité en 2012 et parts du renouvelable.

1.2 Quid de l'électricité solaire

Maintenant, observons plus en détails les apports de l'énergie solaire en termes de production d'électricité (rapport Observ'ER). Nous venons de voir qu'ils représentent 2,2% des sources d'énergies renouvelables, et ont produit 113,3 TWh d'électricité en 2012 (soit 0,5% de la production mondiale électrique). Cette électricité provient de deux sources (Figure 1.2) : le photovoltaïque (PV), qui met en œuvre une conversion directe de l'énergie solaire en électricité, et le solaire thermodynamique à concentration, qui utilise un cycle thermodynamique et un alternateur pour produire de l'électricité.

D'un point de vue commercial, le développement des technologies solaires de production électrique a permis d'abaisser les coûts à un niveau compétitif avec les énergies conventionnelles (rapport LAZARD). Ainsi, le coût du MWh électrique (LCOE) d'origine photovoltaïque est devenu aussi intéressant que celui produit à partir du charbon ; quant au solaire thermodynamique, il rivalise désormais avec le nucléaire (Figure 1.3).

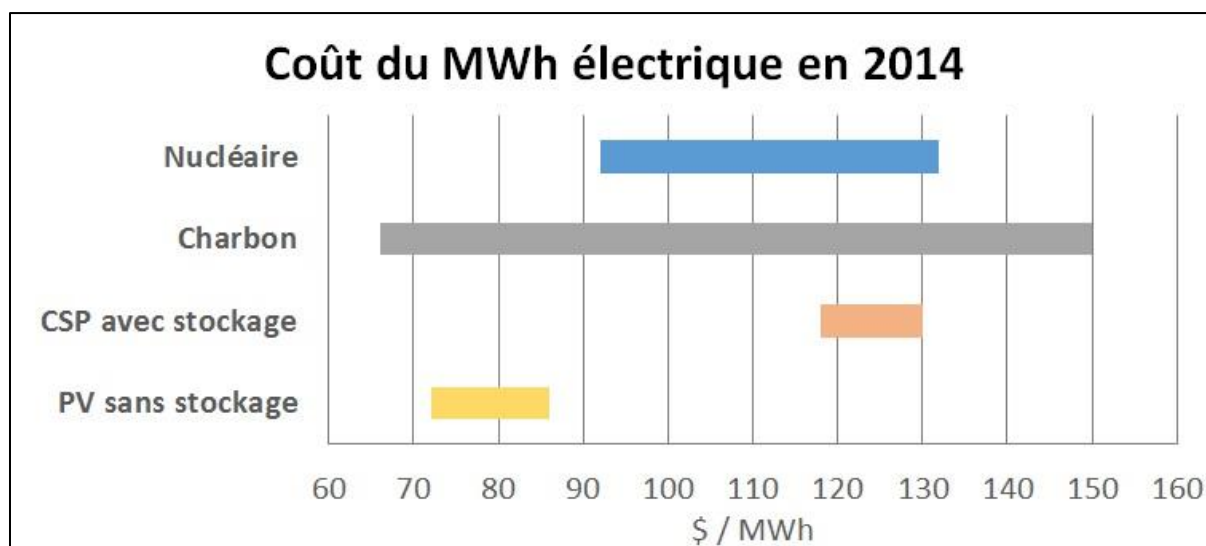


Figure 1.3. Comparaison des LCOE des principales technologies solaires avec les productions conventionnelles.

2. Utiliser l'énergie solaire

2.1 Le gisement solaire

Le Soleil peut être considéré comme un corps noir émettant à une température de 5 780 K dans toutes les directions de l'espace. Ainsi, la Terre reçoit chaque année une énergie de $1,06 \cdot 10^9$ TWh de la part de son étoile. Comparée à la consommation énergétique mondiale annuelle (104 424 TWh), celle représente un rapport de 1/10 150. Pris tel quel, ces chiffres permettent de démontrer qu'avec les technologies adéquates et même à faibles efficacités, toutes les consommations énergétiques de l'humanité pourraient être assurées par voies solaires. Cependant, l'utilisation de l'énergie solaire pour produire de l'énergie pose trois problèmes majeurs que nous allons évoquer ci-après :

- Sa répartition sur la planète est inégale → nécessité de la transporter ;
- Sa disponibilité est intermittente → nécessité de la stocker ;
- C'est une énergie diluée → nécessité de la capter sur de grandes surfaces et la concentrer.

2.1.1 Répartition au sol

Au-dessus de l'atmosphère, la densité de flux émise par le Soleil et reçue par la Terre est la même en tout lieu et est appelée « constante solaire »¹ ; on parle également de DNI (Direct Normal Irradiation) afin de quantifier les apports solaires directs. En revanche, le DNI mesuré au sol (Figure 1.4) est atténué par de nombreux facteurs :

- Le climat – l'humidité de l'air, la présence de particules (sable, poussières), les intempéries ;
- La géographie – l'altitude (épaisseur atmosphérique), la latitude (durée d'ensoleillement) ;
- L'activité humaine – la pollution (gaz et particules).

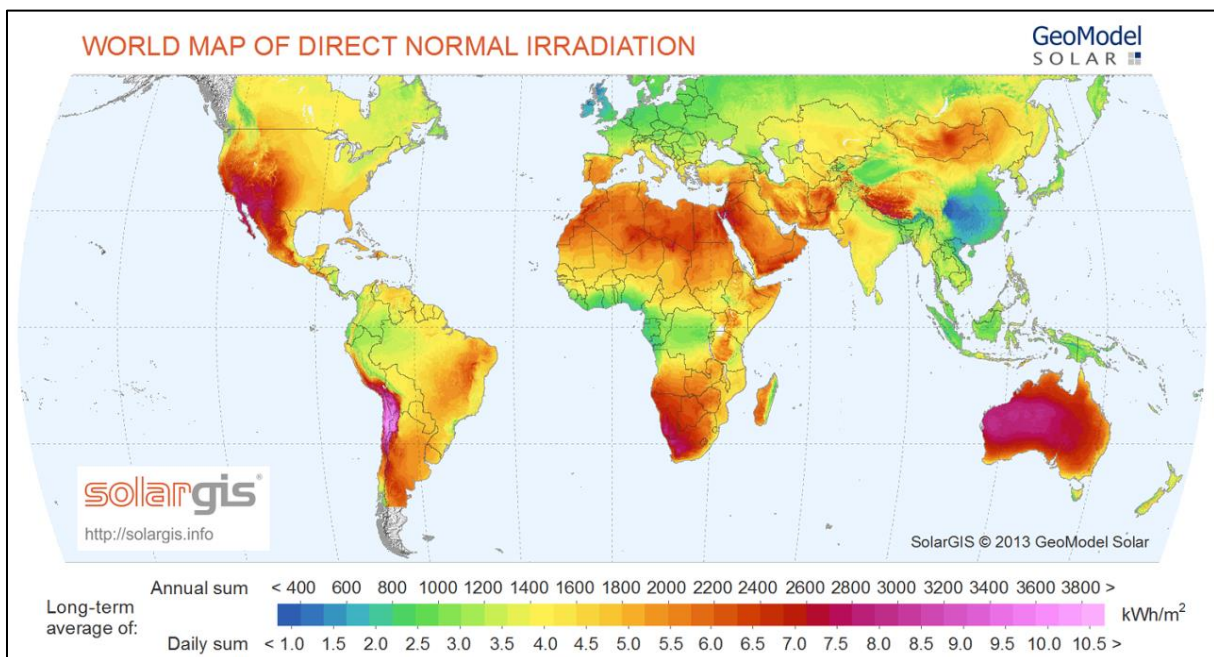


Figure 1.4. Répartition mondiale de l'ensoleillement direct normal intégrée sur une année.

¹ La constante solaire ($F = 1\,360,8 \pm 0,5 \text{ W/m}^2$) exprime la quantité d'énergie solaire que recevrait une surface de 1 m^2 située à une distance de 1 ua (distance moyenne Terre-Soleil ; $1 \text{ ua} = 149\,597\,870\,700 \text{ m}$), exposée perpendiculairement aux rayons du Soleil, en l'absence d'atmosphère. Au sol, on parlera de DNI (Direct Normal Irradiation), dont la valeur référence est $1\,000 \text{ W/m}^2$.

2.1.2 Intermittence de la source solaire

A l’instar des autres énergies renouvelables, la source solaire n’est pas disponible en permanence et dépend de plusieurs cycles temporels de différentes échelles (Figure 1.5) :

- Les intempéries – tout passage nuageux masquera temporairement le Soleil ;
- Le cycle jour/nuit (révolution de la Terre sur elle-même) ;
- Le cycle des saisons (révolution de la Terre autour du Soleil) – la durée d’ensoleillement et la position du Soleil vu du sol varient avec les saisons.

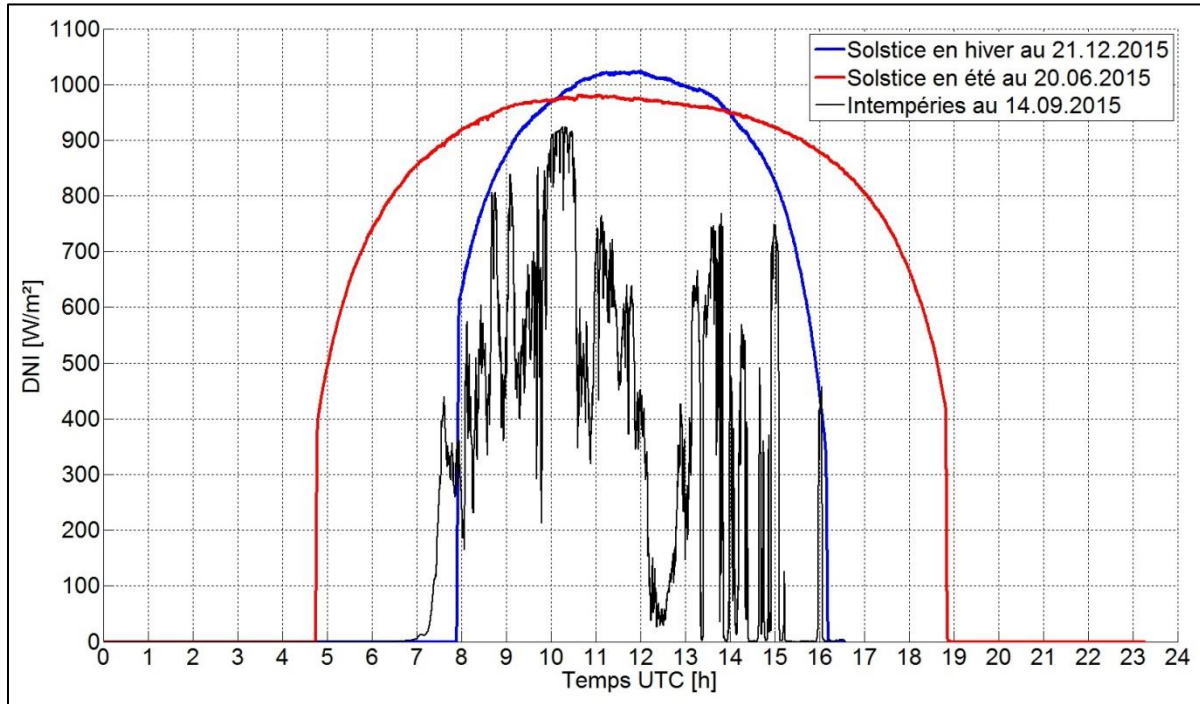


Figure 1.5. Courbes d’ensoleillement ; mesures effectuées au laboratoire CNRS-PROMES (UPR 8521) à Odeillo, France.

2.1.3 Dilution de l’énergie solaire

Enfin, comparée aux densités énergétiques des sources conventionnelles (fossile et nucléaire), l’énergie solaire est une énergie diluée. Au sol, la densité de flux moyenne n’est que de 340 W/m² (Tableau 1.1). Pour atteindre de hautes efficacités de conversion d’énergie (chaleur ou électricité), la concentration des rayons du Soleil est donc nécessaire.

Tableau 1.1. Du Soleil à la Terre, énergie solaire moyenne reçue.

Emission du Soleil	Densité de flux à une distance d	Eclairement moyen à la Terre
<p>Corps noir à $T = 5\,780\text{ K}$</p> $F_{\text{sol}} = \sigma T^4$ $E_{\text{sol}} = \sigma T^4 \times 4\pi R_{\text{sol}}^2 = F_{\text{sol}} \times 4\pi R_{\text{sol}}^2$	<p>Conservation de l’énergie :</p> $E(d) = E_{\text{sol}} = F(d) \times 4\pi d^2$ $F(d) = F_{\text{sol}} \times (4\pi R_{\text{sol}}^2 / 4\pi d^2)$	$\varphi = F_T \times (\pi R_T^2 / 4\pi R_T^2) \approx 340\text{ W/m}^2$ <p>avec $F_T \approx 1\,360\text{ W/m}^2$</p>

2.2 Les technologies solaires

Afin de répondre aux attentes énergétiques sans cesse grandissantes, les technologies solaires offrent une solution durable et au fort potentiel de développement. Celles-ci peuvent se décliner en trois voies (Tableau 1.2) : solaire photovoltaïque (PV) éventuellement associé à un stockage chimique (batterie, électrolyse d’eau pour obtenir de l’hydrogène, ...), solaire thermodynamique (CSP) pouvant être équipé d’un stockage de chaleur pour déporter la production dans le temps, et le solaire

thermochimique ou chimie solaire pour stocker l'énergie dans les molécules (carburants solaires). Concernant plus précisément le domaine du CSP, il apparaît que les Tours Solaires (Figure 1.6) sont la technologie présentant le plus grand potentiel de développement (Romero-Alvarez and Zarza, 2007).

Tableau 1.2. Liste non-exhaustive des principales technologies solaires existantes.

Solaire photovoltaïque « PV »	Solaire thermodynamique « CSP »	Solaire thermochimique « Chimie solaire »
<ul style="list-style-type: none"> • Module fixe • Suivi • Concentration 	<ul style="list-style-type: none"> • Cylindro-parabolique • Linéaire de Fresnel • Tour solaire • Paraboles « dish » 	<ul style="list-style-type: none"> • Conversion de biomasse • Production d'hydrogène • Traitement thermique

2.2.1 Fonctionnement d'une tour solaire

A l'heure actuelle, les plus grandes centrales de production électro-solaire utilisent la technologie de tour solaire :

- PS10, développée par Abengoa – 11 MW_e, Espagne (2006) ;
- PS20, développée par Abengoa – 20 MW_e, Espagne (2009) ;
- Sierra Sun, développée par eSolar – 5 MW_e, Etats-Unis d'Amérique, (2009) ;
- Gemasolar, développée par Sener – 20 MW_e, Espagne (2011) ;
- Ivanpah (3 tours), développée par BrightSource Energy – 392 MW_e, Etats-Unis d'Amérique (2013) ;
- Crescent Dunes, développée par SolarReserve – 110 MW_e, Etats-Unis d'Amérique (2013).

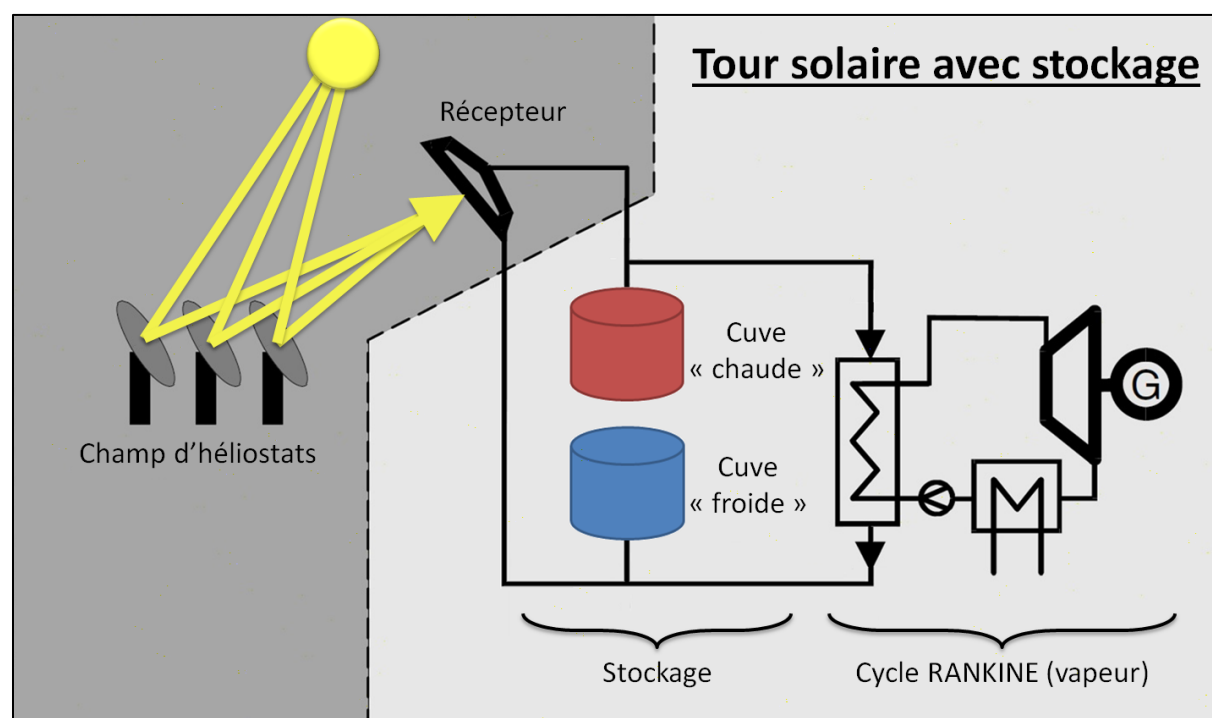


Figure 1.6. Principe de fonctionnement d'une tour solaire avec stockage de chaleur.

La compétitivité de cette technologie, en regard aux productions conventionnelles, peut être accrue par l'utilisation de cycles thermodynamiques à haute efficacité (Kribus et al., 1998; Schwarzbözl et al., 2006; Romero-Alvarez and Zarza, 2007) comme les Cycles Combinés (CC) comprenant une turbine à gaz (cycle Brayton) et une turbine à vapeur (cycle Rankine) en cascade (Figure 1.7). Les

hautes températures (1 000 K – 1 500 K) nécessaires au premier étage peuvent être obtenues grâce à l'énergie solaire seule ou par hybridation avec une chambre de combustion. Afin d'éviter toute utilisation de combustible, le récepteur est le paramètre clé de l'installation : constitué d'un milieu absorbant (opaque ou semi-transparent), celui-ci convertit le rayonnement solaire concentré en chaleur, récupérée et transportée par le fluide caloporteur (huile, sels fondus, air, etc.).

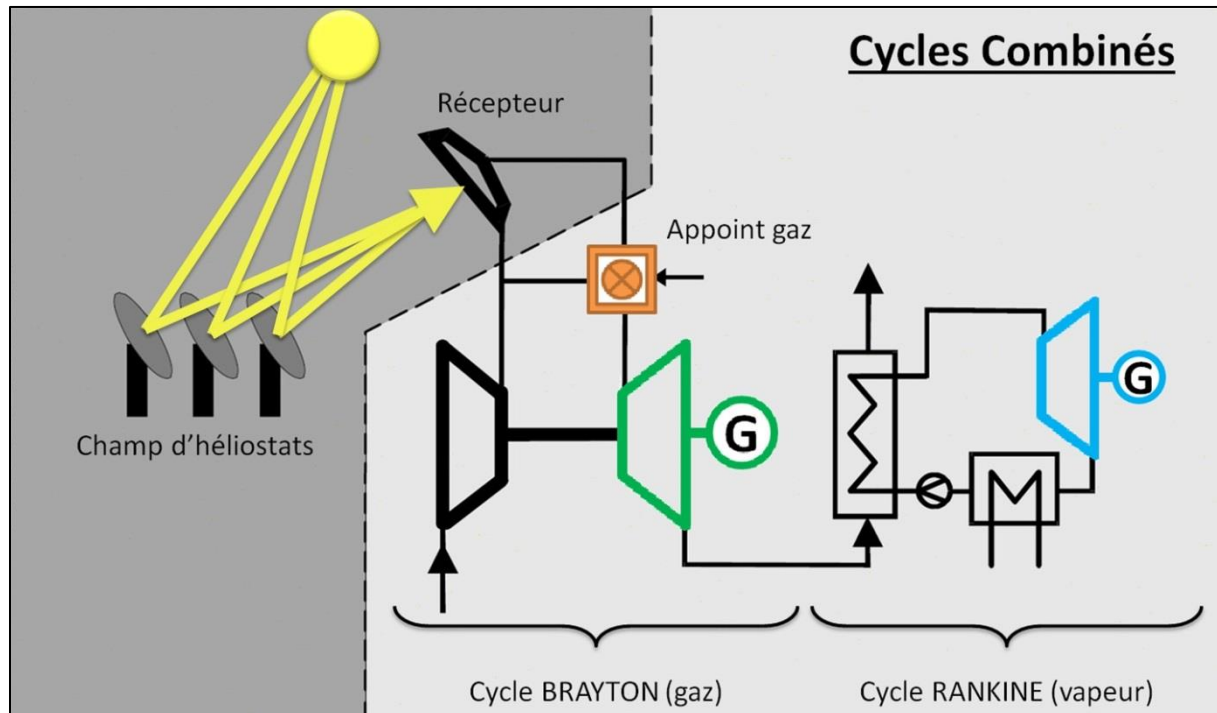


Figure 1.7. Tour solaire utilisant des Cycles Combinés avec hybridation.

2.2.2 Les récepteurs

Les récepteurs de tours solaires peuvent être classés en trois catégories :

- Les récepteurs surfaciques (tubulaire, externe ou cavité) ;
- Les récepteurs volumiques poreux (treillis métallique, mousses céramiques ou métalliques à pores ouverts, nids-d'abeilles, canaux, lits de particules) ;
- Les récepteurs volumiques à particules (particules tombantes, lits fluidisés ou entraînés).

Les pertes thermiques à hautes températures (émission infrarouge) tendent à décroître l'efficacité des récepteurs solaires. Pour les récepteurs surfaciques, la température externe est toujours plus élevée que celle du fluide caloporteur (Figure 1.8), et le comportement thermomécanique au-delà de 1 200 K devient alors la principale cause de perte d'efficacité et de défaillances (stress mécaniques, oxydation, vieillissement).

Les récepteurs volumiques poreux pourraient être mis en œuvre de deux façons dans les futures centrales solaires : une configuration pressurisée afin d'utiliser les Cycles Combinés (comme présenté sur la Figure 1.7) requérant un hublot pour séparer l'air ambiant de l'air au sein du récepteur tout en étant transparent au rayonnement solaire, et une configuration atmosphérique (avec un éventuel stockage) requérant un échangeur haute température pour alimenter soit un cycle Rankine (avec un échangeur air/eau pour générer de la vapeur, à l'instar de la Figure 1.6), soit un cycle Brayton (échangeur air atmosphérique/air pressurisé) possiblement sous forme de cycles combinés.

2.2.3 L'Effet Volumique

Les pertes que nous venons d'évoquer (émission infrarouge) sont la principale cause des limites d'utilisation des récepteurs surfaciques à haute température, car celles-ci évoluent proportionnellement à la puissance quatrième de la température (σT^4). Afin de se diriger vers de plus hautes températures et des cycles de conversion d'énergie de haute efficacité, on cherche à mettre en œuvre l'« effet volumique » en utilisant les récepteurs volumiques poreux ou à particules (Romero-Alvarez & Zarza, 2007). Cet effet volumique se traduit par une augmentation de la température de la structure solide à mesure que l'on pénètre en profondeur dans le récepteur : ainsi, les plus hautes températures se trouvent à l'intérieur du milieu volumique, et non sur une face externe (cas des récepteurs surfaciques). De fait, les pertes infrarouges sont moins élevées.

De manière quantitative, il est possible de définir un critère validant l'effet volumique. Celui-ci est présent lorsque la température du fluide en sortie du récepteur volumique est supérieure à la température du matériau en entrée du récepteur, i.e. sur la face soumise au flux solaire concentré ($T_{f,out} > T_{s,in}$), comme illustré sur la Figure 1.8.

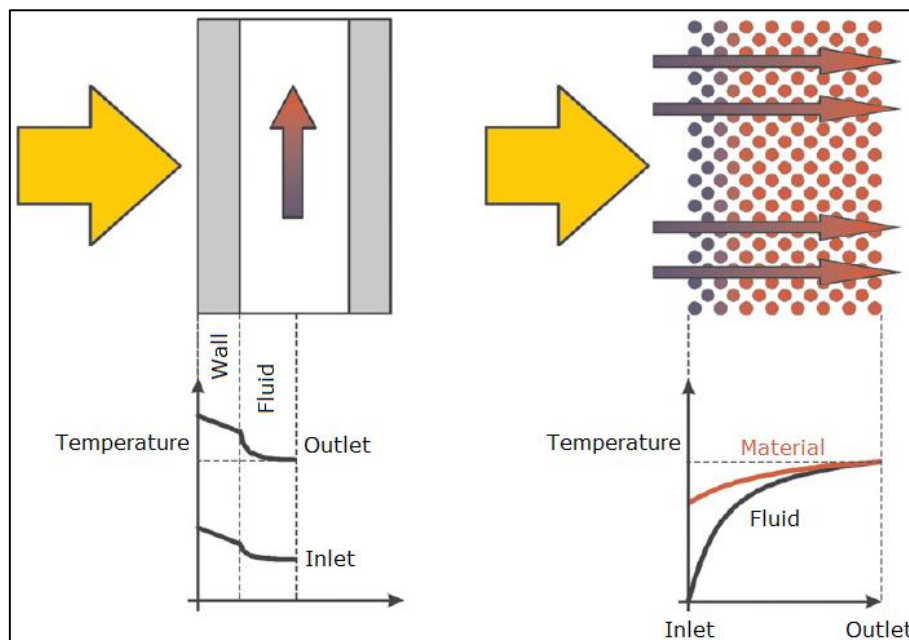


Figure 1.8. Principe de fonctionnement des récepteurs surfaciques (à gauche) et volumiques (à droite).

3. Focus sur les récepteurs volumiques

3.1 Historique des récepteurs poreux

Les recherches sur les récepteurs poreux ont débuté dans les années 80 (Olalde et al., 1980; Genneviève et al., 1980; Olalde and Peube, 1982; Flamant and Olalde, 1983; Olalde et al., 1985). A cette époque, le carbure de silicium SiC était majoritairement étudié (particules ou nids-d'abeilles) et le fluide caloporteur utilisé était de l'air atmosphérique, sur des installations de « petites » puissance (moins de 10 kW). Les configurations co-courant et contre-courant, entre flux solaire et débit d'air, ont été analysées (Olalde et al., 1980; Olalde and Peube, 1982; Olalde et al., 1985). Concernant l'utilisation de particules, des expériences ont été menées sur des lits fixes et lits fluidisés, mettant en jeu des particules de carbure de silicium SiC et de zircone ZrO₂.

Durant les années 90, les recherches sur les récepteurs volumiques se sont scindées en deux voies :

- Des études théoriques d'un côté, comprenant modélisations, simulations numériques et études paramétriques (Carotenuto et al., 1991; Pitz-Paal et al., 1991; Kribus et al., 1996) ;
- Des études expérimentales d'un autre côté.

Tout comme les recherches des années précédentes, le SiC fut le matériau le plus étudié, sous forme de nids-d'abeilles et de mousse céramique (Böhmer and Chaza, 1991; Carotenuto et al., 1993), cependant d'autres matériaux ont fait leur apparition : des mousses d'alumine Al₂O₃ (Chavez and Chaza, 1991; Karni et al., 1997; Kribus et al., 1998), ainsi que des mousses et treillis métalliques comme les alliages de nickel et l'Inconel (Pitz-Paal et al., 1997). En outre, la puissance des moyens d'essais a également augmentée pour se diriger vers l'échelle semi-industrielle (200 KW_{th} dans Chavez and Chaza, 1991) et même l'échelle industrielle (tour solaire de 2,70 MW_{th} utilisée dans les études expérimentales dans Chaza, 1991; Carotenuto et al., 1993). Dans certaines études, un réseau d'air pressurisé est mis en œuvre (Karni et al., 1997; Kribus et al., 1998; Kribus et al., 1999) ; toutefois, son utilisation introduit également des nouvelles contraintes techniques, notamment dues à la présence d'un hublot devant tenir les hautes pressions et les hautes températures (Pritzkow 1991). Enfin, le concept d'un récepteur multi-étages constitué de deux récepteurs en série est également étudié (Kribus et al., 1999) : un premier récepteur cavité en faisceaux de tubes, et un second utilisant des mousses céramiques.

Depuis les années 2000, quelques projets expérimentaux ont été menés (Fend et al., 2004a, 2004b; Heller et al., 2006; Schwarzbözl et al., 2006; Palero et al., 2008; Albanakis et al., 2009; Michailidis et al., 2013; Avila-Marin et al., 2014; Sharma et al., 2014; Roldan et al., 2015). Mais grâce à l'amélioration des puissances et des vitesses de calcul numérique, les études se sont majoritairement tournées vers des travaux théoriques, de modélisation et d'optimisation (Becker et al., 2006; Hischer et al., 2009; Bai, 2010; Smirnova et al., 2010; Wu et al., 2011a, 2011b; Xu et al., 2011; Cui et al., 2012; Sano et al., 2012; Cheng et al., 2013a, 2013b; Fend et al., 2013; Gomez et al., 2013; Sano and Iwase, 2013; Wang et al., 2013a, 2013b; Wu and Wang, 2013; Gomez-Garcia et al., 2014, 2015; Kribus et al., 2014a, 2014b; Mey et al., 2014; Ordonez et al., 2014; Roldan et al., 2014; Chen et al., 2015). Les matériaux étudiés se sont diversifiés, incluant davantage de métaux et d'alliages (nickel, nichrome, cuivre, aluminium, inconel) sous forme de mousses ou de treillis (Albanakis et al., 2009; Avila-Marin et al., 2014) afin de tester de plus larges gammes de propriétés thermophysiques (conductivité, capacité calorifique, résistance mécanique, ...). Une nouveauté notable est l'utilisation de simulateur solaire (lampes au Xénon) lors des expériences (Avila-Marin et al., 2014), en lieu et place d'un four solaire. Le concept de récepteur multi-étages a été perfectionné grâce à l'ajout d'un pallier intermédiaire (Heller et al., 2006).

Tableau 1.3. Liste des récepteurs volumiques à air atmosphérique expérimentés (Avila-Marin, 2011).

Année	Nom	Puissance	Performances	Précisions	
1983	Mk-1	3 kW _{th}	70-90% @ T<842°C	Maillage de fils fins.	
1986	Mk-2/Sulzer-1	200 kW _{th}	68% @ 550°C	Testé à PSA ; simulation 80%.	
1988	Sulzer-2	200 kW _{th}	79% @ 550°C	Fils enroulés ; points chauds ; distorsion de la structure.	
	Sandia foam	200 kW _{th}	65% @ 550°C	Mousse Al ₂ O ₃ (80%, 20PPI) + Pyromark ; pores bouchés ; simulation 85%.	
	Catrec-1	200 kW _{th}	80% @ 570°C	Nid-d'abeilles SiC ; déformation de la structure.	
1989	CeramTec	200 kW _{th}	59% @ 782°C	Canaux Si-SiC (3*10mm) ; macrostructure en créneaux.	
1990	Phoebus	200 kW _{th}	60% @ 788°C	Canaux Si-SiC ; cavités multiples avec créneaux.	
1992	TSA	2,5 MW _{th}	85% @ 700°C	Production de vapeur à 480-540°C & 35-150b.	
1993	Bechtel-1	2,3 kW _{th}	69% @ 820°C	Fils tressés de 110 et 210µm.	
1993	Bechtel-2	200 kW _{th}	66% @ 553°C	3 maillages (110 et 200µm) ; sensible au vent ; mauvaise distribution des débits ; simulation 90% @ 700°C.	
1994	Catrec-2	200 kW _{th}	T<460°C	Amélioration de la structure (éléments hexagonaux) ; instabilités d'écoulements.	
1995	Hitrec-1	200 kW _{th}	75% @ 800°C	Nid-d'abeilles SiC recristallisé (re-SiC) ; régulation simple ; démarrage rapide ; températures homogènes ; déformation de la structure.	
1995	Hitrec-2	200 kW _{th}	72% @ 800°C	Nid-d'abeilles en re-SiC ; bon comportement de la structure.	
2001	Solair-200 (3 étages)	200 kW _{th}	1	81% @ 700°C 75% @ 800°C	36*nids-d'abeilles en re-SiC. 18*nids-d'abeilles en re-SiC ; 18*nids-d'abeilles en Si-SiC. Fibres poreuses.
			2	83% @ 700°C 74% @ 800°C	
			3	T<800°C	
2003	Solair-3000	3 MW _{th}	70-75% @ 750°C	270*nids-d'abeilles re-SiC..	
2009	Jülich	1,5 MW _{th}	-	1000*nids-d'abeilles en re-SiC ; vapeur surchauffée à 485°C et 25b.	

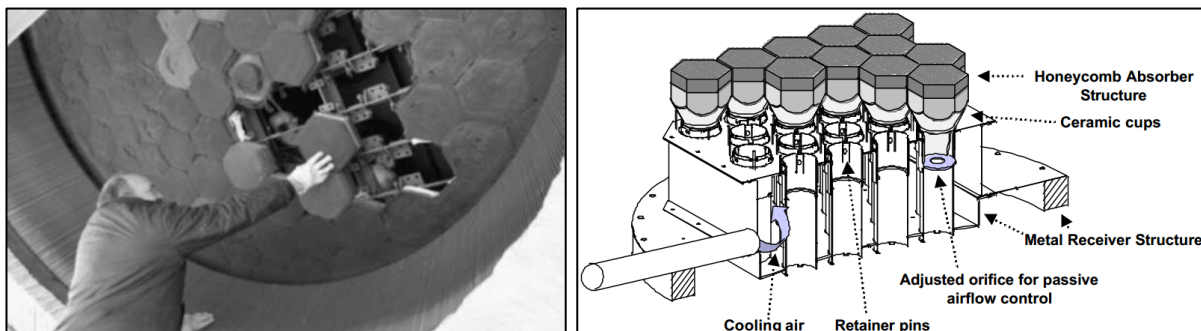


Figure 1.9. Récepteurs TSA (gauche) et Hitrec (droite).

Tableau 1.4. Liste des récepteurs volumiques à air pressurisé expérimentés (Avila-Marin, 2011).

Année	Nom	Puissance	Performances	Précisions
1989	PLVCR-5	5 kW _{th}	71% @ 1050°C / 4,2b	Mousse Si ₃ N ₄ + Pyromark ; hublot en dôme elliptique.
1992	DIAPR	28–40 kW _{th}	75% @ 1200°C / 4,15b	Porcupine 60% Al ₂ O ₃ + 40% SiO ₂ ; hublot conique (2,25mm).
1993	PLVCR-500	500 kW _{th}	57% @ 960°C / 4,15b	Mousse Si ₃ N ₄ + Pyromark ; dôme sphérique en quartz.
1996	DIAPR multi-étages	30–60 kW _{th}	T < 1000°C	4 étages de préchauffage (récepteurs tubulaires).
	REFOS	350 kW _{th}	67% @ 800°C / 15b	Maillage de fils (Inconel 600) ; hublot elliptique (8mm ; 19,5b) ; mauvaise isolation du récepteur.
2001	SOLGATE multi-étages	400 kW _{th}	70% @ 960°C / 15b	3 étages (tubulaire, REFOS, mousse SiC 20PPI) ; +200 à 250°C par étage.
2009	Tulipe d'Aora	170 kW _{th} 100 kW _e	1100°C / 20b	Cycle Brayton hybride.

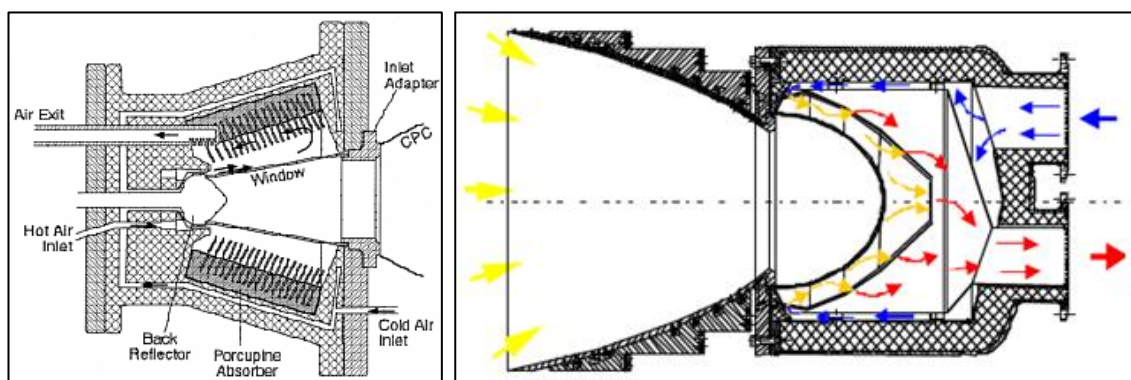


Figure 1.10. Récepteurs DIAPR (gauche) et SOLGATE (droite).

3.2 Les travaux remarquables

Au travers des années passées, plusieurs innovations en matière de récepteurs volumiques poreux ont été achevées pour atteindre les hautes températures et les hautes efficacités de conversion thermosolaire :

- L'utilisation de matériaux à sélectivité spectrale, dont le principe est d'augmenter l'absorption solaire tout en réduisant les émissions infrarouges responsables des pertes à haute température ;
- La mise en œuvre de gradients de caractéristiques géométriques (porosité, taille de pores) afin d'améliorer les propriétés des transferts.

Concernant la sélectivité spectrale, deux voies ont été étudiées expérimentalement : un récepteur bicouches composé de particules de silice SiO₂ et de SiC (Menigault et al., 1991; Variot et al., 1994), et un récepteur bicouches composé de nids-d'abeilles en quartz et en SiC (Pitz-Paal et al., 1991). Dans les deux cas, la première couche (SiO₂ ou quartz) doit être transparente au rayonnement solaire et absorbante dans l'infrarouge, permettant de « bloquer » la réémission de la seconde couche (SiC) à l'intérieur du récepteur. Ainsi, les émissions thermiques vers l'environnement responsables des principales pertes à haute température sont fortement réduites, permettant d'accroître l'efficacité de conversion thermosolaire. Par ailleurs, c'est uniquement sur ces études deux études (Menigault et al., 1991; Pitz-Paal et al., 1991) que l'effet volumique a pu être observé expérimentalement.

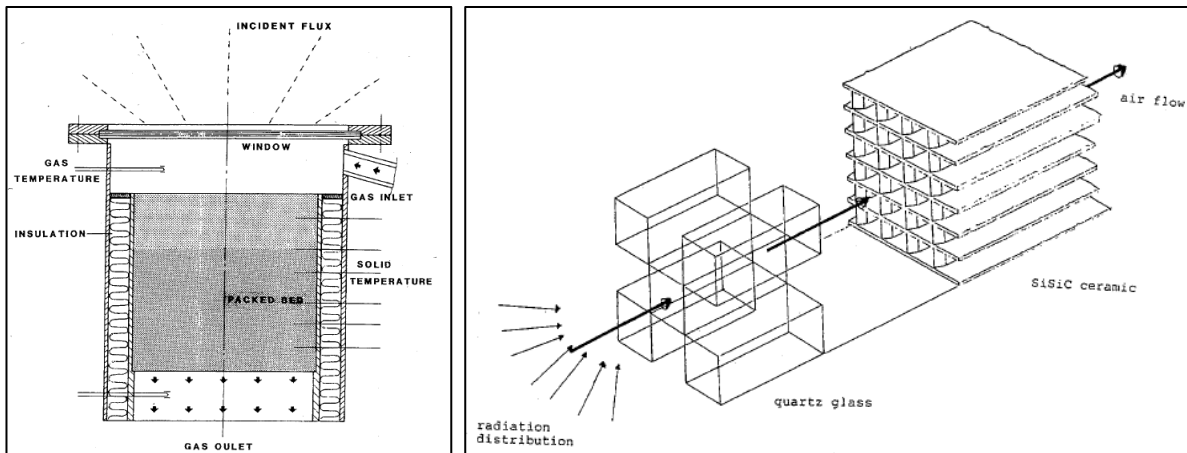


Figure 1.11. Récepteurs bicouches sélectifs de Menigault/Variot (gauche) et Pitz-Paal (droite).

Quant aux gradients de géométrie, ils avaient deux objectifs : 1- intensifier les transferts convectifs pour augmenter les températures au sein d'un récepteur multicouches composées du même matériau (Fend et al., 2004a) grâce à une variation axiale de la géométrie, et 2- implémenter un gradient radial de porosité afin d'améliorer les transferts pour un récepteur soumis à un flux non-homogène (Avila-Marin et al., 2014).

On peut également noter l'intérêt de certaines études pour la stabilité des écoulements au sein des structures régulières (canaux ou nids-d'abeilles), cherchant à comprendre l'influence des conditions opératoires (flux et débit) menant à des instabilités (Kribus et al., 1996; Pitz-Paal et al., 1997; Fend et al., 2004b; Becker et al., 2006; Roldan et al., 2015) ; celles-ci créent des points froids et des points chauds, induisant des contraintes thermomécaniques importantes et pouvant même mener à la fusion des matériaux.

3.3 Recommandations

Plusieurs articles ont émis des recommandations quant à la géométrie des absorbeurs solaires volumiques dans le cas des mousses céramiques :

- Chavez & Chaza (Chavez and Chaza, 1991) conseillent d'utiliser les hautes porosités et les grandes tailles de pores, car celles-ci conduiraient à des plus hautes températures et donc de plus hautes efficacités de conversion thermosolaire ;
- Fend et co-auteurs (Fend et al., 2004b) conseillent que pour intensifier les échanges convectifs au sein des mousses, de faibles tailles de pores sont préférables.

Au premier abord, ces deux conclusions peuvent sembler contradictoires. Cependant, la première (haute porosité et grands pores) induit de bonnes propriétés radiatives, permettant au flux solaire concentré de pénétrer plus en profondeur dans le milieu poreux ; tandis que la seconde (faibles tailles de pores) induit de meilleures propriétés d'échange convectif entre la phase fluide et la structure solide.

Enfin, Kribus et co-auteurs (Kribus et al., 2014b) concluent qu'optimiser la géométrie des récepteurs volumiques est une étape clé pour se diriger vers de meilleures performances thermosolaires (hautes températures et hautes efficacités), puisque toute variation des caractéristiques géométriques (porosité et taille des pores) impliquera des variations opposées sur les propriétés convectives et radiatives : en effet, l'intensification des échanges convectifs peut être réalisé par une diminution de la porosité, qui entrainera une faible pénétration du flux solaire dans le milieu poreux.

4. Le projet ANR-OPTISOL

S'inscrivant dans une démarche d'innovation et de développement des technologies solaires, le projet OPTISOL de l'Agence Nationale de la Recherche réunit quatre partenaires autour d'une problématique commune : Absorbéur Solaire Volumique Haute Température à Propriétés Optiques Contrôlées (fiche-projet de l'ANR ; site de présentation d'OPTISOL).

4.1 Fiche-projet de l'ANR

Projet OPTISOL
<p>Absorbéurs volumiques solaires haute température à propriétés optiques contrôlées</p> <p>Le projet OPTISOL vise à accroître la compétitivité des centrales solaires thermiques à concentration par l'augmentation du rendement de conversion à haute température en particulier via la mise en œuvre de cycles combinés. Le cœur de tels procédés est le récepteur solaire qui doit délivrer de l'air dans le domaine de température 700°C-1100°C. Nous proposons une approche en rupture avec l'existant par la mise en œuvre de structures poreuses à gradient de propriétés optiques qui présentent un comportement sélectif par rapport au rayonnement solaire et permettent donc de limiter les pertes radiatives de surface et d'accroître les transferts convectifs. La méthodologie proposée intègre tous les aspects du problème depuis l'élaboration des matériaux jusqu'aux essais de récepteurs solaires à une échelle de 5kW en passant par la modélisation des propriétés radiatives volumiques et des transferts couplés. Nous visons un accroissement du rendement thermique du récepteur de 10%.</p>
<p>Partenaires</p> <ul style="list-style-type: none">• Institut Carnot CIRIMAT (CNRS UMR 5085), Toulouse ;• LTN (CNRS UMR 6607, Nantes ;• Laboratoire PROMES (CNRS UPR 8521), Odeillo ;• SICAT Catalyst Inc., Paris. <p>La coordination est assurée par le Laboratoire PROMES.</p>
<p><i>Aide de l'ANR : 704 350 €</i> <i>Début et durée : février 2012 – 48 mois</i></p> <p><i>Programme ANR : Systèmes Energétiques Efficaces et Décarbonés 2011 (SEED)</i> <i>Référence projet : ANR-11-SEED-0009</i></p>

4.2 Résumé du projet

Conception de récepteurs volumiques solaires sélectifs à haute température
<p>Le projet OPTISOL propose de réaliser un progrès capital dans la technologie du chauffage solaire de l'air à haute température nécessaire à la conversion de l'énergie solaire concentrée par des cycles thermodynamiques à haut rendement. L'objectif est le développement d'un récepteur solaire volumique à haute température et à haut rendement dont la structure et les propriétés optiques sont optimisées et contrôlées.</p>

4.3 Enjeux et objectifs

Vers les récepteurs volumiques solaires sélectifs à haute température et haut rendement

Parmi les différentes options ouvertes pour chauffer de l'air à haute température : absorbeurs métalliques tubulaires, absorbeurs compacts (micro-canaux), absorbeurs céramiques de type plaque, etc., seuls les absorbeurs céramiques poreux (dénommés « récepteurs » ou « absorbeurs volumiques ») permettent aujourd'hui d'atteindre des températures de gaz de l'ordre de 1000°C. Ainsi l'optimisation des absorbeurs volumiques fournira un élément clé nécessaire à produire une rupture dans les systèmes de conversion d'énergie solaire. Ces absorbeurs volumiques à haute température pourront fonctionner au-delà de 1000 °C, avec une efficacité thermique supérieure à 80% en utilisant des surfaces réduites (compacité). Ces performances conduiront à une haute efficacité des centrales solaires et à un prix de l'énergie réduit de 30% environ par rapport à l'existant. En effet, des champs d'héliostats conventionnels et une concentration secondaire minimale permettront l'utilisation de turbine à fort rendement et des cycles combinés.

L'absorbeur volumique solaire n'est pas la seule technologie nécessaire pour produire une rupture dans les systèmes de conversion d'énergie solaire, d'autres défis existent. Le projet de recherche OPTISOL se concentre sur l'absorbeur qui constitue l'élément clé, exigeant une compréhension des processus fondamentaux et une optimisation, sans lequel la centrale solaire ne peut pas fonctionner efficacement.

4.4 Programme scientifique

Démarche scientifique pour l'optimisation et la maîtrise des propriétés volumiques

Le programme scientifique proposé inclut différentes étapes complémentaires faisant appel à des disciplines et partenaires différents :

1. Définition de la distribution volumique optimale des propriétés optiques sélectives et géométriques dans les absorbeurs, obtenue par une démarche d'optimisation numérique dont les modèles sont validés expérimentalement puis élaboration numérique des absorbeurs à gradients de propriétés optiques (PROMES et LTN) ;
2. Développement d'un procédé de fabrication de mousses céramiques poreuses résistantes à haute température, optimisées pour le dépôt de revêtement oxyde (SICAT) ;
3. Etude, élaboration et caractérisation de revêtements pour mousses céramiques à propriétés optiques contrôlées (CIRIMAT) ;
4. Tests des performances des absorbeurs volumiques à gradients de propriétés (PROMES).

Les principaux verrous scientifiques concernent :

- Le passage des propriétés microscopiques (géométrie de la structure, nature des matériaux -indices optiques-, épaisseur des couches déposées) aux propriétés moyennes d'absorption solaire et d'émission infrarouge ;
- La modélisation détaillée des transferts dans la zone de surface de l'absorbeur poreux et en géométrie 2D et 3D ;
- La maîtrise du procédé de dépôt des couches dans le volume de la matrice.

Concernant les travaux imputés au laboratoire PROMES du CNRS, une thèse y a été proposée sur le

sujet et fait l'objet du présent manuscrit. Celle-ci a été divisée en 3 parties :

- Conception d'un banc d'essais et réalisation de campagnes de mesures d'efficacités thermosolaires sur des absorbeurs solaires volumiques ;
- Modélisation des transferts couplés et de l'écoulement en milieux poreux de type mousse céramique sous flux solaire concentrée ;
- Optimisation numériques des propriétés volumiques d'absorbeur solaire en mousse céramique.

Quant aux travaux associés aux deux autres laboratoires, ils ont également donné lieu à des thèses de doctorat :

- CIRIMAT – « *Fonctionnalisation de supports de SiC par imprégnation de sols et/ou de suspensions en vue d'améliorer les rendements de conversion d'échangeurs solaire* », défendue le 30 novembre 2015 par Jessica MOLLICONE ;
- LTN – « *Caractérisation des propriétés thermo-radiatives de mousses à structure numériquement contrôlée : vers le design d'absorbeurs solaires* », défendue le 11 décembre 2015 par Simon GUEVELOU.

4.5 Perspectives

Les perspectives d'applications ouvertes par le projet concernent le développement de prototypes puis de démonstrateurs industriels de centrales solaires à haut rendement (cycles combinés) de conversion électro-solaire. Les perspectives de recherche pourront concerner les technologies liés à ces nouvelles centrales (le hublot pour les récepteurs pressurisés, l'optique des systèmes à concentration, l'intégration d'une chambre de combustion solarisée et un stockage à haute température). L'impact environnemental attendu du projet est le développement des technologies de conversion de l'énergie solaire en électricité sans émission de dioxyde de carbone.

Conclusion

Comme nous venons de le voir, les contributions solaires au mix énergétique mondial ne sont encore que trop faibles, et proviennent majoritairement du photovoltaïque. Cependant, avec l'évolution des coûts de l'énergie et la prise en compte des impacts environnementaux, le solaire à concentration thermodynamique offre l'option la plus durable en terme de production d'électricité. Et afin de l'améliorer, les récepteurs volumiques sont largement étudiés depuis les années 80.

Dans ces études passées, plusieurs résultats remarquables se sont distingués. On rappellera ici les recommandations de :

- Chavez & Chaza (Chavez and Chaza, 1991), visant les hautes porosités et les grandes tailles de pores (bonnes propriétés radiatives) ;
- Fend et co-auteurs (Fend et al., 2004b), visant les petites tailles de pores (bonnes propriétés convectives) ;
- Kribus et co-auteurs (Kribus et al., 2014b) concluant que l'optimisation des performances thermosolaires est affaire de compromis entre rayonnement et convection.

Pour répondre à cette problématique, le projet ANR-OPTISOL a pour but d'apporter un nouveau regard sur les récepteurs volumiques au sein de la communauté scientifique. Les travaux imputés au laboratoire CNRS-PROMES présentés ici recouvrent trois partis, correspondant aux chapitres suivants :

- Des tests expérimentaux de mousses céramiques à pores ouverts utilisées comme absorbeur volumique solaire ;
- Le développement d'un code de calcul résolvant les transferts couplés et l'écoulement au sein de structure poreuses (mousses céramiques) ;
- L'optimisation numérique des propriétés géométriques de mousses céramiques afin de maximiser les performances thermosolaires d'absorbeur solaire volumiques.

Références

Publications scientifiques

- Albanakis C., Missirlis D., Michailidis N., Yakinthos K., Goulas A., Omar H., Tsipas D., Granier B., 2009. *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, 246–252.
- Avila-Marin A.L., 2011. *Volumetric receivers in Solar Thermal Power Plants with Central Receiver System Technology: A review*. *Solar Energy* 85, 891–910.
- Avila-Marin A.L., Alvarez-Lara M., Fernandez-Reche J., 2014. *Experimental results of gradual porosity wire mesh absorber for volumetric receivers*. *Proceedings of the 19th SolarPACES Conference, Energy Procedia* 49, 275–283.
- Bai F., 2010. *One dimensional thermal analysis of silicon carbide ceramic foam used for solar air receiver*. *International Journal of Thermal Sciences* 49, 2400–2404.
- Becker M., Fend T., Hoffschmidt B., Pitz-Paal R., Reutter O., Stamatov V., Steven M., Trimis D., 2006. *Theoretical and numerical investigation of flow stability in porous materials applied as volumetric solar receivers*. *Solar Energy* 80, 1241–1248.
- Böhmer M., Chaza C., 1991. *The ceramic foil volumetric receiver*. *Solar Energy Materials* 24, 182–191.
- Carotenuto A., Ruocco G., Reale F., 1991. *Heat exchange in a multi-cavity volumetric solar receiver*. *Solar Energy* 46 (4), 241–248.
- Carotenuto A., Reale F., Ruocco G., Nocera U., Bonomo F., 1993. *Thermal behaviour of a multi-cavity volumetric solar receiver: design and tests results*. *Solar Energy* 50 (2), 113–121.
- Chavez J.M., Chaza C., 1991. *Testing of a porous ceramic absorber for a volumetric air receiver*. *Solar Energy Materials* 24, 172–181.
- Chen X., Xia X.L., Meng X.L., Dong X.H., 2015. *Thermal performance analysis on a volumetric solar receiver with double-layer ceramic foam*. *Energy Conversion and Management* 97, 282–289.
- Cheng Z.D., He Y.L., Cui F.Q., 2013a. *Numerical investigations on couple heat transfer and synthetical performance of a pressurized volumetric receiver with MCRT–FVM method*. *Applied Thermal Engineering* 50, 1044–1054.
- Cheng Z.D., He Y.L., Cui F.Q., 2013b. *A new modelling method and unified code with MCRT for concentrating solar collectors and its applications*. *Applied Energy* 101, 686–698.
- Cui F.Q., He Y.L., Cheng Z.D., Li D., Tao Y.B., 2012. *Numerical simulations of the solar transmission process for a pressurized volumetric receiver*. *Energy* 46, 618–628.
- Fend T., Pitz-Paal R., Reutter O., Bauer J., Hoffschmidt B., 2004a. *Two novel high-porosity materials as volumetric receivers for concentrated solar radiation*. *Solar Energy Materials & Solar Cells* 84, 291–304.
- Fend T., Hoffschmidt B., Pitz-Paal R., Reuter O., Rietbrock P., 2004b. *Porous materials as open volumetric receivers: Experimental determination of thermophysical and heat transfer properties*. *Energy* 29, 823–833.
- Fend T., Schwarzbözl P., Smirnova O., Schöllgen D., Jakob C., 2013. *Numerical investigation of flow and heat transfer in a volumetric solar receiver*. *Renewable Energy* 60, 655–661.
- Flamant G., Olalde G., 1983. *High temperature solar gas heating comparison between packed and fluidized bed receivers*. *Solar Energy* 31 (5), 463–471.
- Freudenstein K., Karnowsky B., 1987. *Volumetric ceramic receiver cooled by open air flow – Feasibility study*. *Solar Thermal Energy Utilization* 2, 1–55.
- Genneviève F., Olalde G., Daguene M., 1980. *Chauffage solaire des gaz*. *Revue de Physique Appliquée* 15 (5), 985–994.

- Gómez M.A., Patiño D., Comesaña R., Porteiro J., Álvarez-Feijoo M.A., Míguez J.L., 2013. *CFD simulation of a solar radiation absorber*. International Journal of Heat and Mass Transfer 57, 231–240.
- Gomez-Garcia F., Gonzalez-Aguilar J., Tamayo-Pacheco S., Olalde G., Romero M., 2014. *Numerical analysis of radiation attenuation in volumetric solar receivers composed of a stack of thin monolith layers*. Proceedings of the 2013 ISES Solar World Congress, Energy Procedia 57, 457–466.
- Gomez-Garcia F., Gonzalez-Aguilar J., Tamayo-Pacheco S., Olalde G., Romero M., 2015. *Numerical analysis of radiation propagation in a multi-layer volumetric solar absorber composed of a stack of square grids*. Solar Energy (in press), <http://dx.doi.org/10.1016/j.solener.2015.04.047>
- Heller P., Pfänder M., Denk T., Tellez F., Valverde A., Fernandez J., Ring A., 2006. *Test and evaluation of a solar powered gas turbine system*. Solar Energy 80, 1225–1230.
- Hischier I., Hess D., Linpinski W., Modest M., Steinfeld A., 2009. *Heat transfer analysis of a novel pressurized air receiver for concentrated solar power via combined cycles*. Journal of Thermal Science and Engineering Applications 1 (4), 041002-1:041002-6.
- Karni J., Kribus A., Doron P., Rubin R., Fiterman A., Sagie D., 1997. *The DIAPR: a high-pressure, high-temperature solar receiver*. Journal of Solar Energy Engineering 119, 74–78.
- Kribus A., Ries H., Spirkel W., 1996. *Inherent limitations of volumetric solar receivers*. Journal of Solar Energy Engineering 118, 151–155.
- Kribus A., Zaible R., Carey D., Segal A., Karni J., 1998. *A solar-driven combined cycle power plant*. Solar Energy 62 (2), 121–129.
- Kribus A., Doron P., Rubin R., Karni J., Reuven R., Duchan S., Taragan E., 1999. *A multistage solar receiver: the route to high temperature*. Solar Energy 67, 3–11.
- Kribus A., Grijnevich M., Gray Y., Caliot C., 2014a. *Parametric study of volumetric absorber performance*. Proceedings of the 19th SolarPACES Conference, Energy Procedia 49, 408–417.
- Kribus A., Gray Y., Grijnevich M., Mittelman G., Mey-Cloutier S., Caliot C., Flamant G., 2014b. *The promise and challenge of solar volumetric absorbers*. Solar Energy 110, 463–481.
- Menigault T., Flamant G., Rivoire B., 1991. *Advanced high-temperature two-slab selective volumetric receiver*. Solar Energy Materials 24, 192–203.
- Mey S., Caliot C., Flamant G., Kribus A., Gray Y., 2014. *Optimization of high temperature SiC volumetric solar absorber*. Proceedings of the 19th SolarPACES Conference, Energy Procedia 49, 478–487.
- Michailidis N., Stergioudi F., Omar H., Missirlis D., Vlahostergios Z., Tsiapas S., Albanakis C., 2013. *Flow, thermal and structural application of Ni-foam as volumetric solar receiver*. Solar Energy Materials & Solar Cells 109, 195–191.
- Olalde G., Peube J.L., Daguene M., 1980. *Theoretical study of gas heated in a porous material subjected to a concentrated solar radiation*. Revue de Physique Appliquée 15 (3), 423–426.
- Olalde G., Peube J.L., 1982. *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.
- Olalde G., Flamant G., Schwander D., Combescue C., 1985. *Advanced high temperature semi-transparent solar absorbers*. Solar Energy Materials 12, 461–469.
- Ordoñez F., Caliot C., Bataille F., Lauriat G., 2014. *Optimization of the optical particle properties for a high temperature solar particle receiver*. Solar Energy 99, 299–311.
- Palero S., Romero M., Castillo J.L., 2008. *Comparison of experimental and numerical air temperature distribution behind a cylindrical volumetric solar absorber module*. Journal of Solar Energy Engineering 130 (1), 1–8.
- Pitz-Paal R., Morhenne J., Fiebig M., 1991. *A new concept of selective solar receiver for high temperature applications*. Solar Energy Materials 24, 293–306.

- Pitz-Paal R., Hoffschmidt B., Böhmer M., Becker M., 1997. *Experimental and numerical evaluation of the performance and flow stability of different types of open volumetric absorbers under non-homogeneous irradiation*. Solar Energy 60 (3), 135–150.
- Pritzkow W.E.C., 1991. *Pressure loaded volumetric ceramic receiver*. Solar Energy Materials 24, 498–507.
- Roldan M.I., Smirnova O., Fend T., Casas J.L., Zarza E., 2014. *Thermal analysis and design of a volumetric solar absorber depending on the porosity*. Renewable Energy 62, 116–128.
- Roldan M.I., Zarza E., Casas J.L., 2015. *Modelling and testing of a solar-receiver system applied to high-temperature processes*. Renewable Energy 75, 608–618.
- Sano Y., Iwase S., Nakayama A., 2012. *A local thermal nonequilibrium analysis of silicon carbide ceramic foam as solar volumetric receiver*. Journal of Solar Energy Engineering 134, 021006-1:021006-8.
- Sano Y., Iwase S., 2013. *Optimal design of a silicon carbide ceramic foam solar volumetric receiver*. Open Journal of Heat, Mass and Momentum Transfer 1 (1), 1–12.
- Schwarzbözl P., Buck R., Sugarmen C., Ring A., Marcos-Crespo M.J., Altwegg P., Enrile J., 2006. *Solar gas turbine systems: Design, cost and perspectives*. Solar Energy 80, 1231–1240.
- Sharma L., Sarma R., Chandra L., Shekhar R., Ghoshdastidar P.S., 2014. *On the design and evaluation of open volumetric air receiver for process heat applications*. Proceedings of the 2013 ISES Solar World Congress, Energy Procedia 57, 2994–3003.
- Smirnova O., Fend T., Schwarzbözl P., Schöllgen D., 2010. *Homogeneous and inhomogeneous model for flow and heat transfer in porous materials as high temperature solar air receivers*. Excerpt from the Proceedings of the COMSOL Conference 2010 in Paris.
- Variot B., Menigault T., Flamant G., 1994. *Modelling and optimization of a two-slab selective volumetric solar receiver*. Solar Energy 53 (4), 359–368.
- Wang F., Shuai Y., Tan H., Zhang X., Mao Q., 2013a. *Heat transfer analyses of porous media receiver with multi-dish collector by coupling MCRT and FVM method*. Solar Energy 93, 158–168.
- Wang F., Shuai Y., Tan H., Yu C., 2013b. *Thermal performance analysis of porous media receiver with concentrated solar irradiation*. International Journal of Heat and Mass Transfer 62, 247–254.
- Wu Z., Caliot C., Flamant G., Wang Z., 2011a. *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, 1527–1537.
- Wu Z., Caliot C., Flamant G., Wang Z., 2011b. *Coupled radiation and flow modelling in ceramic foam volumetric solar air receivers*. Solar Energy 85, 2374–2385.
- Wu Z., Wang Z., 2013. *Fully coupled transient modelling of ceramic foam volumetric solar air receiver*. Solar Energy 89, 122–133.
- Xu C., Song Z., Chen L., Zhen Y., 2011. *Numerical investigation on porous media heat transfer in a solar tower receiver*. Renewable Energy 36, 1138–1144.

Livres

- Romero-Alvarez M., Zarza E., 2007. *Concentrating Solar Thermal Power* (chapter 21), in: Kreith F., Goswami D.Y. (Eds.), Handbook of Energy Efficiency and Renewable Energy. Taylor & Francis Group LLC, pp.21-1—21-98.

Rapports spécialisés

- IEA (International Energy Agency). *2014 Key Word Energy STATISTICS*. 2014.
- LAZARD Frères & co. *Lazard's levelized cost of energy analysis – version 8.0*. Septembre 2014.
- Observ'ER (Observatoire des énergies renouvelables). *Worldwide electricity production from renewable energy sources*. 15ème inventaire, édition 2013.

Resource internet

ANR (Agence Nationale de la Recherche). Fiche-projet ANR-11-SEED-0009 : <http://www.agence-nationale-recherche.fr/suivi-bilan/energie-durable/systemes-energetiques-efficaces-et-decarbones/fiche-projet-seed-2011/?tx_lwmsuivibilan_pi2%5BCODE%5D=ANR-11-SEED-0009>

OPTISOL. Site de présentation : <<http://www.promes.cnrs.fr/Optisol/>>

CHAPITRE 2

CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DES
PERFORMANCES THERMOSOLAIRES DE MOUSSES
CÉRAMIQUES UTILISÉES COMME ABSORBEUR
VOLUMIQUE SOLAIRE HAUTE TEMPÉRATURE

Sommaire

Nomenclature	35
Introduction	37
1. Conception du banc d'essais	39
1.1 Poste expérimental	39
1.2 Dispositif expérimental	39
1.2.1 Homogénéisateur	40
1.2.2 Calorimétrie : puissance solaire incidente normalisée	40
1.2.3 Fluxmétrie : distribution en densité de flux.....	41
1.3 Mesures physiques réalisées sur les échantillons.....	42
2. Caractérisation du banc d'essais	44
2.1 Puissance solaire normalisée	44
2.2 Distribution en densité de flux	44
3. Caractérisation de mousses céramiques	47
3.1 Absorbeurs testés.....	47
3.1.1 Référence : Nids-d'abeilles en SiC.....	47
3.1.2 Echantillons testés	47
3.2 Résultats et performances	48
3.3 Analyse des résultats.....	49
3.4 Comparaison aux travaux passés	50
Conclusion	53
Références	55

Nomenclature

Symboles latins :

C	Facteur de concentration [-]
C_p	Capacité calorifique massique [W/kg/K]
I_b	Luminance de Planck [W/m ² /μm/sr]
\dot{m}	Débit massique [kg/s]
P	Pression [Pa] ou [mbar]
q_λ^\perp	Flux spectral directionnel [W/m ² /μm/sr]
S_{ouv}	Surface d'ouverture du diaphragme [m ²]
T	Température [K] ou [°C]

Symboles grecques :

α_c	Absorptivité du calorimètre [-]
$\eta_{S \rightarrow T}$	Efficacité de conversion thermosolaire [%]
λ_{IR}	Longueur d'onde de travail de la caméra infrarouge [μm]
ρ_{Ag}	Réflectivité du miroir en argent [-]
τ_{CaF_2}	Transmissivité de la fenêtre en CaF ₂ [-]
φ	Densité de flux [W/m ²]
ϕ	Porosité [-] ou [%]

Indices

<i>atm</i>	Relative à l'atmosphère
<i>in</i>	Relatif à l'entrée (inlet)
<i>N</i>	Grandeur normalisée
<i>out</i>	Relatif à la sortie (outlet)
<i>réf</i>	Grandeur de référence
<i>sol</i>	Relatif au Soleil
<i>w</i>	Relatif à l'eau

Opérateurs

Δ	Intervalle sur une grandeur
\overline{X}	Grandeur moyenne

Acronymes & abréviations

DNI	Direct Normal Irradiation
PPI	Densité de pores ; Pores Per Inch

Introduction

Les absorbeurs volumiques solaires semblent être une technologie prometteuse afin de chauffer de l'air à des températures supérieures à 1 000°C, pour être utilisée dans des cycles-combinés (cycles thermodynamiques de Brayton et de Rankine en cascade) de production d'électricité par voie solaire. De fait, les caractéristiques de l'absorbeur (matériau et géométrie) sont les paramètres clés afin d'atteindre de hautes efficacités de conversion thermosolaire.

Dans cette étude, nous avons conçu un banc de tests permettant la caractérisation des performances thermosolaires d'échantillons en mousses céramiques à pores ouvertes utilisées comme absorbeurs volumiques solaires. Des améliorations par rapport à l'état de l'art actuel ont été apportées grâce à l'utilisation d'un homogénéisateur à réflexions, assurant des conditions quasi-1D pour le flux incident ; une densité de flux uniforme évite l'apparition de points chauds et de points froids conduisant à des contraintes thermomécaniques critiques et des instabilités d'écoulement.

Ainsi, une campagne de fluxmétrie a été réalisée avec deux objectifs : caractériser l'installation expérimentale d'une part (distribution gaussienne du flux à la focale), et valider les conditions opératoires de flux uniforme obtenu grâce à l'homogénéisateur. Une configuration co-courant entre le flux incident et le débit massique d'air a été retenue afin de comparer les mesures expérimentales à des résultats de simulations prédit par différents modèles approchés (Wu et al., 2011a ; Wu et al., 2011b ; Mey et al., 2014 ; Kribus et al., 2014).

Différents échantillons de mousses céramiques ont été testés (carbure de silicium SiC provenant de quatre fournisseurs, alumina Al_2O_3 et zircone ZrO_2) visant les hautes porosités (72–92%) et couvrant un large choix de tailles de pores (5–20 PPI ; Pores Per Inch) disponible dans l'industrie. De plus, un nouveau matériel sélectif a également été testé : le diborure de zirconium ZrB_2 . Finalement, les résultats expérimentaux des mousses ont été comparés à une structure nids-d'abeilles en SiC, considérée comme l'absorbeur volumique de référence.

1. Conception du banc d'essais

Dans cette partie, on qualifiera de « banc d'essais » la composition du dispositif expérimental placé sur le poste expérimental (four solaire à axe vertical). L'ensemble des détails de l'installation et des mesures a fait l'objet d'une publication scientifique soumise, Mey-Cloutier et al., 2016 : *Experimental study of ceramic foams used as high temperature volumetric solar absorber* (Annexe 1).

1.1 Poste expérimental

Le poste expérimental utilisé pour réaliser les mesures est le four solaire à axe vertical de 6kW (Tableau 2.1 et Figure 2.1) présent au laboratoire CNRS-PROMES (UPR 8521) d'Odeillo. Il est constitué d'un héliostat plan (« réflecteur primaire ») supporté par un système de suivi 2 axes et d'un concentrateur (« réflecteur secondaire ») ; de plus, la présence d'un obturateur permet de moduler le flux incident.

Tableau 2.1. Caractéristiques du four solaire vertical 6kW.

Héliostat	Concentrateur	Obturateur
Surface totale : $27m^2$ Nombre de facettes : 108 Taille des facettes : $50 \times 50cm$	Surface totale : $13,45m^2$ Diamètre : $4m$ Longueur focale : $3,8m$ Facettes hexagonale : 306	10 pales en aluminium Positionnement par moteur brushless



Figure 2.1. Vues extérieure (gauche) et intérieure (droite) du four solaire vertical 6kW avec le dispositif expérimental installé au foyer.

1.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental conçu pour les tests est constitué de 3 parties distinctes :

- Un ballon en verre, transparent au rayonnement solaire, qui permet d'assurer la séparation entre l'air ambiant et l'air pressurisé injecté dans le système ;

- Un homogénéisateur de flux, transformant la distribution spatiale gaussienne du flux (au point focal) en distribution uniforme (flux incident sur les échantillons) ;
- Une partie basse interchangeable, dépendamment du type de mesures à réaliser, soit :
 - Un calorimètre (en cuivre et PTFE) ;
 - Une cible pour la fluxmétrie (platine de cuivre recouverte de magnésie MgO) ;
 - Un porte-échantillon pour réaliser des mesures sur des mousses céramiques soumise au flux solaire concentré (isolant en mousse d'alumine Al_2O_3).

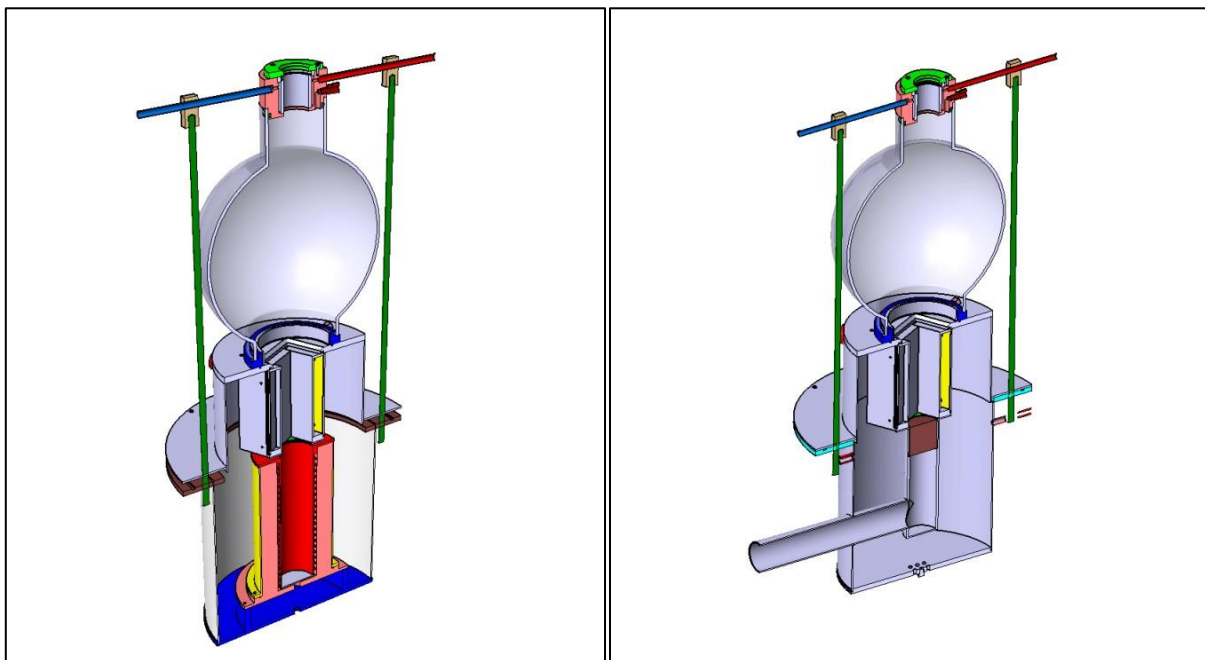


Figure 2.2. Dispositif expérimental avec, de haut en bas : ballon en verre, homogénéisateur et partie interchangeable (calorimétrie à gauche & porte-échantillon à droite).

1.2.1 Homogénéisateur

Afin de caractériser les absorbeurs volumiques solaires en mousses céramiques, une distribution uniforme en densité de flux est recherchée ; pour ce faire, un « homogénéisateur à réflexion » est utilisé. Ce dernier a été dimensionné grâce à des simulations lors du stage de fin d'études précédent la présente thèse ; l'extrait du rapport correspondant est disponible en annexe (Annexe 2).

Les caractéristiques retenues pour cet homogénéisateur sont les suivantes :

- Section carrée de 5cm de côté ;
- Longueur de 15cm ;
- Refroidissement à eau sur les parois ;
- Diaphragme en sortie (avec revêtement réfléchissant).

1.2.2 Calorimétrie : puissance solaire incidente normalisée

Les mesures de calorimétrie effectuées ont permis de quantifier la puissance solaire incidente normalisée $Q_{sol,N}$. Cette grandeur est primordiale car c'est une caractéristique du banc d'essais ; elle est ensuite utilisée lors des calculs de fluxmétrie et pour l'obtention de l'efficacité de conversion thermosolaire.

Ainsi, un calorimètre a été conçu pour se fixer en sortie de l'homogénéisateur, avec une ouverture

correspondant aux échantillons testés – 5cm de diamètre. Il se compose d’une cavité « noire » qui absorbe le flux solaire incident, et transmet cette énergie par conduction au travers de la structure en cuivre, puis par convection au fluide caloporteur (ici de l’eau) circulant autour de la cavité. Afin de limiter les pertes thermiques et pour réduire l’inertie thermique du système, le débit massique d’eau est ajusté lors de la mesure pour obtenir une différence de température entre l’entrée et la sortie de 10°C maximum. Une fois le régime permanent établi, l’équilibre thermique entre la puissance solaire incidente absorbée par la cavité et l’énergie récupérée par la circulation d’eau permet d’écrire le bilan du calorimètre :

$$\alpha_c Q_{sol} = \dot{m}_w \int_{T_{w,in}}^{T_{w,out}} c_{p,eau} dT \quad (2.1)$$

Tableau 2.2. Erreurs de mesures sur la calorimétrie.

Cavité « noire »	Températures	Débit massique	Erreur globale
$\alpha_c = 0.995$	2 thermistances PT100 $T_w \pm 0.10 \text{ }^\circ\text{C}$	Ajusté pour $\Delta T_w \approx 10^\circ\text{C}$ $\dot{m}_w \pm 0,2 \%$	$Q_{sol,N} \pm 1.25 \%$

Ensuite, la valeur de puissance solaire incidente obtenue est normalisée par la valeur instantanée du DNI en W/m^2 afin de rapporter la mesure à une valeur de référence ($\text{DNI}_{\text{réf}} = 1\,000 \text{ W/m}^2$) :

$$Q_{sol,N} = Q_{sol} \left(\frac{\text{DNI}_{\text{réf}}}{\text{DNI}} \right) \quad (2.2)$$

Nota : en divisant la densité de flux solaire incidente (puissance solaire incidente divisée par la surface de l’ouverture – 5cm de diamètre) par la valeur instantanée du DNI, on obtient un facteur de concentration global caractéristique de l’ensemble de l’installation (four solaire + dispositif expérimental). Cette valeur peut également être interprétée comme le « nombre de soleils » incident, en considérant « 1 Soleil » comme étant égal au DNI instantané.

$$C = \frac{Q_{sol}}{S_{ouv} \cdot \text{DNI}} = \frac{Q_{sol,N}}{S_{ouv} \cdot \text{DNI}_{\text{réf}}} \quad (2.3)$$

1.2.3 Fluxmétrie : distribution en densité de flux

Afin de réaliser les mesures de fluxmétrie, une cible de cuivre recouverte d’oxyde de magnésium et refroidit à l’eau a été positionnée en sortie de l’homogénéisateur. Une caméra a pu ainsi filmer le flux réfléchi par cette cible, et établir des cartographies en niveaux de gris. Ensuite, les valeurs de densité de flux en chaque pixel de l’image ont été déterminées en utilisant la densité de flux moyenne normalisée via les logiciels *ImageJ* (traitement d’images) et *Matlab* (calcul numérique), ainsi que les résultats des mesures calorimétriques.

Tableau 2.3. Erreurs de mesures sur la fluxmétrie.

Caméra	Mesure du DNI	Calorimétrie	Erreur globale
Allied Vision Manta Résolution : 0.29mm/pix	$\text{DNI} \pm 1.7 \%$	$Q_{sol,N} \pm 1.25 \%$	$\bar{\varphi} \pm 3.0 \%$

La Figure 2.3 montre une carte en niveaux de gris, obtenue par la caméra de fluxmétrie. L’ouverture carrée correspond à l’entrée de l’homogénéisateur (des réflexions sont visibles sur les parois internes. Le disque central correspond à la cible de fluxmétrie (diaphragme de 5cm de diamètre).

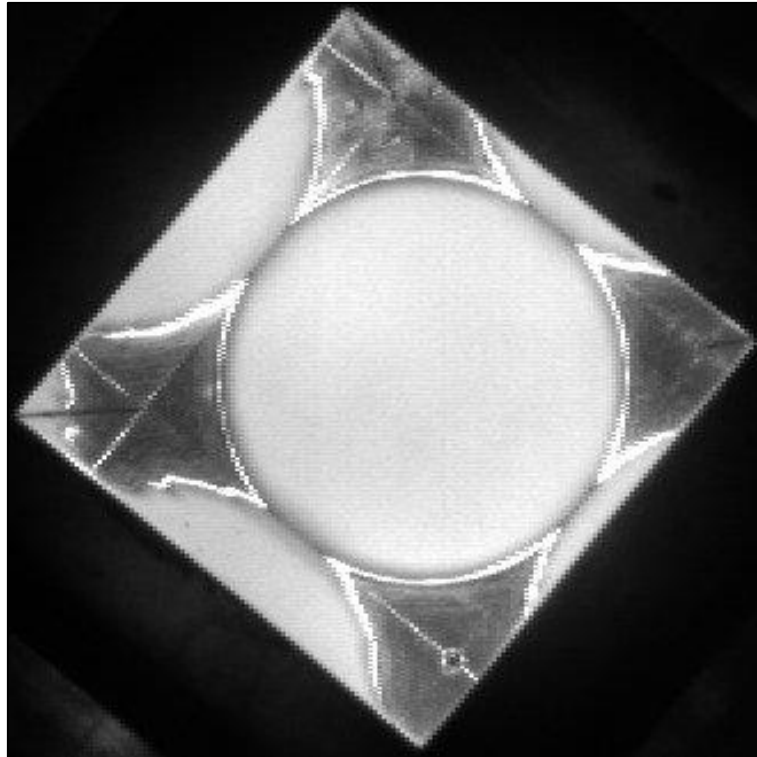


Figure 2.3. Cartographie en niveaux de gris obtenue par la fluxmétrie (Nord vers le haut).

La pénombre sur le bord de la zone utile (cercle de diamètre 5cm) est due à un écart de 1–2mm entre la cible et le diaphragme, imputée aux têtes de vis permettant la fixation du diaphragme sur la sortie de l’homogénéisateur.

1.3 Mesures physiques réalisées sur les échantillons

L’efficacité de conversion thermosolaire est ici le paramètre clé de la mesure ; elle quantifie la quantité d’énergie thermique récupérée par le fluide (différence d’enthalpie sur l’air) par rapport à la puissance solaire concentrée incidente (facteur de concentration global multiplié par le DNI instantanée lors de la mesure) :

$$\eta_{S \rightarrow T} = \frac{\dot{m} \int_{T_{f,in}}^{T_{f,out}} C_p dT}{S_{ouv} \cdot C \cdot DNI} \quad (2.4)$$

Afin de déterminer cette performance pour chaque mousse céramique testée, quatre grandeurs doivent être mesurées :

- Le débit massique d’air \dot{m} , grâce à un contrôleur de débit ;
- La température d’air en entrée de la mousse céramique $T_{f,in}$ (face soumise au flux solaire concentré) ;
- La température d’air en sortie après chauffe au travers de la mousse céramique $\overline{T_{f,out}}$, grâce à plusieurs thermocouples placés en face arrière de l’échantillon ;
- La valeur instantanée du DNI – qui permet, grâce au facteur de concentration global, d’obtenir la puissance solaire incidente ($\varphi_{sol} = C \cdot DNI$).

De plus, une caméra infrarouge est également utilisée afin de déterminer une « température équivalent corps noir » des échantillons sur leur face soumise au flux solaire concentrée.

Enfin, la perte de charge $\Delta P = P_{in} - P_{out} = P_{in} - P_{atm}$ induite par la présence du milieu poreux (i.e. la mousse céramique) est mesurée.

Tableau 2.4. Erreurs de mesures sur les performances des échantillons.

Températures 4 thermocouples K	Contrôleur de débit EL-FLOW® F-203AV	Caméra infrarouge FLIR SC 1000
$\pm 2 K$ sur chacun $\bar{T}_f \pm 7 K$	$\dot{m} = 1g/s \pm 0.017$	Longueur d'onde : $\lambda_{IR} = 4.95 \mu m$ Fenêtre : $\tau_{CaF2} = 93 \%$ Miroir : $\rho_{Ag} = 97 \%$ Résolution : $0.67mm/pixel$

2. Caractérisation du banc d'essais

Comme présenté dans la sous-partie 1, le poste expérimental disponible est un four solaire vertical de 6kW. Afin de caractériser plus en avant les performances optiques du banc d'essais, des mesures de calorimétrie et de fluxmétrie ont été réalisées et sont détaillées ci-après.

2.1 Puissance solaire normalisée

Deux campagnes de mesures calorimétriques ont été effectuées : la première en Janvier 2015 et la seconde en Septembre 2015. Ces mesures ont permis d'établir la puissance solaire incidente normalisée du banc d'essais pour ces deux mois, ainsi que la densité de flux moyenne normalisée et les facteurs de concertation globaux associés.

Tableau 2.5. Résultats des mesures de calorimétrie.

Mois	Campagne #	Puissance solaire normalisée $Q_{sol,N}$	Facteur de concentration C
Janvier 2015	1	1,645 kW	838
Septembre 2015	2	1,536 kW	783

La différence obtenue entre ces deux mesures ($\approx 6,6\%$) s'explique par la position du Soleil dans le ciel (plus basse en Janvier qu'en Septembre) ainsi que l'état de surface de l'héliostat.

Nota : la puissance solaire incidente normalisée peut sembler faible lorsqu'elle est comparée à la valeur indicative du four solaire (6kW), mais il faut prendre en compte toutes les sources de pertes : les qualités optiques de l'héliostat et du concentrateur, la présence du ballon en verre, l'ouverture de l'homogénéisateur (carré de 5cm de côté), les multiples réflexions sur les parois internes de l'homogénéisateur, ainsi que la présence du diaphragme ($\phi = 5cm$).

2.2 Distribution en densité de flux

En traçant les distributions radiales normalisées en densité de flux (Figure 2.4), on peut observer que la distribution quasi-gaussienne du plan focal a bien été homogénéisée.

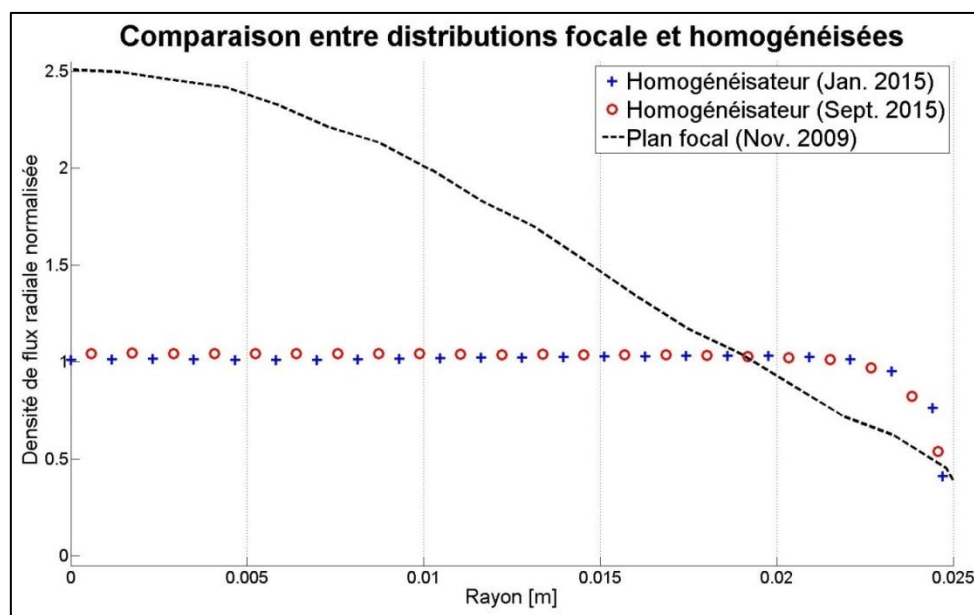


Figure 2.4. Distributions en densité de flux au plan focal et après homogénéisation.

En observant les distributions selon différents axes (Figure 2.5 et Figure 2.6), quelques disparités subsistent encore ; cependant, l'ensemble des distributions est compris dans un intervalle de $\pm 10\%$ (zone grisée) autour de la valeur du flux moyen (pointillé noir).

Nota : comme précisé au paragraphe 1.2.3, la diminution du flux près des bords correspond à une pénombre, due à un décalage de 1–2mm entre le diaphragme et la cible de fluxmètrie induit par les têtes de vis fixant le diaphragme à l'homogénéisateur. Ce décalage a pu être compensé durant les tests des échantillons.

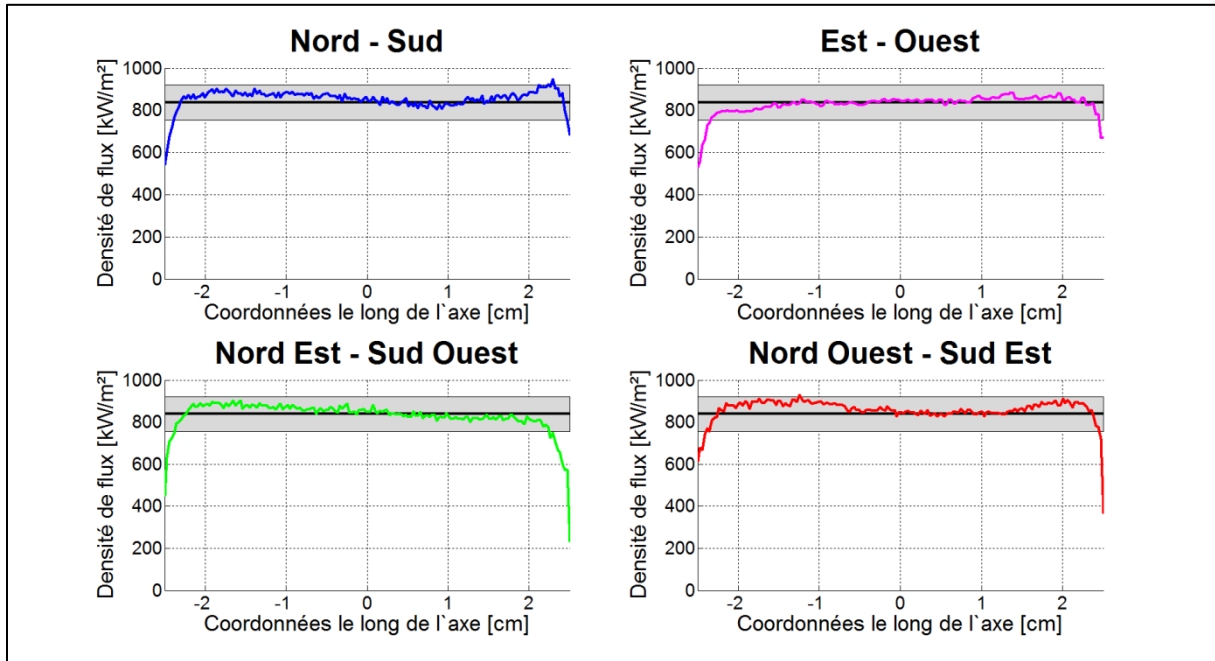


Figure 2.5. Distributions en densité de flux le long de différents axes en Janvier 2015.

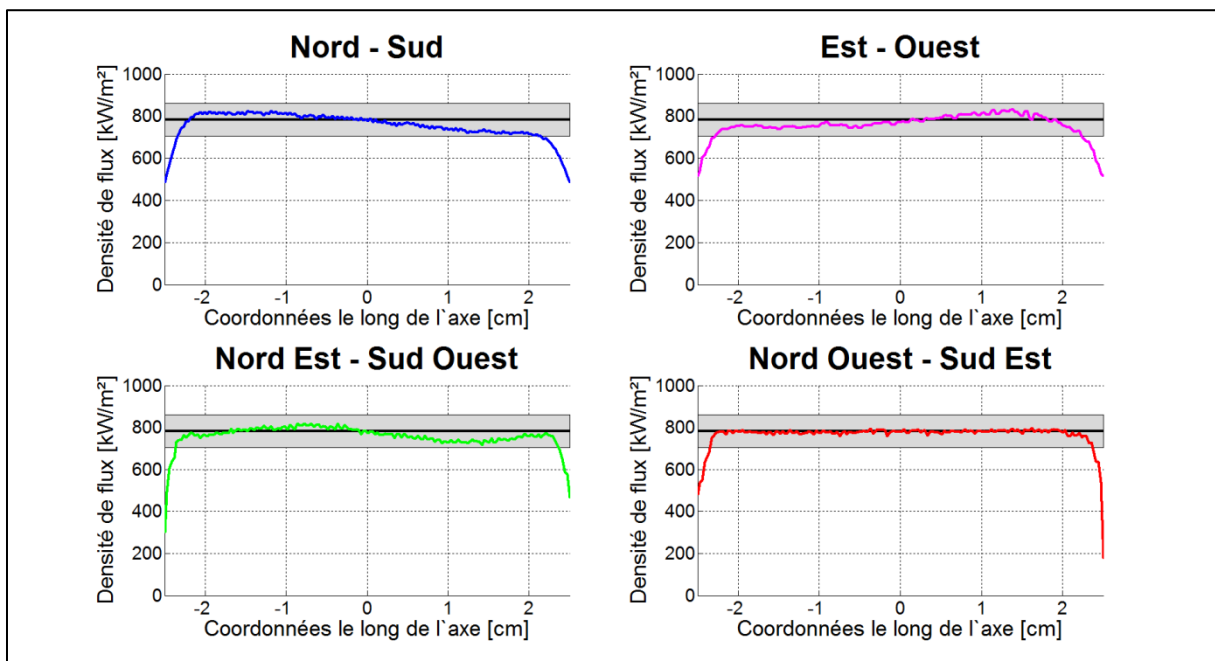


Figure 2.6. Distributions en densité de flux le long de différents axes en Septembre 2015.

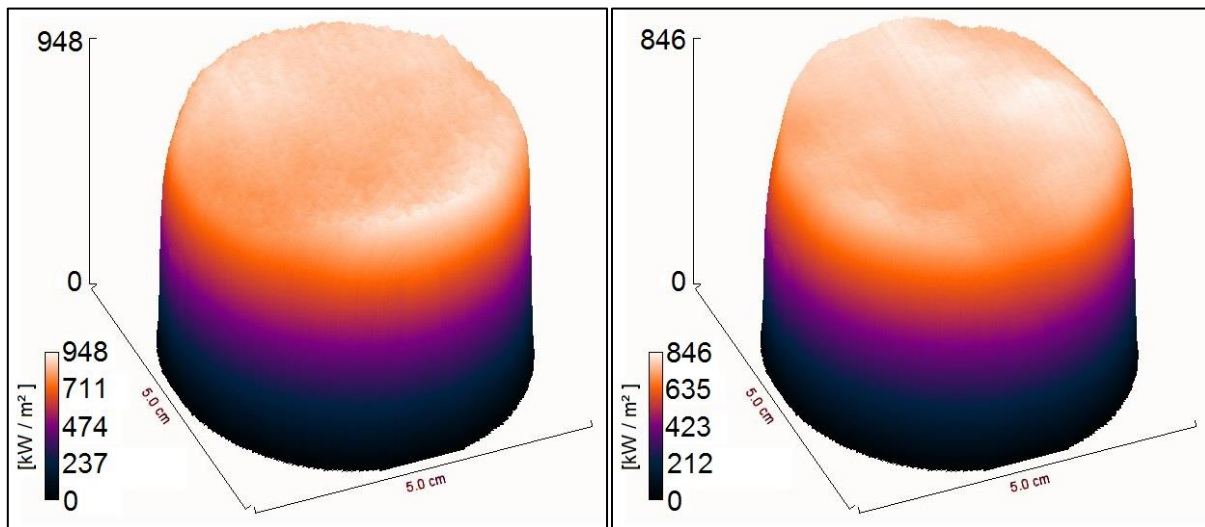


Figure 2.7. Représentation 2D des distributions en densité de flux normalisée ; Janvier 2015 à gauche – Septembre 2015 à droite.

Afin de s'assurer que le flux incident possède bien les mêmes caractéristiques malgré les disparités visibles sur les Figure 2.7 entre les campagnes de Janvier et Septembre 2015, les histogrammes (répartition en nombre de pixels) et leurs cumulées respectives ont été obtenues pour les deux mois analysés (Figure 2.8).

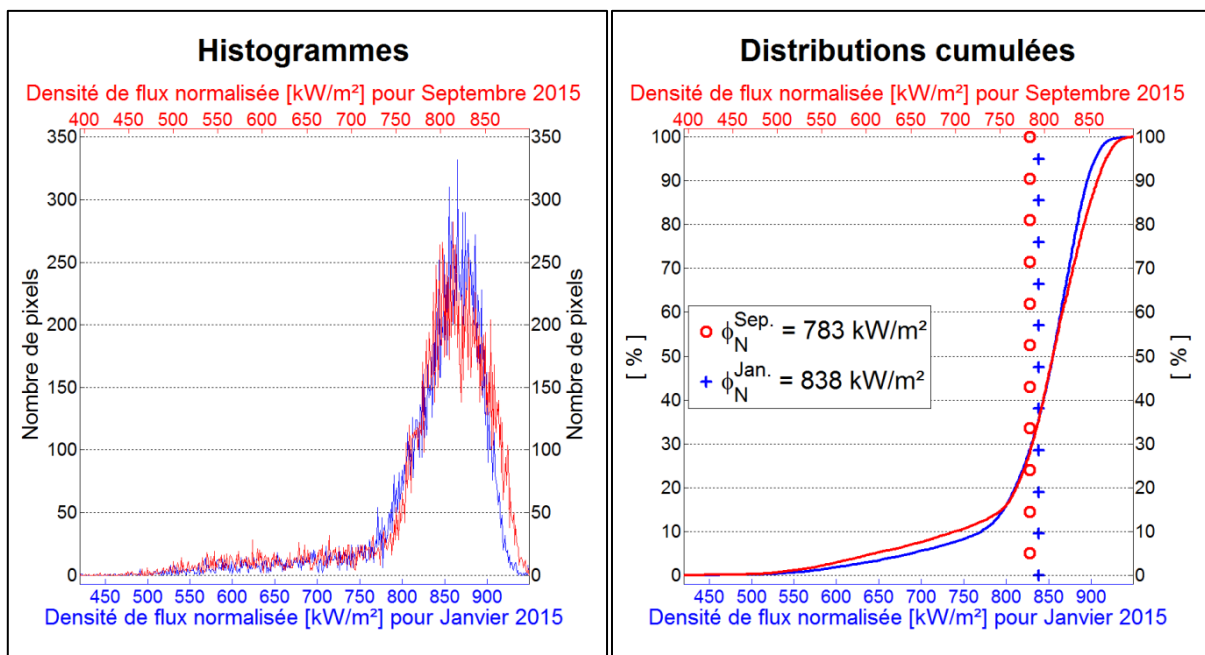


Figure 2.8. Comparaison des histogrammes et distributions cumulées en densité de flux.

Grâce aux deux graphes ci-dessus, on observe que les caractéristiques des distributions en densité de flux sont bien identiques entre les mois de Janvier et de Septembre (malgré une différence d'environ 6,6% sur la densité de flux moyenne, cf. Tableau 2.5).

3. Caractérisation de mousses céramiques

3.1 Absorbeurs testés

3.1.1 Référence : Nids-d'abeilles en SiC

Dans la littérature, la géométrie d'absorbeurs volumiques la plus répandue et étudiée est le « nid-d'abeilles en SiC ». De fait, elle constitue notre absorbeur de référence (Tableau 2.6).

Tableau 2.6. Caractéristiques de l'absorbeur de référence « nid-d'abeilles en SiC ».

Section de canal	Épaisseur des parois	Longueur de l'échantillon	Porosité
Carré de 2 mm	0,5 – 0,6 mm	5,6 cm	$\phi \approx 64 \%$

3.1.2 Échantillons testés

Plusieurs échantillons de mousses céramiques (Figure 2.9) ont été testés durant les campagnes expérimentales, mettant en œuvre différentes porosités, taille de pores et matériaux dont la liste des caractéristiques est rappelée au Tableau 2.7.

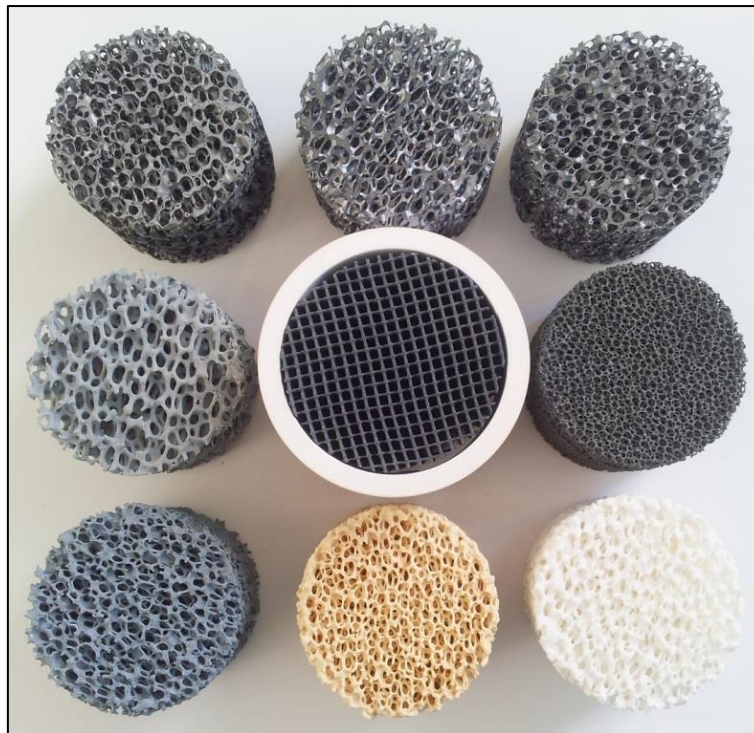


Figure 2.9. Photo des échantillons testés. Première ligne : ZrB_2 , Si-SiC (1) et Si-SiC (2). Seconde ligne : SiC+SiO₂+Al₂O₃, nid-d'abeilles en SiC et α -SiC. Troisième ligne : SiC+Al₂O₃, ZrO₂ et Al₂O₃.

Différentes épaisseurs d'échantillon ont été testées ; celles-ci ont été choisies afin de comparer différents types d'échantillons (matériaux, PPI et porosité) tout en conservant le même nombre de pores traversés par le flux d'air. De plus, ces longueurs assurent qu'en face arrière, l'équilibre thermique entre les phases fluide (air) et solide (mousse céramique) est atteint, tout en garantissant que la source solaire a totalement été absorbée (pour les échantillons en SiC). De fait, augmenter l'épaisseur des échantillons n'améliorera pas les performances thermosolaires (efficacité de conversion et niveaux de température), mais la chute de pression sera accrue.

Tableau 2.7. Caractéristiques des échantillons testés.

Matériau & désignation		PPI (pores per inch)	Porosité [%]	Longueur [cm]	Longueur en nombre de pores
α-SiC	α-SiC (1)	18	72	4	29
	α-SiC (2)	18	72	1,3	9
	α-SiC (3)	18	82	1,6	11
Si-SiC	Si-SiC (1)	4	85	4	6
	Si-SiC (2)	8	83	4	13
« Mélanges » à base de SiC	SiC+SiO ₂ +Al ₂ O ₃	4	88	3,7	6
	SiC+Al ₂ O ₃	6	80	3,9	9
Autres matériaux	Al ₂ O ₃	6	80	3,9	9
	ZrO ₂	6	80	3,9	9
	ZrB ₂	8	83	4	13

Le carbure de silicium SiC est considéré comme un matériau gris, dont l'absorptivité ne varie pas (ou très peu) en fonction de la longueur d'onde du rayonnement ; De manière générale, on a $0,85 < \alpha_{SiC} < 0,95$ (Guévelou et al., 2016). Quant au ZrB₂, il a été choisi en fonction de son absorptivité spectrale : 0,65 en moyenne entre 0 et 2,5µm puis 0,35 au-delà de 2,5µm (Larroutourou et al., 2016).

3.2 Résultats et performances

Le but des campagnes expérimentales était de quantifier les performances thermosolaires de différentes mousses céramiques (Figure 2.9 et Tableau 2.7). Afin d'atteindre les hautes températures désirées (proche de 1 000°C), le débit massique d'air a été fixé à 1g/s (Tableau 2.4). L'efficacité de conversion thermosolaire, est calculée comme le ratio entre la chaleur recouvrée par l'air et le flux solaire incident sur l'échantillon, tel que défini par l'équation (2.4). Le Tableau 2.8 résume l'ensemble des résultats des deux campagnes expérimentales effectuées, tout en rappelant les intervalles de confiances inhérent à chaque mesure effectuée : flux incident, températures, efficacité, et flux spectral directionnel.

Tableau 2.8. Résultats des mesures et performances des échantillons testés.

Campagne #	Matériau	ϕ [kW/m ²] ±3%	$T_{f,in}$ [°C] ±2K	$\overline{T_{f,out}}$ [°C] ±10K	$\eta_{S \rightarrow T}$ [%] ±4%	q_{λ}^{\perp} [W/µm.sr] ±5.3%
1	SiC+SiO ₂ +Al ₂ O ₃	892.5	10	878	51.5	12.3
1	SiC+Al ₂ O ₃	883.3	10	863	51.0	13.4
1	Si-SiC (1)	868.2	12	958	58.1	10.9
1	Si-SiC (2)	884.5	13	949	56.4	11.6
2	Si-SiC (2)	752.5	22	837	57.2	9.67
2	α-SiC (3)	754.0	18	903	62.5	10.3
2	α-SiC (2)	734.6	14	895	63.6	9.82
1	α-SiC (1)	884.1	18	998	59.3	12.2
2	Nid-d'abeilles SiC	795.5	19	897	58.2	8.27
1	ZrB ₂	858.1	9	940	57.7	-
2	ZrB ₂	744.9	16	833	57.9	9.09
1	ZrO ₂	897.5	10	757	43.6	-
1	Al ₂ O ₃	830.5	9	381	23.1	-

Nota : durant l'ensemble des expériences, le nombre de Reynolds était compris entre 6 et 80, indiquant un régime d'écoulement laminaire dans les pores des mousses céramiques.

La Figure 2.10 illustre quelques cartographies de températures telles que mesurées par la caméra infrarouge. Afin d'obtenir la valeur de flux spectral directionnel indiqué dans le Tableau 2.8, un traitement numérique des données a été nécessaire : la contribution de chaque pixel à la longueur d'onde de la caméra et dans la direction normale est sommée sur l'ensemble de la surface de l'échantillon, puis corrigée par la présence de la fenêtre et du miroir (Tableau 2.4).

$$q_{\lambda}^{\perp} = \sum_{i=1}^{N_{pix}} \frac{I_b(\lambda_{IR}, T_i) S_i}{\tau_{CaF2} \rho_{Ag}} \quad (2.5)$$

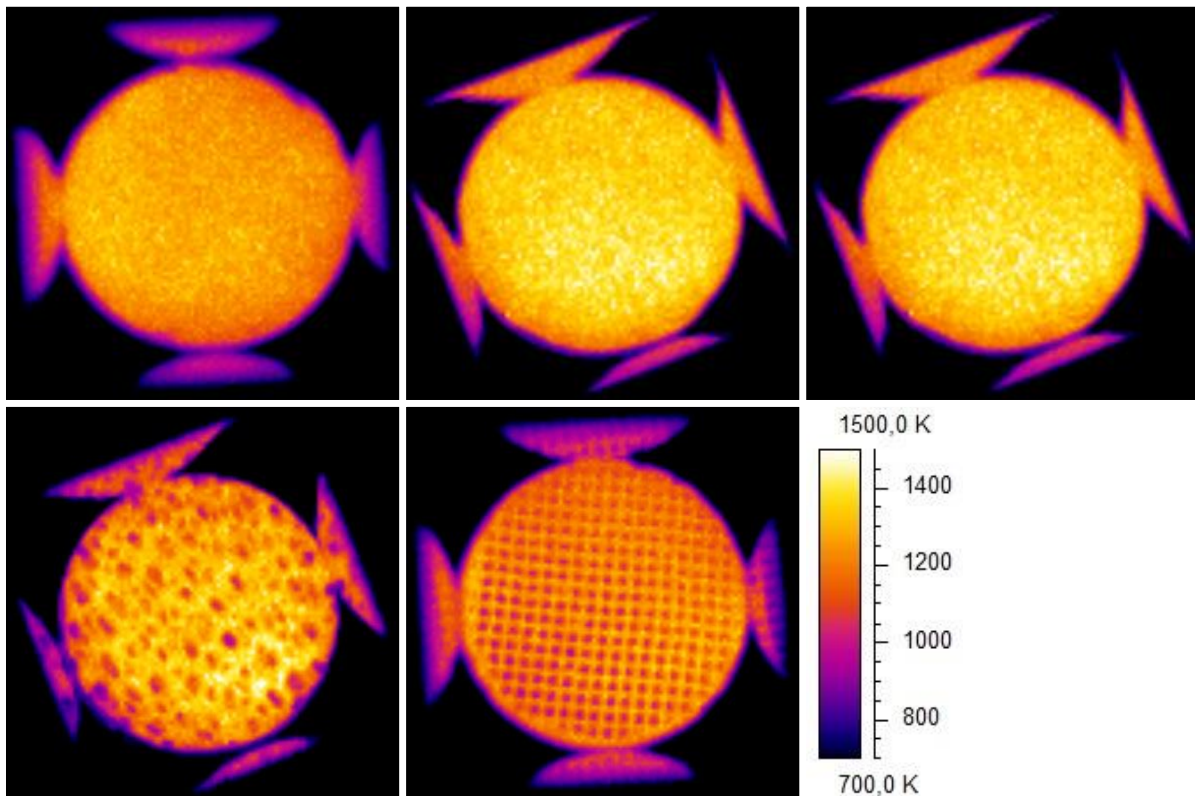


Figure 2.10. Exemple de températures équivalent corps-noir mesurées par la caméra infrarouge : ZrB_2 , α -SiC, Si-SiC, SiC+SiO₂+Al₂O₃, et nid-d'abeilles en SiC.

3.3 Analyse des résultats

Le faible débit massique d'air et les forts flux incidents ont conduit à de hautes températures sur les faces éclairées des échantillons en raison du faible échange convectif entre les phases fluide (air) et solide (mousse céramique) de l'absorbeur. De plus, l'augmentation de température provoque une augmentation de la viscosité dynamique de l'air, rendant les transferts par convection moins efficaces. Ces considérations générales sont basées sur les observations des températures de la mousse céramique sur la face éclairée et la face arrière de l'absorbeur, permettant d'affirmer que la température du solide décroît avec la profondeur ; de fait, l'« effet volumique » n'est pas observé ici. Afin d'obtenir une température de fluide en sortie d'absorbeur supérieure à la température du solide en entrée, une condition nécessaire est la présence d'une faible conductivité thermique, proche de 1 W/m.K (Kribus et al., 2014) qui n'est pas satisfaite pour les mousses en SiC. En outre, la pression et la vitesse du fluide devraient être augmentées en vue d'améliorer les transferts convectifs ; cas des

absorbeurs pressurisés où l'air a pu également être préchauffé suite à la compression.

Bien que les variations d'efficacité observées soient majoritairement dans l'intervalle de confiance, les variations relatives donnent une information sur les tendances globales en raison de la procédure identique et répétable utilisée pour tester les échantillons. L'analyse des résultats présentés ci-avant (Tableau 2.8) peut conduire aux observations suivantes :

- Premièrement, les expériences effectuées ont démontré la faisabilité de produire de l'air chaud à 1 000°C en utilisant des mousses de SiC comme absorbeur solaire volumique. Cependant, les performances de tels absorbeurs sont relativement faibles avec une efficacité de 59% pour l' α -SiC (1) ;
- La comparaison des échantillons de faible PPI tels que le Si-SiC (1), le SiC+Al₂O₃ et le SiC+SiO₂+Al₂O₃ montrent que l'absorptivité dans le spectre solaire (visible) joue un rôle majeur : l'échantillon Si-SiC (1), le plus absorbant des trois (la présence d'alumine dans les autres échantillons tend à diminuer l'absorptivité), conduit aux meilleures efficacités en raison de sa plus grande absorptivité ;
- L'influence de la taille des pores (PPI) a été étudiée en comparant les absorbeurs Si-SiC (1), Si-SiC(2) et α -SiC (3) de porosité similaires (82-85%) et de PPI respectifs 4, 8 et 18. La plus faible efficacité a été obtenue pour l'échantillon Si-SiC (2) à 8PPI. Deux tendances sont alors observées : 1- l'efficacité augmente lorsque le PPI diminue (grande taille de pores), permettant au rayonnement solaire de pénétrer plus en profondeur, et induisant moins de pertes thermiques à l'instar de Chavez and Chaza, 1991), et 2- l'efficacité augmente lorsque le PPI augmente (petite taille de pores), augmentant la surface d'échange entre les phases fluide et solide, et améliorant ainsi les transferts par convection (tout comme dans Fend et al., 2004) ;
- En comparant les échantillons de grand PPI (petits pores) à différentes porosité, α -SiC (2) et α -SiC (3), la meilleure efficacité est obtenue pour la plus faible porosité (α -SiC (2) à 72% de porosité). Ce résultat confirme la tendance précédente à propos de l'augmentation de la surface d'échange entre les phases, amplifiant la convection ;
- Comme indiqué au paragraphe 3.1.1, le nid-d'abeilles en SiC a été utilisé comme absorbeur de référence (efficacité de 58,2%) auquel comparer les autres résultats. En revanche, ce nid-d'abeilles n'a pas une porosité comparable au reste des échantillons, mais seuls les échantillons de grand PPI ont affiché de meilleures performances (59-64% d'efficacité pour α -SiC (1), α -SiC (2) et α -SiC (3) à 18PPI) ;
- Les mousses Si-SiC (2) et ZrB₂ présentent les mêmes caractéristiques géométriques (8PPI et 83% de porosité), mais les matériaux possèdent des propriétés optiques différentes. En observant le flux spectral directionnel mesuré par la caméra infrarouge, on remarque qu'il est plus faible dans le cas du matériau sélectif (9,67 W/ μ m.sr pour le Si-SiC (2) et 9,09 W/ μ m.sr pour le ZrB₂). Néanmoins, l'absorptivité du ZrB₂ dans le spectre solaire étant plus faible que celle du Si-SiC, l'absorptivité effective de l'absorbeur devrait être moindre et compenser les faibles pertes thermiques, conduisant à des performances globales équivalentes : sous flux similaire (752 et 745 W/m²), les efficacités et températures sont similaires (57,2% à 837°C pour le Si-SiC (2) et 57,9% à 833°C pour le ZrB₂).

3.4 Comparaison aux travaux passés

Dans Fend et al., 2004, de plus hautes efficacités (83%±5) ont été atteintes pour des mousses en SiC similaires (20PPI). Cependant, le flux solaire incident et le débit d'air de ces expériences étaient bien supérieurs à ceux mis en jeu ici-même (flux incident 2 à 3 fois supérieur ; débit massique 4 à 6 fois

supérieur), ce qui a mené à de plus faibles températures (630-690°C).

Des résultats légèrement en deçà de ceux présentés ci-dessus (α -SiC) ont été observés dans Pitz-Paal et al., 1997 : les mesures effectuées ont conduit à des efficacités de 57-60% pour des températures de l'ordre de 800-850°C en utilisant des mousses en SiC à 78% de porosité, mais des pores plus petits (30PPI). En comparant ces valeurs à l'échantillon α -SiC (3), on observe qu'à porosité similaire (78-82%), une augmentation des PPI (de 18 à 30 PPI) entraîne une diminution de l'efficacité de conversion thermosolaire (de 63-64% à 57-60%) ; de même, une diminution des PPI (de 18 à 8 PPI avec l'échantillon Si-SiC (3) pour une porosité similaire) entraîne une diminution de l'efficacité de conversion thermosolaire (de 63-64% à 57%). Ceci permet de montrer que, pour une porosité donnée, il existe une valeur optimale de PPI qui maximise les performances thermosolaires de tels absorbeurs (efficacité et températures).

Conclusion

Dans ce chapitre dédié à la caractérisation expérimentale, un banc de test a été conçu pour tester des absorbeurs volumiques solaires en mousses céramiques (échantillon de 5cm de diamètre, jusqu'à 6cm de long), soumis à une distribution de flux uniforme grâce à l'utilisation d'un homogénéisateur à réflexions placé au foyer d'un four solaire à axe vertical. La caractérisation du banc a permis d'obtenir les caractéristiques de la distribution de flux ; la puissance solaire incidente a été obtenue suite à des mesures calorimétriques, et la fluxmétrie a conduit à la distribution en densité de flux.

La principale conclusion de ces expériences est que les mousses céramiques à fort PPI (i.e. faible taille de pores) conduisent à de meilleures performances thermosolaires, probablement causées par l'accroissement des échanges convectifs entre la structure céramique et la phase fluide (air). Bien que la gamme de porosités testées ait été restreinte (de 72% à 88%), les meilleures performances ont été atteintes pour les mousses de faible porosité. Concernant la mise en œuvre de la sélectivité spectrale afin d'améliorer les transferts radiatifs, les performances globales mesurées sont similaires à celles d'un absorbeur en SiC. Cependant, les pertes par émission thermique ont effectivement été réduites (mesures à $4,95\mu\text{m}$). Lorsque des mousses à faibles porosités et forts PPI sont utilisées, les propriétés radiatives des matériaux sélectifs deviennent significatives et entraînent une augmentation de l'efficacité de conversion thermosolaire, car elles permettent de réduire les pertes par émission infrarouge. En se basant sur les résultats obtenus pour le ZrB_2 , les matériaux sélectifs devraient posséder de meilleures absorptivités que le SiC dans le spectre solaire, tout en maintenant de faibles émissivités dans le spectre infrarouge.

Références

Publications scientifiques

- Chavez J.M., Chaza C., 1991. *Testing of a porous ceramic absorber for a volumetric air receiver*. Solar Energy Materials 24, 172–181.
- Fend T., Pitz-Paal R., Reutter O., Bauer J., Hoffschmidt B., 2004. *Two novel high-porosity materials as volumetric receivers for concentrated solar radiation*. Solar Energy Materials & Solar Cells 84, 291–304.
- Guévelou S., Rousseau B., Domingues G., Vicente J., Caliot C., 2016. *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.
- Kribus A., Gray Y., Grijnevich M., Mittelman G., Mey-Cloutier S., Caliot C., Flamant G., 2014. *The promise and challenge of solar volumetric absorbers*. Solar Energy 110, 463–481.
- Larrouturou F., Caliot C., Flamant G., 2016. *Influence of receiver surface spectral selectivity on the solar-to-electric efficiency of a solar tower power plant*. Solar Energy 130, 60–73.
- Mey S., Caliot C., Flamant G., Kribus A., Gray Y., 2014. *Optimization of high temperature SiC volumetric solar absorber*. Proceedings of the 19th SolarPACES Conference, Energy Procedia 49, 478–487.
- Pitz-Paal R., Hoffschmidt B., Böhmer M., Becker M., 1997. *Experimental and numerical evaluation of the performance and flow stability of different types of open volumetric absorbers under non-homogeneous irradiation*. Solar Energy 60 (3), 135–150.
- Wu Z., Caliot C., Flamant G., Wang Z., 2011a. *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, 1527–1537.
- Wu Z., Caliot C., Flamant G., Wang Z., 2011b. *Coupled radiation and flow modelling in ceramic foam volumetric solar air receivers*. Solar Energy 85, 2374–2385.

CHAPITRE 3

MODÉLISATION ET SIMULATION DES TRANSFERTS
COUPLÉS ET DE L'ÉCOULEMENT DANS UN MILIEU
POREUX SOUMIS À UN FLUX SOLAIRE CONCENTRÉ

Sommaire

Nomenclature	61
Introduction	63
1. Etablissements des équations	65
1.1 Méthode des moyennes volumiques	65
1.1.1 Equations de Navier-Stokes	65
1.1.2 Equations de l'énergie	65
1.1.3 Hypothèses du modèle	66
1.2 Transferts radiatifs	67
1.2.1 Forme générale de l'équation de transfert radiatif	67
1.2.2 Approximation de l'ETR : Méthode des Ordonnées Discrètes	67
2. Modèles de propriétés thermophysiques et thermoradiatives	69
2.1 Propriétés géométriques	69
2.1.1 Cellules, pores et brins	69
2.1.2 Surface spécifique	70
2.2 Conduction thermique	70
2.3 Echange par convection	70
2.3.1 Convection volumique	70
2.3.2 Convection surfacique à la frontière	70
2.4 Propriétés radiatives	71
2.4.1 Propriétés radiatives du matériau	71
2.4.2 Fonction de phase de diffusion	71
2.4.3 Propriétés radiatives effectives	72
2.5 Propriétés d'écoulement – chute de pression	72
2.6 Propriétés thermophysiques du fluide	73
3. Méthodes numériques de résolution	74
3.1 Convention et notations	74
3.2 Schémas de discrétisation	74
3.3 Equations discrétisées	75
3.3.1 Discrétisation des équations de Navier-Stokes	75
3.3.2 Discrétisation des équations de l'énergie	76
3.4 Discrétisation du domaine spectral	76
3.4.1 Discrétisation des équations du transfert radiatif	76
3.4.2 Calcul numérique des propriétés radiatives effectives	77
4. Méthodes numériques de résolution	79
4.1 Méthodes de résolution	79
4.1.1 Résolution directe	79
4.1.2 Résolution de proche en proche	79
4.1.3 Résolution par diagonalisation de matrice	80
4.2 Convergence	80
4.2.1 Boucles de calcul	80

4.2.2	Sous-relaxation	80
4.2.3	Critère d'arrêt	81
5.	Traitement des conditions aux frontières.....	82
5.1	Pas spatial.....	82
5.2	Principe de la « Pseudo-Surface »	82
5.3	Conditions aux frontières sur l'écoulement	83
5.4	Conditions aux frontières sur l'énergie	83
5.4.1	Energie de la phase fluide.....	83
5.4.2	Energie de la phase solide	84
5.5	Conditions aux frontières sur les transferts radiatifs.....	85
5.5.1	Contributions « solaires & positives »	85
5.5.2	Contributions « solaires & négatives »	86
5.5.3	Contributions « infrarouges & positives »	87
5.5.4	Contributions « infrarouges & négatives »	87
5.6	Avantages et nécessité de la pseudo-surface	88
6.	Post-traitement des résultats numériques.....	89
6.1	Flux et bilans d'énergie globaux.....	89
6.1.1	Flux solaire incident	89
6.1.2	Efficacité de conversion thermosolaire	90
6.1.3	Calcul des pertes.....	90
6.1.3.1	Influence de la pseudo-surface sur les pertes.....	90
6.1.3.2	Diffusion sortante du système.....	90
6.2	Termes sources et bilans d'énergie locaux	91
6.2.1	Equation du transfert radiatif pour la source solaire	91
6.2.2	Equations de l'énergie du fluide	92
6.2.3	Equations de l'énergie du solide.....	92
7.	Validation expérimentale du code de calcul	94
7.1	Chute de pression.....	94
7.2	Performances thermosolaires.....	95
7.2.1	Mousses en α -SiC.....	95
7.2.2	Mousses en Si-SiC	97
7.2.3	Mousses en ZrB ₂	99
7.2.4	Commentaire global	101
Conclusion	103
Références	105

Nomenclature

Symboles latins :

A	Surface d'ouverture [m ²]
A_v	Surface spécifique [m ² /m ³]
C_p	Capacité calorifique massique [J/kg/K]
d_c, d_p, d_b	Respectivement, diamètre de cellules, de pores et de brins [m]
D	Vecteur second-membre
E	Energie [J]
\vec{f}	Forces volumiques
f_l	Fractions de Planck [-]
G	Eclairement [W/m ²]
h	Coefficient d'échange convectif [W/m ² /K] ou [W/m ³ /K]
I	Luminance [W/m ² /μm/sr]
k	Conductivité thermique [W/m/K]
K	Nombre de directions dans les Ordonnées Discrètes
K_1	Perméabilité visqueuse [1/m]
K_2	Perméabilité inertielle [1/m ²]
L	Longueur du milieu poreux [m]
\dot{m}	Débit massique [kg/s]
M	Matrice de résolution
MG	Nombre de mailles dans la discrétisation (meshgrid)
N	Nombre de luminances dans les Ordonnées Discrètes
P	Pression [Pa]
$P_\Omega, P(\theta), P_{j \rightarrow i}, P_{ji}$	Fonction de phase de diffusion
q_r	Flux radiatif [W/m ²]
\vec{Q}, Q	Flux [W/m ²]
r	Constante réduite des Gaz Parfait pour l'air $r = 287 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
S	Terme source [W/m ³]
\mathcal{S}	Terme source de diffusion entrante
T	Température [K]
V	Volume [m ³]
\vec{v}	Vecteur vitesse [m/s]
v_D	Vitesse de Darcy [m/s]
x, X	Position [m]
i, j, k, l, m	Indices muets

Symboles grecques :

α	Absorptivité [-]
β	Coefficient d'extinction [1/m]
δ	Coefficient de sous-relaxation [-]
ε	Emissivité [-]
$\eta_{S \rightarrow T}$	Efficacité de conversion thermosolaire [%]
θ	Angle d'incidence [rad]
$\vartheta_{1/2}$	Demi-angle d'ouverture du flux solaire concentré incident [rad]
κ	Coefficient d'absorption / d'émission [1/m]
λ	Longueur d'onde [μm]
μ	Viscosité dynamique [Pa.s]
ϖ	Angle solaire [sr]
ρ	Masse volumique [kg/m ³]
σ	Coefficient de diffusion [1/m]
σ_{sb}	Constante de Stefan-Boltzmann $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$
$\bar{\tau}$	Tenseur

φ	Flux [W/m ²]
ϕ	Porosité [-] ou [%]
$\vec{\omega}, \omega$	Direction
(ξ, η, μ)	Coordonnées directionnelles

Indices

<i>amb</i>	Relatif à l'ambient
<i>b</i>	Relatif au corps noir (black-body)
<i>e, E</i>	Relatif à l'est ; grandeur à droite
<i>f</i>	Relatif au fluide
<i>inf</i>	Limite inférieure
<i>ir</i>	Relatif au spectre infrarouge
<i>l, λ</i>	Relatif à la longueur d'onde ; grandeur spectrale
<i>P</i>	Relatif au point de calcul
<i>PS</i>	Relatif à la pseudo-surface
<i>r</i>	Grandeur radiative
<i>s</i>	Relatif au solide
<i>sol</i>	Relatif au Soleil
<i>sup</i>	Limite supérieure
<i>v</i>	Grandeur volumique
<i>w, W</i>	Relatif à l'ouest ; grandeur à gauche
α	Grandeur d'absorption
δ	Grandeur de diffusion
γ	Grandeur de convection
ρ	Grandeur de réflexion
τ	Grandeur de transmission
\emptyset	Grandeur relatif à la surface d'entrée
0	Valeur en $x = 0$

Exposant

*	Grandeur effective
---	--------------------

Opérateurs

∂_t	Dérivée temporelle
$\vec{\nabla}$	Opérateur Nabla
\otimes	Produit vectoriel
$d_x, \frac{d}{dx}$	Dérivée spatiale
\int	Opérateur d'intégration
\overline{X}	Grandeur moyenne

Acronymes & abréviations

Δx	Pas spatial [m]
$\Delta \lambda$	Pas spectral [μm]
δq_r	Valeurs discrétisées du terme source radiatif
<i>NBS</i>	Nombre de bandes spectrales
<i>Nu</i>	Nombre de Nusselt [-]
<i>Re</i>	Nombre de Reynolds [-]

Introduction

Par le passé, plusieurs travaux ont tenté de modéliser les transferts couplés en milieux poreux prenant place au sein des absorbeurs volumiques de type mousse céramiques. Dans cette partie, nous proposons un nouveau modèle simplifié monodimensionnelle utilisant l'approche de milieu homogène équivalent.

Après avoir établi les équations correspondantes et présentés les modèles de propriétés utilisés, différentes méthodes numériques de résolution sont appliquées aux équations discrétisées afin de calculer les champs physiques (pression, températures, luminances).

Une innovation est présentée ici sur le traitement de la condition frontière : la « pseudo-surface ». Celle-ci permet de prendre en compte l'absorption du flux solaire incident sur la face irradiée.

Finalement, en utilisant les résultats des campagnes expérimentales du chapitre précédent, le code est comparé aux mesures afin de le valider.

1. Etablissements des équations

Dans le domaine de la mécanique des fluides, les équations régissant l'écoulement et les transferts thermiques sont respectivement les équations de Navier-Stokes et de l'énergie :

$$\begin{aligned} \text{Equation de continuité :} \\ \partial_t \rho + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \text{Equation de quantité de mouvement :} \\ \partial_t (\rho \vec{v}) + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = -\vec{\nabla} P + \vec{\nabla} \cdot \bar{\tau} + \rho \vec{f} \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \text{Equations de conservation de l'énergie :} \\ \partial_t E + \vec{\nabla} \cdot (E \vec{v}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{Q} + S \end{aligned} \quad (3.3)$$

1.1 Méthode des moyennes volumiques

Afin de déterminer les équations correspondantes dans le cas d'un milieu poreux constitué d'une phase solide et d'une phase fluide, la méthode des Moyennes Volumiques a été utilisée (Annexe 4).

1.1.1 Equations de Navier-Stokes

Ainsi, les équations de continuité et de quantité de mouvement deviennent respectivement :

$$d_x(\rho v_D) = 0 \quad (3.4)$$

$$d_x \left(\frac{\rho v_D v_D}{\phi} \right) = -\phi d_x P - \phi v_D \left(\frac{\mu}{K_1} + \frac{\rho}{K_2} v_D \right) \quad (3.5)$$

Puisque nous sommes ici en géométrie monodimensionnelle, l'équation de continuité permet d'obtenir directement la vitesse du fluide dans les pores, aussi appelée vitesse de Darcy :

$$d_x(\rho v_D) = 0 \rightarrow \rho v_D = \frac{\dot{m}}{A} \rightarrow v_D = \frac{\dot{m}}{\rho A}$$

En utilisant ce résultat dans l'équation de quantité de mouvement, on obtient une équation de pression dans le domaine :

$$\begin{aligned} d_x \left(\frac{\rho v_D v_D}{\phi} \right) &= \frac{\rho v_D}{\phi} d_x v_D + \frac{v_D}{\phi} d_x (\rho v_D) \ \& \ d_x(\rho v_D) = 0 \text{ (continuité)} \rightarrow d_x \left(\frac{\rho v_D v_D}{\phi} \right) = \frac{\rho v_D}{\phi} d_x v_D \\ d_x \left(\frac{\rho v_D v_D}{\phi} \right) &= -\phi d_x P - \phi v_D \left(\frac{\mu}{K_1} + \frac{\rho}{K_2} v_D \right) \rightarrow \frac{\rho v_D}{\phi} d_x v_D = -\phi d_x P - \phi v_D \left(\frac{\mu}{K_1} + \frac{\rho}{K_2} v_D \right) \\ \rightarrow -d_x P &= \frac{\rho v_D}{\phi^2} d_x v_D + v_D \left(\frac{\mu}{K_1} + \frac{\rho}{K_2} v_D \right) = \frac{\dot{m}}{A \phi^2} d_x v_D + \frac{\mu}{K_1} v_D + \frac{\rho}{K_2} v_D^2 \end{aligned}$$

Finalement, les équations régissant l'écoulement sont :

$$v_D = \frac{\dot{m}}{\rho_f A} \quad (3.6)$$

$$-d_x P = \frac{\dot{m}}{A \phi^2} d_x v_D + \frac{\mu_f}{K_1} v_D + \frac{\rho_f}{K_2} v_D^2 \quad (3.7)$$

Où ρ_f est la masse volumique du fluide, μ_f est la viscosité dynamique du fluide, K_1 est la perméabilité visqueuse et K_2 est la perméabilité inertielle.

1.1.2 Equations de l'énergie

Comme précisé dans les hypothèses, deux équations de l'énergie seront considérées ici : une pour la phase fluide (air), et une pour la phase solide (mousse céramique). Par conséquent, les équations

moyennées de conservation de l'énergie deviennent alors :

$$\frac{\dot{m}}{A} \bar{C}_{p,f} d_x(T_f) = S_f \quad (3.8)$$

$$0 = d_x(k_s^* d_x T_s) + S_s \quad (3.9)$$

Où le coefficient $\bar{C}_{p,f}$ représente une valeur moyenne de la capacité calorifique massique du fluide à l'endroit où s'applique la dérivée spatiale ; et où les termes S_f et S_s sont les termes sources volumiques s'appliquant respectivement à la phase fluide et à la phase solide.

Les deux phases échangent de la chaleur par convection au sein du milieu poreux. Ainsi, cet échange est considéré dans les termes sources de chacune des équations correspondantes :

- $h_v(T_s - T_f)$ pour le fluide ;
- $h_v(T_f - T_s)$ pour le solide.

Le milieu poreux modélisé est soumis à un flux solaire concentré : il faut donc tenir compte du terme source radiatif. Puisque la phase fluide est non-participative, le terme source radiatif ne s'applique qu'à la phase solide. Ainsi, les équations de l'énergie à résoudre sont respectivement pour la phase fluide et la phase solide :

$$\frac{\dot{m}}{A} \bar{C}_{p,f} d_x(T_f) = h_v(T_s - T_f) \quad (3.10)$$

$$0 = d_x(k_s^* d_x T_s) + h_v(T_f - T_s) - d_x q_r \quad (3.11)$$

1.1.3 Hypothèses du modèle

Lors de l'établissement des équations du modèle, les hypothèses suivantes ont été considérées :

- a. La phase fluide (de l'air) respecte la loi des Gaz Parfaits ;
- b. A cause de la grande variation de température sur la phase fluide, toutes les propriétés thermophysiques de l'air ont été considérées thermo-dépendantes (fonctions polynômiales de la température) ;
- c. La variation de température du fluide est principalement due à l'échange convectif avec la phase solide, de fait la conduction thermique dans la phase fluide est négligée ;
- d. En raison de la faible variation de température sur la phase solide et du manque de données à haute température, toutes les propriétés thermophysiques du matériau solide sont constantes ;
- e. Le flux solaire concentré d'incidence conique est supposé uniforme en densité de flux ;
- f. La phase fluide, composée d'air, est non-participative pour le rayonnement (transparente et non-émissive) ;
- g. L'écoulement est supposé laminaire et stable dans la structure du milieu poreux (i.e. dans les pores de la mousse céramique) ;
- h. La géométrie du milieu est supposée uniforme en porosité et en diamètre de pores (valeurs moyennes) ;
- i. Le régime permanent est établi ;
- j. Les effets visqueux et la convection naturelle sont négligés ;
- k. Aucune force volumique ne s'applique au fluide ;
- l. Parce que la dimension caractéristique de l'absorbeur est bien plus grande que le diamètre de pores ($L/d \approx 10 - 100$), les effets de bords sont négligés ;
- m. Les équations sont prises monodimensionnelles, afin de modéliser les variations le long de l'axe d'un cylindre par une approche simplifiée.

1.2 Transferts radiatifs

1.2.1 Forme générale de l'équation de transfert radiatif

L'Equation du Transfert Radiatif (ETR) dans sa forme générale stipule que la variation de luminance le long du chemin optique au point x dans la direction $\vec{\omega}$ dépend de trois termes :

- Un terme d'émission induit par la température du milieu ;
- Un terme d'extinction traduisant l'absorption et la diffusion sortante du rayonnement ;
- Un terme source correspondant à la diffusion entrante.

$$d_x I_\lambda(x, \vec{\omega}) = \kappa_\lambda I_{b,\lambda}(T) - \beta I_\lambda(x, \vec{\omega}) + \sigma_\lambda \int_{4\pi} I'_\lambda(x, \vec{\omega}') P_{\Omega\lambda}(\vec{\omega}|\vec{\omega}') d\vec{\omega}' \quad (3.12)$$

Afin de résoudre le rayonnement dans le milieu, l'ETR doit être approximée. Pour ce faire, il existe différentes méthodes ; plusieurs d'entre elles ont été implémentées et comparées lors du développement du code numérique : approximation de Rosseland, modèle P-1, approximation à deux-flux, méthode des Ordonnées Discrètes, algorithme de Monte-Carlo. Elle a fait l'objet d'un proceeding à l'occasion de la conférence SolarPACES 2013 (Mey et al., 2014) et d'une publication scientifique parue dans Solar Energy (Kribus et al., 2014 ; Annexe 3).

1.2.2 Approximation de l'ETR : Méthode des Ordonnées Discrètes

L'approximation retenue pour modéliser le transfert radiatif est le Méthode des Ordonnées Discrètes abrégée DOM² (Modest, 2003 ; Siegel & Howell, 1992) ; celle-ci permet de discrétiser les directions selon une quadrature appropriée, considérant la luminance constante dans l'angle solide associé à chaque direction. Dans le cas présent, la quadrature S_4 a été choisie, discrétisant les 4π stéradians en $K = 24$ directions (3 par octant) ayant chacune le même poids ($4\pi/K = \pi/6$) et de coordonnées directionnelles (ξ_k, η_k, μ_k) (Tableau 3.1). Cette quadrature permet de réduire à $N = 4$ le nombre de luminances à calculer (I_i avec $i = \{1 ; 2 ; 3 ; 4\}$) grâce aux symétries de révolution (2 dans l'hémisphère positif et deux dans l'hémisphère négatif), chacune portée par l'une des quatre valeurs de coordonnée $\mu_i = \{0.9082483 ; 0.2958759 ; -0.2958759 ; -0.9082483\}$ (Tableau 3.2).

Nota : nous qualifierons de « positives » les luminances dont la coordonnée directionnelle principale μ_i est positive, soit I_1 et I_2 ; nous qualifierons de « négatives » les luminances dont la coordonnée directionnelle principale μ_i est négative, soit I_3 et I_4 .

De fait, l'équation générale du transfert radiatif devient un système de quatre équations dont les inconnues sont les quatre luminances I_i portées par les directions principales μ_i :

$$\mu_i d_x I_{i,\lambda} = \kappa_\lambda \phi I_{b,\lambda} - \beta I_{i,\lambda} + \frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \sum_{j=1}^N \varpi_j I_{j,\lambda} P_{j \rightarrow i} \quad (3.13)$$

Le terme source radiatif de l'équation de conservation l'énergie pour la phase solide est alors calculé comme suit :

² DOM = Discrete Ordinates Method ; cette méthode est aussi appelée approximation-S_N en référence aux quadratures utilisées lors de la discrétisation du domaine directionnel (4π sr).

$$d_x q_r = \int_0^{+\infty} \kappa_\lambda \left(\phi \int_{4\pi} I_{b,\lambda} d\Omega - \sum_{i=1}^N \varpi_i I_{i,\lambda} \right) d\lambda \quad (3.14)$$

Les deux équations précédentes sont spectrales, i.e. chaque terme dépend de la longueur d'onde λ , apparaissant en indice. La discrétisation du domaine spectral ($\lambda \in [0; +\infty]$) sera abordée plus tard, dans le paragraphe concernant la discrétisation des équations.

Tableau 3.1. Caractéristiques des 24 directions de la quadrature S_4 .

Directions ($K = 24$)	Coordonnées directionnelles			Luminances ($N = 4$)
	ξ_k	η_k	μ_k	
$k = 1$	0,2958759	0,2958759	0,9082483	I_1
$k = 2$	0,2958759	0,9082483	0,2958759	I_2
$k = 3$	0,9082483	0,2958759	0,2958759	I_2
$k = 4$	-0,2958759	0,2958759	0,9082483	I_1
$k = 5$	-0,2958759	0,9082483	0,2958759	I_2
$k = 6$	-0,9082483	0,2958759	0,2958759	I_2
$k = 7$	0,2958759	-0,2958759	0,9082483	I_1
$k = 8$	0,2958759	-0,9082483	0,2958759	I_2
$k = 9$	0,9082483	-0,2958759	0,2958759	I_2
$k = 10$	0,2958759	0,2958759	-0,9082483	I_4
$k = 11$	0,2958759	0,9082483	-0,2958759	I_3
$k = 12$	0,9082483	0,2958759	-0,2958759	I_3
$k = 13$	-0,2958759	-0,2958759	0,9082483	I_1
$k = 14$	-0,2958759	-0,9082483	0,2958759	I_2
$k = 15$	-0,9082483	-0,2958759	0,2958759	I_2
$k = 16$	0,2958759	-0,2958759	-0,9082483	I_4
$k = 17$	0,2958759	-0,9082483	-0,2958759	I_3
$k = 18$	0,9082483	-0,2958759	-0,2958759	I_3
$k = 19$	-0,2958759	0,2958759	-0,9082483	I_4
$k = 20$	-0,2958759	0,9082483	-0,2958759	I_3
$k = 21$	-0,9082483	0,2958759	-0,2958759	I_3
$k = 22$	-0,2958759	-0,2958759	-0,9082483	I_4
$k = 23$	-0,2958759	-0,9082483	-0,2958759	I_3
$k = 24$	-0,9082483	-0,2958759	-0,2958759	I_3

Tableau 3.2. Caractéristiques des 4 luminances de la quadrature S_4 .

Poids des directions ϖ	Luminances I_i	Coordonnées μ_i	Nombre de directions portantes	Poids de luminance ϖ_i
$\frac{4\pi}{24} = \frac{\pi}{6}$	$i = 1$	+0,9082483	4	$2\pi/3$
	$i = 2$	+0,2958759	8	$4\pi/3$
	$i = 3$	-0,2958759	8	$4\pi/3$
	$i = 4$	-0,9082483	4	$2\pi/3$

2. Modèles de propriétés thermophysiques et thermoradiatives

Maintenant que les équations régissant l'écoulement et les transferts ont été établies, il apparaît que plusieurs coefficients sont nécessaires à leur résolution. Il s'agit des propriétés thermophysiques et thermoradiatives des deux phases mises en jeu.

2.1 Propriétés géométriques

Bien que n'étant pas de caractère thermophysique ou thermoradiatif, la géométrie des mousses céramiques joue un rôle majeur sur les phénomènes de transfert. Dans l'industrie, la géométrie des mousses céramiques est caractérisée par deux grandeurs : la porosité ϕ , et la densité linéique de cellules appelée *PPI* (Pores Per Inch) ou *PPC* (Pores Per Centimeters) ; par la suite, nous utiliserons la dénomination *PPI.*, car celle-ci est plus répandue chez les fournisseurs, ce qui fera apparaître un coefficient de conversion entre pouces (inch) et centimètres ($1 \text{ inch} = 2,54 \text{ cm}$).

2.1.1 Cellules, pores et brins

Afin de ne pas confondre les termes utilisés par la suite, plusieurs définitions sont nécessaires ici. Elles correspondent aux travaux de Huu et al. (2009) qui modélise les alvéoles des mousses céramiques par des dodécaèdres réguliers (polygones à 12 faces) tel que présenté sur la Figure 3.1 :

- Le diamètre de cellule d_c identifie le diamètre moyen du dodécaèdre équivalent correspondant aux alvéoles de la mousse céramique – il est directement lié au PPI ;
- Le diamètre de pores d_p identifie le diamètre moyen des fenêtres des cellules, i.e. l'interstice par lequel deux cellules adjacentes communiquent – c'est dans cet espace que le fluide circule ;
- Le diamètre de brins d_b identifie le diamètre moyen des brins de matière solide formant la structure de la mousse céramique.

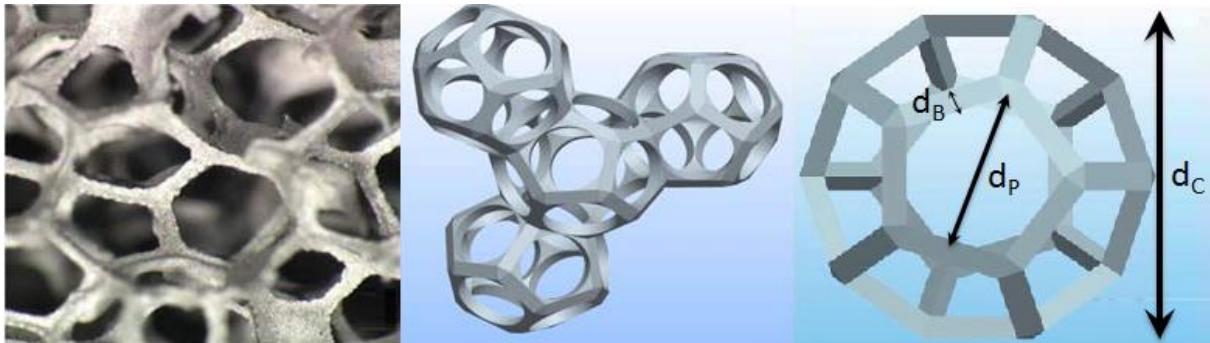


Figure 3.1. Représentation de la géométrie dodécaédrique des mousses céramiques.

Ces trois grandeurs sont liées à la porosité et au PPI de la mousse céramique. Les équations suivantes permettent de quantifier numériquement les variations de ces grandeurs en fonction des caractéristiques géométriques (Huu et al., 2009) :

$$d_c = \frac{0,0254}{PPI} \quad (3.15)$$

$$d_p = \frac{d_c}{\left(3,65 - \frac{5}{3}\phi\right)} \quad (3.16)$$

$$d_b = d_p \left(1,6625 - \frac{4,75}{3}\phi\right) \quad (3.17)$$

2.1.2 Surface spécifique

De la même façon que les relations entre diamètres de pores/de brins ont été établies en fonction des caractéristiques géométriques (porosité et PPI), Huu et al. (2009) ont déterminé une relation pour exprimer la surface spécifique des mousses céramiques :

$$A_v = \frac{4,017 - 2,963\phi}{d_p} \quad (3.18)$$

2.2 Conduction thermique

Puisque d'après les hypothèses, la conduction thermique a été négligée pour la phase fluide, la seule conductivité thermique nécessaire aux équations est celle du matériau constituant la phase solide. Cependant, comme nous sommes en présence d'un milieu poreux, la conductivité qui entre en jeu dans l'équation de conservation de l'énergie est une conductivité effective. Elle est obtenue grâce à la corrélation suivante (Kamiuto, 2008) :

$$k_s^* = \frac{(1 - \phi)}{3} k_s \quad (3.19)$$

Où k_s est la conductivité thermique du matériau de la phase solide.

2.3 Echange par convection

2.3.1 Convection volumique

Afin de calculer le coefficient d'échange convectif volumique quantifiant l'énergie échangée entre les phases solide et fluide, nous avons utilisé une corrélation déterminée dans Fu *et al.* 1998, permettant d'obtenir le nombre de Nusselt volumique en fonction du nombre de Reynolds et des caractéristiques géométriques du milieu poreux (diamètre de pores et longueur du milieu) :

$$Nu_v = 0,187 Re_{d_p}^{1,10} \quad (3.20)$$

Le nombre de Reynolds utilisé a été calculé sur la base du diamètre de pores, utilisant la vitesse dans les pores v_p . Celle-ci est liée à la vitesse de Darcy $v_D = v_p / \phi$:

$$Re_{d_p} = \frac{\rho_f v_p d_p}{\mu_f} = \frac{\rho_f v_D d_p}{\phi \mu_f} = \frac{\dot{m} d_p}{A \phi \mu_f} \quad (3.21)$$

Enfin, le coefficient volumique d'échange convectif est alors obtenu comme suit :

$$h_v = Nu_v \left(\frac{k_f}{d_p^2} \right) \quad (3.22)$$

Cette corrélation donne une valeur moyenne sur l'ensemble de l'absorbeur, sans aucune information détaillée sur les variations spatiales. En conséquence, ce sont les températures moyennes du fluide entre l'entrée et la sortie qui sont utilisées pour évaluer les propriétés thermophysiques ; à l'exception de l'échange convectif aux frontières du domaine. Une discussion plus détaillée sur le choix de cette corrélation a été abordée dans la publication Kribus et al., 2014.

2.3.2 Convection surfacique à la frontière

Lors du traitement de la condition frontière (abordé au paragraphe 5), un coefficient d'échange

convectif surfacique apparait. Celui-ci a été calculé en utilisant le Nusselt volumique défini précédemment, multiplié par la surface spécifique de la mousse céramique (A_v) puis corrigé d'un facteur 1,7 (Wu et al., 2011 ; Kribus et al., 2014), calculé avec les propriétés du fluide et du solide à la frontière :

$$h_s = 1,7A_v \times h_v|_{x=0} \quad (3.23)$$

2.4 Propriétés radiatives

Au regard de l'ETR approximée, le transfert radiatif requiert deux jeux de propriétés :

- Les propriétés radiatives, renseignant le caractère participatif du milieu poreux, i.e. sa capacité à absorber, à émettre et à diffuser le rayonnement ;
- La fonction de phase, renseignant le caractère directionnel de la diffusion lorsque le milieu est diffusant.

2.4.1 Propriétés radiatives du matériau

Les propriétés radiatives du milieu poreux – les coefficients d'extinction β_λ , d'absorption κ_λ et de diffusion σ_λ – ont été obtenues grâce aux corrélations de Hendricks & Howell, 1996 ; cette corrélation a pu être vérifiée en appliquant la méthode RDFI au sein d'échantillons 3D de mousses céramiques (Guévelou et al., 2014) :

$$\beta = 4,8 \frac{(1 - \phi)}{d_p} \quad (3.24)$$

$$\kappa_\lambda = \alpha_\lambda \beta \quad (3.25)$$

$$\sigma_\lambda = (1 - \alpha_\lambda) \beta \quad (3.26)$$

2.4.2 Fonction de phase de diffusion

Quant à la fonction de phase de diffusion $P(\theta)$ – où θ est l'angle formé entre le rayon incident et le rayon diffusé – elle a été supposée suivre l'évolution de la fonction de phase pour une sphère diffuse comme identifiée par Petrasch et co-auteurs (Petrasch et al., 2007 ; lancer de rayons dans un échantillon tomographié de mousses céramique à pores ouverts) pour les mousses céramiques :

$$P(\theta) = \frac{8}{3\pi} (\sin\theta - \theta \cdot \cos\theta) \quad (3.27)$$

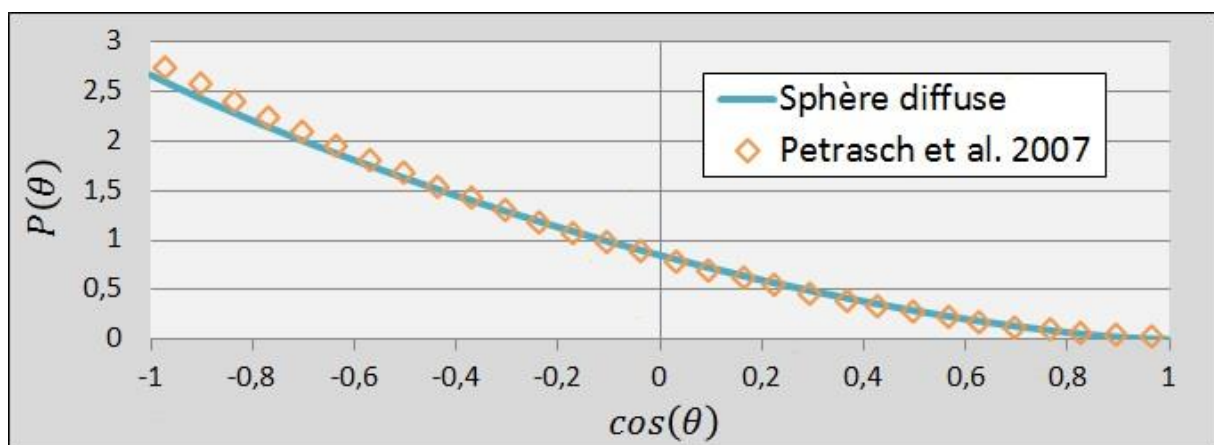


Figure 3.2. Comparaison de la fonction de phase de diffusion de la sphère diffuse avec les travaux de Petrasch et co-auteurs.

Cette fonction est discrétisée pour les angles θ formés depuis chacune des 24 directions incidentes vers chacune des 24 directions de diffusion, calculant donc un total de 576 coefficients. Ainsi, elle peut être représentée par une matrice $[24 \times 24]$ dont chacun des termes référencé (j, i) représente la part d'énergie rayonnée depuis la direction incidente (j) diffusée vers chacune des autres directions (i) . Dans le cas présent, les symétries de la quadrature utilisée³ permettent de réduire à 4 le nombre de luminances à calculer, et ainsi de transformer cette matrice $[24 \times 24]$ en matrice $[4 \times 4]$ pour un total de 16 coefficients $P_{j \rightarrow i}$ qui seront utilisés dans notre ETR approximée.

Tableau 3.3. Fonction de phase de diffusion discrétisée pour les luminances de la quadrature S_4 .

$P_{j \rightarrow i}$	$i =$			
	1	2	3	4
$j = 1$	0,071751417	0,556574167	1,272633526	2,269834064
2	0,556574167	0,926064612	1,159331975	1,272633526
3	1,272633526	1,159331975	0,926064612	0,556574167
4	2,269834064	1,272633526	0,556574167	0,071751417

Ces valeurs discrétisées respectent bien les deux conditions primordiales pour la fonction de phase, à savoir :

- La réversibilité de la fonction de phase $P_{j \rightarrow i} = P_{i \rightarrow j}$;
- La conservation de l'énergie ou normalisation de la fonction de phase $\sum_{i=1}^N \varpi_i P_{j \rightarrow i} \equiv 4\pi$

2.4.3 Propriétés radiatives effectives

Dans la partie 4 de ce chapitre, nous aborderons le traitement des conditions aux frontières. Dans celui-ci, différentes absorptivités et émissivités vont apparaître, ne correspondant pas aux propriétés optiques du matériau mais à des grandeurs effectives sommées sur l'ensemble du domaine spectral. Il s'agira d'une absorptivité effective dans le spectre solaire ainsi que d'une émissivité effective dans le spectre infrarouge :

$$\alpha_{sol}^* = \frac{\int_0^{+\infty} \alpha_\lambda I_b(T_{sol}, \lambda) d\lambda}{\int_0^{+\infty} I_b(T_{sol}, \lambda) d\lambda} \quad (3.28)$$

$$\varepsilon_{ir}^* = \frac{\int_0^{+\infty} \alpha_\lambda I_b(T_s, \lambda) d\lambda}{\int_0^{+\infty} I_b(T_s, \lambda) d\lambda} \quad (3.29)$$

Le calcul numérique de ces grandeurs sera abordé dans la sous-partie 3, dans le paragraphe relatif à la discrétisation du domaine spectral.

2.5 Propriétés d'écoulement – chute de pression

Deux coefficients apparaissent dans l'équation de pression déterminée : les perméabilités visqueuse et inertielle, respectivement K_1 et K_2 . Afin de calculer leurs valeurs, les corrélations de Wu *et al.* 2011, identifiées pour des mousses céramiques, ont été utilisées :

$$K_1 = \frac{d_p^2}{1039 - 1002\phi} \quad (3.30)$$

³ Quadrature S_4 .

$$K_2 = \frac{d_p}{0,538\phi^{-5,739}} \quad (3.31)$$

2.6 Propriétés thermophysiques du fluide

Les propriétés thermophysiques de l'air (la masse volumique ρ_f , la capacité calorifique massique $C_{p,f}$, et la viscosité dynamique μ_f , conductivité thermique k_f) ont été prises thermo-dépendantes, sous la forme de polynômes de la température (Wu et al., 2010) :

$$\text{Loi des Gaz Parfait : } \rho_f(T_f) = \frac{P}{rT_f} \quad (3.32)$$

$$C_{p,f}(T_f) = 1043 - 0,366T_f + 9,776 \cdot 10^{-4}T_f^2 - 6,595 \cdot 10^{-7}T_f^3 + 1,467 \cdot 10^{-10}T_f^4 \quad (3.33)$$

$$\mu_f(T_f) = 0,6901 \cdot 10^{-5} + 4,319 \cdot 10^{-8}T_f - 8,460 \cdot 10^{-11}T_f^2 \quad (3.34)$$

$$k_f(T_f) = 0,5399 \cdot 10^{-2} + 7,617 \cdot 10^{-5}T_f - 1,389 \cdot 10^{-8}T_f^2 \quad (3.35)$$

3. Méthodes numériques de résolution

Afin de résoudre numériquement les équations établies précédemment, il est nécessaire de les discrétiser et de choisir ensuite un schéma numérique approprié.

3.1 Convention et notations

Par convention, on considèrera ici le sens des abscisses x croissantes – sens « + » ou « positif » – comme allant de la gauche vers la droite ; par extension, le sens des x décroissants sera qualifié de sens « - » ou « négatif ». De fait :

- $x = 0$ correspond à la face soumise au flux solaire concentré dite « entrée » ;
- $x = L$ correspond alors à la « sortie ».

Nota : dans la modélisation, le débit massique de fluide et le rayonnement solaire concentré sont tous deux « co-courants », i.e. ces deux flux impactent le milieu poreux en $x = 0$, et ont un sens positif.

Pour une dérivée calculée dans le volume de contrôle de centre « P », les notations suivantes sont utilisées :

- Les points « W » et « E » désignent les centres des volumes de contrôle voisins, respectivement à l'Ouest (gauche, $x_W = x_P - \Delta x$) et à l'Est (droite, $x_E = x_P + \Delta x$) ;
- Les frontières « w » et « e » désignent respectivement les frontières ouest (gauche, $x_w = (x_W + x_P)/2$) et est (droite, $x_e = (x_P + x_E)/2$).

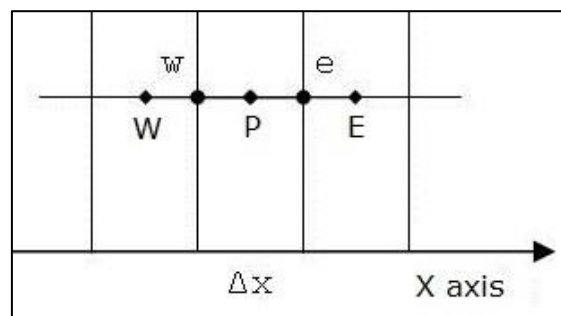


Figure 3.3. Figure schématique de la discrétisation monodimensionnelle.

3.2 Schémas de discrétisation

La méthode des Différences Finies a été utilisée pour discrétiser les équations du modèle :

$$\int_V \nabla(X) dV = \left(\frac{X_e - X_w}{\Delta x} \right) \cdot V = (X_e - X_w) \cdot A \quad (3.36)$$

$$\int_V S dV = \bar{S}_P \cdot V = \bar{S}_P \cdot A \cdot \Delta x \quad (3.37)$$

Le terme \bar{S}_P correspond au terme source S moyenné sur le volume de contrôle de centre « P ».

Afin de déterminer les valeurs aux frontières est (X_e) et ouest (X_w), deux schémas ont été appliqués suivant la nature des termes des équations : terme d'advection (équation de l'énergie pour la phase fluide), terme de diffusion (équation de l'énergie pour la phase solide) ou transport de la luminance le long du chemin optique (équation du transfert radiatif).

La discrétisation du terme d'advection (sens de l'écoulement fluide) et des luminances dites « positives » (conditions aux frontières connues en $x = 0$) a fait appel à un schéma amont (« Upwind Scheme ») :

$$\begin{cases} \frac{dX}{dx} = \frac{X_e - X_w}{\Delta x} \\ \begin{cases} X_e = X_P \\ X_w = X_W \end{cases} \Rightarrow \frac{X_e - X_w}{\Delta x} = \frac{X_P - X_W}{\Delta x} \end{cases} \quad (3.38)$$

La discrétisation des luminances dites « négatives » (conditions aux frontières connues en $x = L$) a fait appel à un schéma aval (« Downwind Scheme ») :

$$\begin{cases} \frac{dX}{dx} = \frac{X_e - X_w}{\Delta x} \\ \begin{cases} X_e = X_E \\ X_w = X_P \end{cases} \Rightarrow \frac{X_e - X_w}{\Delta x} = \frac{X_E - X_P}{\Delta x} \end{cases} \quad (3.39)$$

La discrétisation du terme de conduction (impliquant une dérivée seconde) a fait appel à un schéma centré :

$$\frac{d^2X}{dx^2} = \frac{d_x X|_e - d_x X|_w}{\Delta x} = \frac{\frac{X_E - X_P}{\Delta x} - \frac{X_P - X_W}{\Delta x}}{\Delta x} = \frac{X_E - 2X_P + X_W}{\Delta x^2} \quad (3.40)$$

3.3 Equations discrétisées

La partie 1 a permis d'établir les équations régissant l'écoulement et les transferts thermiques au sein du milieu poreux modélisé. Nous allons maintenant les discrétiser spatialement à l'aide de la Méthode des Différences Finies et des schémas adaptés.

3.3.1 Discrétisation des équations de Navier-Stokes

Au paragraphe 1.1.1, en combinant les équations de continuité et de quantité de mouvement, nous avons pu déterminer une équation régissant la pression au sein du milieu poreux. Cette équation fait apparaître deux dérivées premières ; une sur la pression et une seconde sur la vitesse du fluide.

Grâce à l'expression de la vitesse de Darcy, celle-ci est préalablement calculée en tout point du milieu poreux ($v_D = \dot{m}/\rho_f A$). Ensuite, en utilisant le schéma aval (cas où la condition frontière de pression est connue en $x = L$), ces deux gradients peuvent être exprimés comme suit :

$$d_x P = \frac{P_e - P_w}{\Delta x} = \frac{P_E - P_P}{\Delta x} \quad (3.41)$$

$$d_x v_D = \frac{v_e - v_w}{\Delta x} = \frac{v_E - v_P}{\Delta x} \quad (3.42)$$

L'équation de pression discrétisée devient alors :

$$-\left(\frac{P_E - P_P}{\Delta x}\right) = \frac{\dot{m}}{A\phi^2} \left(\frac{v_E - v_P}{\Delta x}\right) + \frac{\mu_P}{K_1} v_P + \frac{\rho_P}{K_2} v_P^2 \quad (3.43)$$

Nota : nous avons considéré la condition frontière connue en $x = L$; cela correspond à l'expérience

présentée dans la partie 1, où l'air est rejeté à l'atmosphère ($P_{out} = P_{atm}$). Dans le cas où la condition frontière de pression est connue en $x = 0$, il faudra discrétiser en appliquant le schéma amont.

3.3.2 Discrétisation des équations de l'énergie

Dans le paragraphe 1.1.2, nous avons déterminé les équations de l'énergie pour les phases fluide et solide. Concernant la phase fluide, le terme d'advection a été discrétisé utilisant un schéma amont ; quant à la phase solide, le terme de diffusion a été discrétisé avec un schéma centré. Ces équations deviennent alors :

$$\frac{\dot{m}}{A} \bar{C}_{p,w} (T_{f,P} - T_{f,W}) = \Delta x h_{v,P} (T_{s,P} - T_{f,P}) \quad (3.44)$$

$$0 = \frac{k_{s,e}^*}{\Delta x} (T_{s,E} - T_{s,P}) - \frac{k_{s,w}^*}{\Delta x} (T_{s,P} - T_{s,W}) + \Delta x h_{v,P} (T_{f,P} - T_{s,P}) - \Delta x \cdot \delta q_{r,P} \quad (3.45)$$

Où le coefficient $\bar{C}_{p,w}$ est obtenu par moyenne arithmétique des capacités calorifiques massiques aux centres des volumes de contrôle adjacents, soit $\bar{C}_{p,w} = (C_{p,P} + C_{p,W})/2$; et où les coefficients $k_{s,e}^*$ et $k_{s,w}^*$ sont calculés comme la moyenne arithmétique des conductivités effectives aux centres des volumes de contrôle adjacents ; soit respectivement :

- $k_{s,e}^* = (k_{s,E}^* + k_{s,P}^*)/2$
- $k_{s,w}^* = (k_{s,P}^* + k_{s,W}^*)/2$

3.4 Discrétisation du domaine spectral

Au paragraphe 1.2, nous avons déterminé les équations régissant les transferts radiatifs au sein du milieu poreux modélisé. Dans le cas présent, la quadrature S_4 a permis de réduire à $N = 4$ le nombre de luminances à calculer dans un cas monodimensionnel.

La discrétisation spectrale du domaine a été réalisée en utilisant les fractions de Planck f_l car elles permettent un choix arbitraire de largeur de bande. Les fractions de Planck sont définies comme l'intégrale de la fonction de Planck entre les bornes inférieures (λ_{inf}) et supérieures (λ_{sup}) de la bande spectrale divisée par l'intégrale sur l'ensemble du spectre :

$$f_l = f(\lambda_{inf} \rightarrow \lambda_{sup}, T) = \frac{\int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} I_b(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{+\infty} I_b(\lambda, T) d\lambda} = \frac{\int_{\lambda_{inf}}^{\lambda_{sup}} I_b(\lambda, T) d\lambda}{\sigma_{sb} T^4}$$

3.4.1 Discrétisation des équations du transfert radiatif

En utilisant les fractions de Planck pour discrétiser le domaine spectral, les équations du transfert radiatif discrétisées deviennent :

$$\mu_i d_x I_{i,l} = \kappa_l \phi f_l \frac{\sigma_{sb} T_s^4}{\pi} - \beta I_{i,l} + \frac{\sigma_l}{4\pi} \sum_{j=1}^N \varpi_j I_{j,l} P_{j \rightarrow i} \quad (3.46)$$

$$d_x q_r = \sum_{l=1}^{NBS} \kappa_l \left(\phi f_l 4\sigma_{sb} T_s^4 - \sum_{i=1}^N \varpi_i I_{i,l} \right) \quad (3.47)$$

Où NBS est le nombre de bandes spectrales choisies pour la discrétisation sur les longueurs d'onde. Ce nombre sera choisi en fonction du profil des propriétés radiatives du matériau constituant la

phase solide (i.e. son profil d'absorptivité et/ou de réflectivité), et de telle sorte que l'on ait :

$$\sum_{l=1}^{NBS} f_l = 1$$

Pour obtenir la valeur totale de chaque luminance (intégrée sur les longueurs d'ondes), il suffira de faire la somme des termes correspondant à chaque bande spectrale :

$$I_i = \int_0^{+\infty} I_{i,\lambda} d\lambda \approx \sum_{l=1}^{NBS} I_{i,l} \Delta\lambda_l$$

De même pour la luminance de Planck, qui sera obtenue en faisant la somme des fractions de Planck multipliée par la valeur de l'intégrale, permettant d'obtenir une valeur de luminance du corps noir dans chaque bande spectrale :

$$I_b = \int_0^{+\infty} I_b(\lambda) d\lambda \approx \frac{\sigma_{sb} T^4}{\pi} \sum_{l=1}^{NBS} f_l$$

Le système d'équation correspondant peut désormais être discrétisée spatialement, en utilisant le schéma amont pour les luminances dites « positives » et le schéma aval pour les luminances dites « négatives » :

$$\mu_i \left(\frac{I_{i,l,P} - I_{i,l,W}}{\Delta x} \right) = \kappa_l \phi f_l \frac{\sigma_{sb} T_{s,P}^4}{\pi} - \beta I_{i,l,P} + \frac{\sigma_l}{4\pi} \sum_{j=1}^N \varpi_j I_{j,l,P} P_{j \rightarrow i} \quad (3.48)$$

$$\mu_i \left(\frac{I_{i,l,E} - I_{i,l,P}}{\Delta x} \right) = \kappa_l \phi f_l \frac{\sigma_{sb} T_{s,P}^4}{\pi} - \beta I_{i,l,P} + \frac{\sigma_l}{4\pi} \sum_{j=1}^N \varpi_j I_{j,l,P} P_{j \rightarrow i} \quad (3.49)$$

Puisque les solutions de l'équation de transfert radiatif sont superposables, il a été choisi de séparer la résolution des champs de luminances en deux parties, afin d'alléger les calculs numériques : une résolution pour les contributions dites « solaires » $I_{i,sol}$ induites par le flux solaire concentré incident, et une résolution pour les contributions dites « infrarouge » $I_{i,ir}$ induites par la montée en température du milieu poreux. Ainsi, il sera possible de calculer les éclaircissements « solaire » G_{sol} et « infrarouge » G_{ir} utilisés pour l'obtention du terme source radiatif δq_r :

$$G_{ir} = \sum_{i=1}^N \varpi_i \sum_{\lambda=1}^{NBS} I_{i,\lambda,ir} \quad (3.50)$$

$$G_{sol} = \sum_{i=1}^N \varpi_i \sum_{\lambda=1}^{NBS} I_{i,\lambda,sol} \quad (3.51)$$

$$\delta q_r = \kappa_{ir} (\phi 4 \sigma_{sb} T_s^4 - G_{ir}) - \kappa_{sol} G_{sol} \quad (3.52)$$

3.4.2 Calcul numérique des propriétés radiatives effectives

Dans la sous-partie 2, nous avons introduit des grandeurs radiatives effectives qui serviront à exprimer les conditions aux frontières dans la sous-partie 4. La discrétisation du domaine spectral avec les fractions de Planck permet un calcul numérique simple de ces grandeurs :

$$\alpha_{sol}^* = \frac{\int_0^{+\infty} \alpha_\lambda I_b(T_{sol}, \lambda) d\lambda}{\int_0^{+\infty} I_b(T_{sol}, \lambda) d\lambda} \approx \sum_{l=1}^{NBS} f_{l,sol} \alpha_l \quad (3.53)$$

$$\varepsilon_{ir}^* = \frac{\int_0^{+\infty} \alpha_\lambda I_b(T_s, \lambda) d\lambda}{\int_0^{+\infty} I_b(T_s, \lambda) d\lambda} \approx \sum_{l=1}^{NBS} f_{l,ir} \alpha_l \quad (3.54)$$

Où la fraction de Planck solaire $f_{l,sol}$ est calculée en fonction de la température effective du Soleil ($T_{sol} = 5750K$) ; et où la fraction de Planck infrarouge $f_{l,ir}$ est calculée en chaque maille avec les températures de la phase solide (T_s).

4. Méthodes numériques de résolution

En fonction des discrétisations réalisées précédemment, trois méthodes de résolution ont été implémentées dans le calcul numérique des champs physiques :

- Résolution « directe » pour la continuité ;
- Résolution de « proche en proche » pour l'équation de pression, l'équation de bilan d'énergie de la phase fluide et les équations du transfert radiatif ;
- Résolution par « diagonalisation de matrice » pour l'équation de bilan d'énergie de la phase solide.

4.1 Méthodes de résolution

En fonction de la forme des équations à résoudre, différentes méthodes de résolution ont été implémentées dans le calcul des champs physiques.

4.1.1 Résolution directe

Pour le cas spécifique de l'équation de continuité, la seule connaissance du champ de température permet de connaître la vitesse du fluide en tout point, grâce à la masse volumique du fluide. De fait, aucune boucle de calcul n'est nécessaire et une résolution directe permet d'obtenir le champ des vitesses :

$$v_P = \frac{\dot{m}}{\rho_P A} \quad (3.55)$$

4.1.2 Résolution de proche en proche

Dans le cas des dérivées du 1^{er} ordre où l'on a appliqué les schémas amont et aval afin de discrétiser les équations, il est possible d'utiliser une résolution de proche en proche en connaissant les valeurs des conditions aux frontières. Les équations suivantes permettent de calculer les grandeurs physiques au point « P » de l'itération en court, en fonction des autres grandeurs physiques connues :

$$P_P = P_E + \frac{\dot{m}}{A \phi^2} (v_E - v_P) + \Delta x \left(\frac{\mu_P}{K_1} v_P + \frac{\rho_P}{K_2} v_P^2 \right) \quad (3.56)$$

$$T_{f,P} = \frac{\frac{\dot{m}}{A} \bar{C}_p T_{f,W} + \Delta x h_{v,P} T_{s,P}}{\frac{\dot{m}}{A} \bar{C}_p + \Delta x h_{v,P}} \quad (3.57)$$

$$I_{i,\lambda,P} = \frac{\frac{\mu_i}{\Delta x} I_{i,\lambda,W} + \kappa_\lambda \phi f_\lambda \frac{\sigma_{sb} T_{s,P}^4}{\pi} + S_{i,\lambda,P}}{\frac{\mu_i}{\Delta x} + \beta} \quad (3.58)$$

$$I_{i,\lambda,P} = \frac{\frac{\mu_i}{\Delta x} I_{i,\lambda,E} - \kappa_\lambda \phi f_\lambda \frac{\sigma_{sb} T_{s,P}^4}{\pi} - S_{i,\lambda,P}}{\frac{\mu_i}{\Delta x} - \beta} \quad (3.59)$$

Où les termes $S_{i,\lambda,P}$ sont les contributions par diffusion entrante, recalculées à la fin de chaque itération sur la résolution des champs de luminance.

$$S_{i,\lambda} = \frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \sum_{j=1}^N \omega_j I_{j,\lambda} P_{j \rightarrow i}$$

4.1.3 Résolution par diagonalisation de matrice

Pour la phase solide, l'équation de l'énergie discrétisée fait appel à la température du point P, ainsi qu'aux températures des voisins directs (Est et Ouest). En réécrivant l'équation correspondante, on peut mettre en avant une écriture de forme matricielle :

$$T_{s,W} \left[-\frac{k_P^* + k_W^*}{2\Delta x} \right] + T_{s,P} \left[\frac{k_E^* + 2k_P^* + k_W^*}{2\Delta x} + \Delta x h_{v,P} \right] + T_{s,E} \left[-\frac{k_E^* + k_P^*}{2\Delta x} \right] = \Delta x (h_{v,P} T_{f,P} - \delta q_{r,P})$$

$$a_s T_{s,W} + b_s T_{s,P} + c_s T_{s,E} = d_s \quad (3.60)$$

$$\mathbf{M}_s \mathbf{T}_s = \mathbf{D}_s$$

Où la matrice \mathbf{M} est tri-diagonale :

$$\mathbf{M}_s = \begin{bmatrix} b_{s,1} & c_{s,1} & 0 \\ a_{s,2} & \ddots & c_{s,N-1} \\ 0 & a_{s,N} & b_{s,N} \end{bmatrix}$$

Un algorithme de Thomas⁴ est ensuite utilisé afin de diagonaliser cette matrice pour obtenir le champ des températures de la phase solide.

4.2 Convergence

4.2.1 Boucles de calcul

En raison de la présence d'un milieu optiquement diffusant, il est nécessaire de faire converger les champs de luminances avant de calculer les autres champs physiques (températures et pression) : c'est la raison de la présence d'une boucle spécifique aux luminances (boucle n°3) dans la boucle de convergence n°2.

Ainsi, le schéma de résolution général est le suivant :

<ul style="list-style-type: none"> • <u>Boucle de convergence n°1</u> : <ul style="list-style-type: none"> ○ Mise à jour des termes sources induit par diffusion entrante ($S_{i,\lambda,sol}$) ○ Champs de luminances solaires $I_{i,\lambda,sol}$ par résolution de proche en proche
<ul style="list-style-type: none"> • <u>Boucle de convergence n°2</u> : <ul style="list-style-type: none"> ○ Mise à jour des propriétés thermo-dépendantes ($\rho_f, C_{p,f}, \mu_f, h_v, h_\phi$) ○ Champ des vitesses de Darcy v_D par calcul direct ○ Champ de pression P par résolution de proche en proche ○ <u>Boucle de convergence n°3</u> : <ul style="list-style-type: none"> ▪ Mise à jour des termes sources induit par diffusion entrante ($S_{i,\lambda,ir}$) ▪ Champs de luminances infrarouges $I_{i,\lambda,ir}$ par résolution de proche en proche ○ Champ de température T_s par diagonalisation de matrice ○ Champ de température T_f par résolution de proche en proche

4.2.2 Sous-relaxation

La mise à jour des nouveaux champs physiques, températures et luminances, est sujette à un coefficient de sous-relaxation δ dont la valeur est fixée au début de l'algorithme pour chacune des deux boucles correspondantes (boucle n°1 et boucle n°2) :

$$X_i^{[new]} = X_i^{[old]} + \delta \cdot (X_i^{[solution]} - X_i^{[old]}) \quad (3.61)$$

⁴ Aussi appelé TDMA pour « Tri-Diagonal Matrix Algorithm ».

Lorsque ce coefficient vaut l'unité, la nouvelle valeur du champ calculé sera égale à la valeur de la solution trouvée à l'itération courante. Lorsque ce coefficient est inférieur à l'unité, il contraint la convergence et ralentit les phénomènes de divergence.

Nota : la valeur par défaut du coefficient de sous-relaxation a été fixée à $\delta = 0,50$.

4.2.3 Critère d'arrêt

Que ce soit pour le calcul des luminances ou pour le calcul des températures, le critère d'arrêt choisis est le même ; il s'agit du « résidu de calcul » sur les champs physiques entre l'itération courante et la précédente (après application du coefficient de sous-relaxation) :

$$\frac{1}{MG} \sum \left| \frac{X_i^{[new]} - X_i^{[old]}}{X_i^{[old]}} \right| \leq 10^{-n} \quad (3.62)$$

La valeur seuil des résidus est fixée dépendamment des champs physiques calculés : luminances (10^{-10} à 10^{-15}) ou températures (10^{-3} à 10^{-5}).

5. Traitement des conditions aux frontières

Il a été choisi d'implémenter un traitement appelé « Pseudo-Surface », considérant ainsi la frontière comme une « plaque perforée » de porosité ϕ identique à celle du milieu poreux. La présentation de cette « Pseudo-Surface » a fait l'objet d'une publication scientifique dans Solar Energy (Kribus et al., 2014).

5.1 Pas spatial

Le milieu discrétisé est composé de MG mailles ; de fait, les grandeurs physiques sont représentées par des vecteurs $X(m)$ où $m = 1 \dots MG$. Ainsi, le pas spatial Δx se retrouve entre chaque valeur consécutive de ces vecteurs. Enfin, les grandeurs physiques calculées aux frontières $x = 0$ et $x = L$ ne sont pas inscrites dans ces vecteurs $X(m)$; il faut considérer une demi-maille ($\Delta x/2$) entre les valeurs $X(x = 0)$ et $X(1)$, ainsi qu'entre les valeurs $X(M)$ et $X(x = L)$.

5.2 Principe de la « Pseudo-Surface »

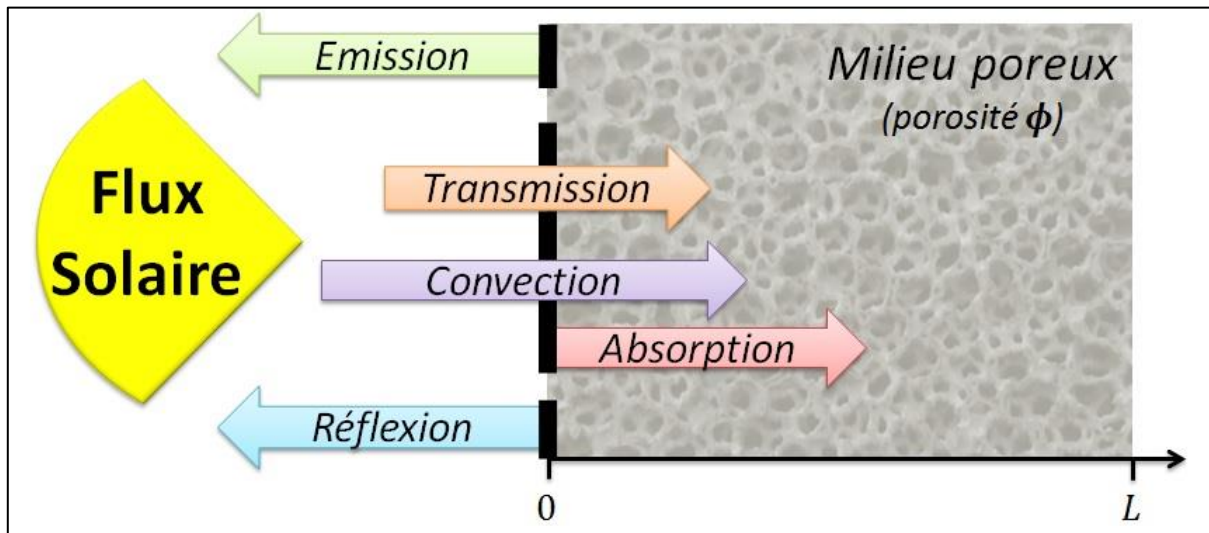


Figure 3.4. Représentation des flux de la condition frontière dite « Pseudo-Surface ».

Ainsi, une part du flux solaire concentré incident (φ_0) sera :

- Absorbée et assignée comme condition frontière à l'équation de l'énergie du solide ;

$$\varphi_\alpha = \alpha_{sol}^* (1 - \phi) \varphi_{sol} \quad (3.63)$$

- Réfléchi et comptabilisé dans les pertes optiques ;

$$\varphi_\rho = (1 - \alpha_{sol}^*) (1 - \phi) \varphi_{sol} \quad (3.64)$$

- Transmise et assignée comme condition frontière au modèle radiatif ;

$$\varphi_\tau = \phi \varphi_{sol} \quad (3.65)$$

De plus, cette Pseudo-Surface émettra un flux radiatif du fait de sa température intrinsèque, comptabilisé comme pertes thermiques :

$$\varphi_\varepsilon = \varepsilon_{ir,0}^* (1 - \phi) \sigma_{SB} T_{s,0}^4 \quad (3.66)$$

L'échange convectif entre la phase fluide et la pseudo-surface sera également pris en compte et apparaîtra dans les conditions aux frontières en $x = 0$ de chacune des équations de l'énergie :

$$\varphi_\gamma = (1 - \phi)h_\phi(T_{f,0} - T_{s,0}) \quad (3.67)$$

5.3 Conditions aux frontières sur l'écoulement

La condition frontière sur la pression est connue en $x = L$: l'air est rejeté à la pression atmosphérique (en cohérence avec les expériences présentées au chapitre 2). L'équation discrétisée correspondante est la suivante :

$$P(M) = P(x = L) + \frac{\dot{m}}{A\phi^2}(v(M) - v(x = L)) + \frac{\Delta x}{2} \left(\frac{\mu(M)}{K_1} v(M) + \frac{\rho(M)}{K_2} v(M)^2 \right) \quad (3.68)$$

$$P(M) = P_{atm} + \frac{\dot{m}}{A\phi^2}(v(M) - v_{out}) + \frac{\Delta x}{2} \left(\frac{\mu(M)}{K_1} v(M) + \frac{\rho(M)}{K_2} v(M)^2 \right)$$

Où v_{out} est la vitesse du fluide calculée après passage dans l'échantillon, obtenue par résolution directe de la vitesse de Darcy.

La résolution de proche en proche permet de calculer la valeur de la pression en $x = 0$, qui renseigne alors la chute de pression par différence entre les pressions d'entrée et de sortie du milieu poreux :

$$\Delta P = P_{in} - P_{out} = P(x = 0) - P_{atm} \quad (3.69)$$

Nota : dans le cas d'un récepteur atmosphérique, la boucle thermodynamique installée prévoit généralement que l'air à pression atmosphérique est aspiré par le système, la condition frontière correspondante serait donc $P(x = 0) = P_{atm}$; dans le cas d'un récepteur pressurisé, l'air est d'abord comprimé avant d'être soufflé dans le système, la condition frontière serait donc $P(x = 0) = P_{compresseur}$. Dans les deux cas, il faudrait rediscrétiser les équations avec un schéma amont (et non aval), mais le principe de résolution de proche en proche serait le même, afin de déterminer la pression en $x = L$; le différentiel renseignant alors les pertes de charge $\Delta P = P_{out} - P_{in}$.

5.4 Conditions aux frontières sur l'énergie

En raison de l'échange convectif entre les phases fluide et solide, leurs conditions aux frontières sont couplées. La procédure itérative permet de passer outre ce couplage, en initialisant les valeurs cibles puis en les recalculant à chaque itération.

5.4.1 Energie de la phase fluide

La condition frontière sur la phase fluide est connue en $x = 0$: il s'agit de la température de l'air à l'entrée $T_f(x = 0) = T_{f,0}$. La chaleur récupérée par l'écoulement du fluide (élévation de température depuis T_{amb} jusqu'à $T_{f,0}$) est égale à l'échange convectif entre la phase fluide (à $T_{f,0}$) et la pseudo-surface (à $T_{s,0}$) :

$$\frac{\dot{m}}{A} \bar{C}_{p,0}(T_{f,0} - T_{amb}) = (1 - \phi)h_\phi(T_{s,0} - T_{f,0}) \quad (3.70)$$

Où le coefficient $\bar{C}_{p,0}$ est obtenu par moyenne arithmétique des capacités calorifiques massiques à température ambiante et en $x = 0$, soit $\bar{C}_{p,0} = [C_p(T_{amb}) + C_p(T_{f,0})]/2$.

Il est maintenant possible d'exprimer la température recherchée $T_{f,0}$ en fonction des autres grandeurs :

$$T_{f,0} = \frac{\frac{\dot{m}}{A} \bar{C}_{p,0} T_{amb} + (1 - \phi) h_{\phi} T_{s,0}}{\frac{\dot{m}}{A} \bar{C}_{p,0} + (1 - \phi) h_{\phi}} \quad (3.71)$$

Grâce à la résolution de proche en proche permet alors de calculer $T_f(x = L) = T_{f,L}$, valeur de la température de la phase fluide en sortie.

5.4.2 Energie de la phase solide

Le bilan de flux est connu en $x = 0$ (la notation spectrale est omise afin d'alléger l'écriture des équations) :

- Une contribution transmise par conduction à la structure solide interne ;
- Une contribution du flux solaire concentré incident absorbé ;
- Une contribution du flux infrarouge émis ;
- Une contribution du flux convectif échangé avec la phase fluide.

$$0 = k_s^* \frac{[T_{s,0} - T_s(1)]}{\Delta x/2} + \alpha_{sol}^* (1 - \phi) \varphi_{sol} - \varepsilon_{ir,0}^* (1 - \phi) \sigma_{SB} T_{s,0}^4 + (1 - \phi) h_{\phi} (T_{f,0} - T_{s,0}) \quad (3.72)$$

$$0 = k_s^* \frac{[T_{s,0} - T_s(1)]}{\Delta x/2} + (1 - \phi) (\alpha_{sol}^* \varphi_{sol} - \varepsilon_{ir,0}^* \sigma_{SB} T_{s,0}^4) + (1 - \phi) h_{\phi} (T_{f,0} - T_{s,0})$$

Du fait de la présence de la puissance quatrième de la température recherchée, il n'est pas possible d'exprimer $T_{s,0}$ en fonction des autres grandeurs : une procédure numérique est donc utilisée. Une fonction calcule la valeur absolue du bilan de flux pour une série de valeurs de $T_{s,0}$ comprise entre 800 et 2200 K, avec un pas de 0,1 K. Enfin, on recherche la valeur de température qui minimise la fonction, et respecte donc au mieux le bilan de flux.

Une fois la valeur de $T_{s,0}$ identifiée, il est possible d'obtenir les coefficients $b_s(1)$ et $c_s(1)$ de la matrice à résoudre, ainsi que la valeur du second membre $d_s(1)$:

$$T_s(1) \left[\frac{3k_s^*}{\Delta x} + \Delta x h_v(1) \right] + T_s(2) \left[-\frac{k_s^*}{\Delta x} \right] = \Delta x [h_v(1) T_f(1) - \delta q_r(1)] + \frac{2k_s^*}{\Delta x} T_{s,0}$$

$$\begin{cases} b_s(1) = \frac{3k_s^*}{\Delta x} + \Delta x h_v(1) \\ c_s(1) = -\frac{k_s^*}{\Delta x} \\ d_s(1) = \Delta x [h_v(1) T_f(1) - \delta q_r(1)] + \frac{2k_s^*}{\Delta x} T_{s,0} \end{cases} \quad (3.73)$$

En $x = L$, nous considérons que la structure solide du milieu poreux est à l'équilibre thermique avec l'environnement, et que le flux échangé est donc nul :

$$0 = -k_s^* \frac{[T_s(M) - T_s(x = L)]}{\Delta x/2} \quad (3.74)$$

$$T_s(x = L) = T_s(M)$$

Ce qui permet d'obtenir les coefficients $a_s(M)$ et $b_s(M)$ de la matrice à résoudre, ainsi que la valeur du second membre $d_s(M)$:

$$T_s(M-1) \left[-\frac{k_s^*}{\Delta x} \right] + T_s(M) \left[\frac{k_s^*}{\Delta x} + \Delta x h_v(M) \right] = \Delta x [h_v(M) T_f(M) - \delta q_r(M)]$$

$$\begin{cases} a_s(M) = -\frac{k_s^*}{\Delta x} \\ b_s(m) = \frac{k_s^*}{\Delta x} + \Delta x h_v(M) \\ d_s(M) = x \Delta x [h_v(M) T_f(M) - \delta q_r(M)] \end{cases} \quad (3.75)$$

La procédure de diagonalisation de matrice permet alors de calculer le vecteur des températures de la phase solide $T_s = [T(1) \dots T(M)]$.

5.5 Conditions aux frontières sur les transferts radiatifs

L'approximation de l'ETR utilisée nous a conduits à considérer deux types d'équations : les luminances « positives » (I_1 et I_2) et les luminances « négatives » (I_3 et I_4). De plus, par soucis numérique, nous avons décidé de séparer la résolution des champs de luminances en deux catégories : les contributions « solaires » (I_{sol}) et les contributions « infrarouge » (I_{ir}).

Ainsi, ce paragraphe fera état du traitement des conditions aux frontières pour quatre catégories de luminances :

- Les contributions « solaires & positives » ;
- Les contributions « solaires & négatives » ;
- Les contributions « infrarouge & positives » ;
- Les contributions « infrarouge & négatives ».

5.5.1 Contributions « solaires & positives »

Dans le cas des luminances « solaires & positives » ($i = 1; 2$), il faudra que la condition frontière en $x = 0$ respecte la condition de flux et la condition de pression radiative :

$$q_r = \int_{2\pi(+)} \cos \theta I_0 d\omega = \sum_{i=1}^2 \mu_i \varpi_i I_i \quad (3.76)$$

$$P_r = \int_{2\pi(+)} (\cos \theta)^2 I_0 d\omega = \sum_{i=1}^2 \mu_i^2 \varpi_i I_i \quad (3.77)$$

Puisque le présent modèle est sensé reproduire l'expérience décrite dans la partie 1, on considère que le flux solaire concentré est uniforme dans son cône d'incidence. De fait, il faudra calculer les valeurs de flux et de pressions radiatives correspondantes, en fonction du demi-angle d'ouverture $\vartheta_{1/2}$ de l'incidence conique et de la luminance $I_{sol,0}$ dans ce cône :

$$q_r = \phi \varphi_{sol} = 2\pi I_{sol,0} \int_0^{\vartheta_{1/2}} \cos \theta d\theta \Rightarrow I_{sol,0} = \frac{\phi(C \cdot DNI)}{\pi(\sin \vartheta_{1/2})^2} \quad (3.78)$$

$$P_r = 2\pi \int_0^{\vartheta_{1/2}} (\cos \theta)^2 I_{sol,0} d\theta = \frac{2}{3} \frac{\phi \varphi_{sol}}{\pi(\sin \vartheta_{1/2})^2} [1 - (\cos \vartheta_{1/2})^3] \quad (3.79)$$

Les luminances « solaires & positives » spectrales en $x = 0$ seront solution de :

$$\begin{bmatrix} \mu_1 \varpi_1 & \mu_2 \varpi_2 \\ \mu_1^2 \varpi_1 & \mu_2^2 \varpi_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{1,\lambda,sol}(x=0) \\ I_{2,\lambda,sol}(x=0) \end{bmatrix} = f_{i,sol} \phi \varphi_{sol} \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{2(1 - (\cos \vartheta_{1/2})^3)}{3\pi(\sin \vartheta_{1/2})^2} \end{bmatrix} \quad (3.80)$$

Nota : en utilisant la quadrature S4, les valeurs de luminances en $x = 0$ seront positives lorsque le demi-angle d'ouverture du flux incident $\vartheta_{1/2}$ sera supérieur (ou au moins égale) à la première ordonnée ($\approx 35^\circ$) ; lorsque le demi-angle d'ouverture est inférieur, on obtiendra des valeurs positives pour la première luminance $I_{1,\lambda,sol}(x=0)$ et négatives pour la seconde $I_{2,\lambda,sol}(x=0)$. Cela n'a pas de sens physique (luminance négative), mais c'est la solution mathématique du système matriciel qui respecte à la fois les deux conditions sur le flux radiatif et la pression radiative. Pour des applications solaires, si le concentrateur présente un demi-angle d'ouverture $\vartheta_{1/2} < 35^\circ$, il serait bon d'augmenter le degré de la quadrature.

Enfin, en discrétisant les équations sur la demi-maille entre $x = 0$ et $x = \Delta x$, il est possible d'exprimer les valeurs des luminances « solaires & positives » spectrales dans la première maille en fonction des valeurs obtenues en $x = 0$:

$$I_{i,l,sol}(1) = \frac{\frac{2\mu_i}{\Delta x} I_{i,l,sol}(x=0) + \mathbb{S}_{i,l,sol}(1)}{\frac{2\mu_i}{\Delta x} + \beta} \quad (3.81)$$

Les valeurs obtenues $I_{1,l,sol}(x=L)$ et $I_{2,l,sol}(x=L)$ seront comptabilisées comme pertes par diffusion sortante du système.

$$I_{i,l,sol}(x=L) = \frac{\frac{2\mu_i}{\Delta x} I_{i,l,sol}(M) + \mathbb{S}_{i,l,sol}(M)}{\frac{2\mu_i}{\Delta x} + \beta} \quad (3.82)$$

5.5.2 Contributions « solaires & négatives »

Dans le cas des luminances « solaires & négatives » ($i = 3; 4$), on sait qu'il n'y a aucune contribution de ce type en $x = L$:

$$I_{i,l,sol}(x=L) = 0 \quad (3.83)$$

Et donc, on peut exprimer les luminances « solaires & négatives » spectrales dans la dernière maille en fonction de la contribution en $x = L$:

$$I_{i,l,sol}(M) = \frac{\frac{2\mu_i}{\Delta x} I_{i,l,sol}(x=L) - \mathbb{S}_{i,l,sol}(M)}{\frac{2\mu_i}{\Delta x} - \beta} \quad (3.84)$$

Les valeurs obtenues $I_{3,l,sol}(x=0)$ et $I_{4,l,sol}(x=0)$ seront comptabilisées comme pertes par diffusion sortante du système.

$$I_{i,l,sol}(x=0) = \frac{\frac{2\mu_i}{\Delta x} I_{i,l,sol}(1) - \mathbb{S}_{i,l,sol}(1)}{\frac{2\mu_i}{\Delta x} - \beta} \quad (3.85)$$

5.5.3 Contributions « infrarouges & positives »

Pour les luminances « infrarouge & positives » ($i = 1; 2$), on considère que la contribution de l'environnement (à T_{amb}) est négligeable, et qu'il n'y a donc aucune contribution de ce type en $x = 0$:

$$I_{i,l,ir}(x = 0) = 0 \quad (3.86)$$

Et donc, on peut exprimer les luminances « infrarouge & positives » spectrales dans la dernière maille en fonction de la contribution en $x = 0$:

$$I_{i,l,ir}(1) = \frac{\frac{2\mu_i}{\Delta x} I_{i,l,sol}(x = 0) + f_l \kappa_l \frac{\phi \sigma_{sb} T_s^4(1)}{\pi} + \mathbb{S}_{i,l,ir}(1)}{\frac{2\mu_i}{\Delta x} + \beta} \quad (3.87)$$

Les valeurs obtenues $I_{1,l,ir}(x = L)$ et $I_{2,l,ir}(x = L)$ seront comptabilisées comme pertes par diffusion sortante du système.

$$I_{i,l,ir}(x = L) = \frac{\frac{2\mu_i}{\Delta x} I_{i,l,sol}(M) + f_l \kappa_l \frac{\phi \sigma_{sb} T_s^4(M)}{\pi} + \mathbb{S}_{i,l,ir}(M)}{\frac{2\mu_i}{\Delta x} + \beta} \quad (3.88)$$

5.5.4 Contributions « infrarouges & négatives »

Quant aux luminances « infrarouges & négatives » ($i = 3; 4$), on considère le système à l'équilibre thermique avec l'environnement en $x = L$, et donc le flux spectrale à la frontière est nul :

$$q_{r,l}(x = L) = \sum_{i=1}^N \mu_i \varpi_i I_{i,l,ir}(x = L) = 0 \quad (3.89)$$

Sachant que l'on a : $\varpi_1 = \varpi_4$ & $\varpi_2 = \varpi_3$; $\mu_1 = -\mu_4$ & $\mu_2 = -\mu_3$; et que $I_{i,l,ir} \geq 0$; il y a égalité des luminances « opposées », c'est-à-dire :

$$\begin{cases} I_{3,l,ir}(x = L) = I_{1,l,ir}(x = L) \\ I_{4,l,ir}(x = L) = I_{2,l,ir}(x = L) \end{cases} \quad (3.90)$$

Et donc, on peut exprimer les luminances « infrarouges & négatives » spectrales dans la dernière maille en fonction des autres grandeurs en $x = L$:

$$I_{i,l,ir}(M) = \frac{\frac{2\mu_i}{\Delta x} I_{i,l,ir}(x = L) - f_l \kappa_l \frac{\phi \sigma_{sb} T_s^4(M)}{\pi} - \mathbb{S}_{i,l,ir}(M)}{\frac{2\mu_i}{\Delta x} - \beta} \quad (3.91)$$

Les valeurs obtenues $I_{3,\lambda,ir}(x = 0)$ et $I_{4,\lambda,ir}(x = 0)$ seront comptabilisées comme pertes par diffusion sortante du système.

$$I_{i,l,ir}(x = L) = \frac{\frac{2\mu_i}{\Delta x} I_{i,l,ir}(M) - f_l \kappa_l \frac{\phi \sigma_{sb} T_s^4(M)}{\pi} - \mathbb{S}_{i,l,ir}(M)}{\frac{2\mu_i}{\Delta x} - \beta} \quad (3.92)$$

5.6 Avantages et nécessité de la pseudo-surface

Dans les études précédentes, l'absorption du rayonnement sur la face d'entrée ($x = 0$) a longtemps été ignoré. Ces effets ont été discutés dans Pitz-Paal et al., 1997, puis négligé en justifiant qu'ils n'avaient que peu d'impact dans le cas des mousses céramiques de haute porosité. Une innovation présentée dans ce code de calcul est le traitement de la condition à la frontière du milieu poreux, afin de prendre en compte cette absorption du rayonnement. Une comparaison avec des résultats sans interface entre l'environnement et le milieu poreux est présentée dans Kribus et al., 2014, dont les principaux résultats sont repris ici.

Deux jeux de simulation ont été effectués, avec et sans la présence de la pseudo-surface (i.e. absorption et émission locale du rayonnement). L'implémentation de la pseudo-surface a eu pour conséquence d'accroître la température du solide à la frontière ($x = 0$) d'environ 100°C , entraînant une augmentation des pertes par émission infrarouge et une diminution de l'efficacité de conversion thermosolaire d'environ 2%. Bien que ces effets soient effectivement faibles, ils ne sont pas pour autant négligeables.

Enfin, notons que la résolution numérique de la pseudo-surface ne demande pas un effort de calcul supplémentaire dans la résolution des transferts couplés, et qu'il n'y a de fait aucune raison de négliger ces effets. Notons également que ces résultats ont été observés dans le cas d'une mousse de haute porosité (90%), et que lorsque la porosité diminue, ces effets deviennent alors plus importants et ne peuvent plus être négligés.

6. Post-traitement des résultats numériques

Une fois les champs physiques convergés, plusieurs traitements numériques sont effectués, notamment afin de vérifier le respect de la conservation de l'énergie pour le système global ainsi que pour les différentes équations locales.

Nota : les résultats présentés dans cette sous-partie, bien que numérique, corresponde à un cas arbitraire d'absorbeur volumique : 80% de porosité, 12PPI, débit d'air de 1g/s, flux incident de 800kW/m², pression atmosphérique, épaisseur de 4cm.

6.1 Flux et bilans d'énergie globaux

Une fois les champs physiques convergés, un bilan des flux est réalisé afin de vérifier la conservation d'énergie du système, assurant l'égalité entre les flux entrants (flux solaire concentré incident) et les flux sortants (chaleur récupérée par le fluide et pertes thermoradiatives) :

$$\varphi_{sol} = \Delta H_f^{L-0} + Q_{loss} \quad (3.93)$$

Il se présente sous la forme ci-dessous, le calcul des différents termes du bilan de flux sera détaillé dans cette sous-partie.

```

~ FLUX ENTRANT ~
Flux solaire concentré incident : 800 kW/m2 (100%)

~ FLUX SORTANT ~
Enthalpie apportée au fluide : 525 kW/m2 (65.6%*)
* Correspond à l'efficacité de conversion thermosolaire.
Pertes thermoradiatives : 275 kW/m2 (34.4%)

>> Détails des pertes thermoradiatives -
Réflexion de la pseudo-surface : 25 kW/m2 (3.07%)
Emission de la pseudo-surface : 43 kW/m2 (5.37%)
Diffusion sortante du flux solaire : 29 kW/m2 (3.66%)
Diffusion sortante de l'infrarouge : 178 kW/m2 (23.3%)

~ DIFFERENCE ENTRE FLUX ENTRANT ET SORTANTS ~
Résidus (In-Out) : -0.047 kW/m2 ≈ -0.005862%
```

6.1.1 Flux solaire incident

Puisqu'il a été choisi de séparer le rayonnement en deux calculs, un pour la source solaire et un autre pour la source infrarouge, la conservation de l'énergie peut être vérifiée dans le premier cas seul. Il s'agit de contrôler que l'ensemble du flux solaire incident de la condition frontière des ordonnées discrètes $\phi\varphi_{sol}$ a bien été soit absorbé par le milieu poreux (devenant le terme source radiatif) soit diffusé vers l'extérieur du domaine de calcul (pertes par diffusion sortante).

$$\phi\varphi_{sol} = \sum_{\lambda=1}^{NSB} \left[\sum_{m=1}^{MG} \kappa_{m,sol,\lambda} G_{m,sol,\lambda} \Delta x + \sum_{i=1}^2 \mu_i \varpi_i I_{i,\lambda,sol}(x=L) - \sum_{j=3}^4 \mu_j \varpi_j I_{j,\lambda,sol}(x=0) \right] \quad (3.94)$$

Nota : c'est d'ailleurs grâce à ce bilan que la validation de la quadrature S4 a été effectuée (Mey et al., 204 ; Kribus et al., 2014).

6.1.2 Efficacité de conversion thermosolaire

L'efficacité de conversion thermosolaire est obtenue en divisant la quantité de chaleur récupérée par le fluide par le flux solaire concentré incident :

$$\eta_{S \rightarrow T} = \frac{\Delta H_f^{L-0}}{\varphi_{sol}} = \frac{\dot{m} \int_{T_{amb}}^{T_{f,L}} C_p dT}{\varphi_{sol}} \quad (3.95)$$

Puisque la capacité calorifique massique de l'air est une fonction polynomiale de la température, il est possible de calculer l'intégrale au numérateur sans avoir recours à une méthode numérique :

$$\Delta H_f^{L-0} = 1043\Delta T_f - 0,366 \frac{\Delta T_f^2}{2} + 9,776 \cdot 10^{-4} \frac{\Delta T_f^3}{3} - 6,595 \cdot 10^{-7} \frac{\Delta T_f^4}{4} + 1,467 \cdot 10^{-10} \frac{\Delta T_f^5}{5} \quad (3.96)$$

6.1.3 Calcul des pertes

Les pertes thermoradiatives peuvent être classées en deux types, suivant leur source :

- La présence de la pseudo-surface Q_{PS} :
 - Réflexion du flux solaire concentré incident φ_ρ ;
 - Emission infrarouge φ_ε ;
- La diffusion sortante du rayonnement par le milieu poreux participatif Q_δ :
 - Induite par le flux solaire concentré incident $\varphi_{\delta,sol}$;
 - Induite par l'émission infrarouge au sein du milieu poreux $\varphi_{\delta,ir}$.

$$Q_{loss} = Q_{PS} + Q_\delta = (\varphi_\rho + \varphi_\varepsilon) + (\varphi_{\delta,sol} + \varphi_{\delta,ir}) \quad (3.97)$$

6.1.3.1 Influence de la pseudo-surface sur les pertes

La pseudo-surface implémentée en tant que condition frontière du milieu poreux provoque une perte par réflexion du flux solaire concentré incident :

$$\varphi_\rho = (1 - \alpha_{sol}^*)(1 - \phi)\varphi_{sol} \quad (3.98)$$

Cette pseudo-surface émet également un rayonnement infrarouge, du fait de sa propre température $T_s(x=0) = T_{s,0}$:

$$\varphi_\varepsilon = \varepsilon_{ir,0}^*(1 - \phi)\sigma_{SB}T_{s,0}^4 \quad (3.99)$$

6.1.3.2 Diffusion sortante du système

Le milieu poreux modélisé est un milieu participatif, et donc diffusant. Ainsi, une part du rayonnement qui le traverse est diffusée et ressort du système aux frontières. Il se compose des contributions suivantes, sommées sur l'ensemble du domaine spectral :

- « solaires & positives » en $x = L$;
- « solaires & négatives » en $x = 0$;
- « infrarouges & négatives » en $x = 0$.

$$\varphi_\delta = \sum_{\lambda=1}^{NBS} \left[\sum_{i=1}^2 \mu_i \varpi_i I_{i,\lambda,sol,L} - \sum_{j=3}^4 \mu_j \varpi_j (I_{j,\lambda,sol,0} + I_{j,\lambda,ir,0}) \right] \quad (3.100)$$

Nota : les contributions « infrarouges & positives » en $x = L$ ne sont pas comptabilisées, car le milieu poreux est à l'équilibre avec l'environnement en sortie ($q_{r,L} = 0$). En outre, le but du milieu poreux modélisé étant de convertir l'énergie solaire concentrée en chaleur récupérée par l'air, les contributions « solaires & positives » en $x = L$ sont tout de même comptabilisées comme pertes, car elles représentent une part de la source d'énergie par rayonnement (flux solaire concentré incident) qui n'aura pas pu être convertie en énergie thermique.

6.2 Termes sources et bilans d'énergie locaux

Pour chaque équation utilisée dans le code de calcul (énergie du fluide et énergie du solide), nous avons recalculé ici la conservation de l'énergie au niveau local ; c'est-à-dire, terme à terme dans chaque maille de la discrétisation. Ensuite, tracé sous forme de graphe, ces bilans locaux permettant d'identifier quel(s) est/sont le(s) transfert(s) dominant(s) en fonction de la profondeur du milieu poreux.

6.2.1 Equation du transfert radiatif pour la source solaire

Au paragraphe 6.1.1, nous avons établi l'équation du bilan global sur la part du flux solaire incident apparaissant comme condition à la frontière sur la résolution des ordonnées discrètes ($\phi\varphi_{sol}$). Notons que le tracé du terme source $\kappa_{sol}G_{sol}(x)$ en fonction de la profondeur du milieu poreux (forme exponentielle décroissante) permet un contrôle visuel sur la pénétration du rayonnement solaire concentré : en effet, si l'exponentielle est rapidement atténuée, on sait que le rayonnement ne pénètre pas suffisamment en profondeur et que le milieu poreux devient rapidement optiquement épais (courbe rouge de la Figure 3.5) ; de même, si l'exponentielle n'est pas suffisamment atténuée en $x = L$, on sait que le milieu poreux est optiquement mince et une part du rayonnement incident traversera donc l'échantillon sans être absorbée (courbe noire de la Figure 3.5).

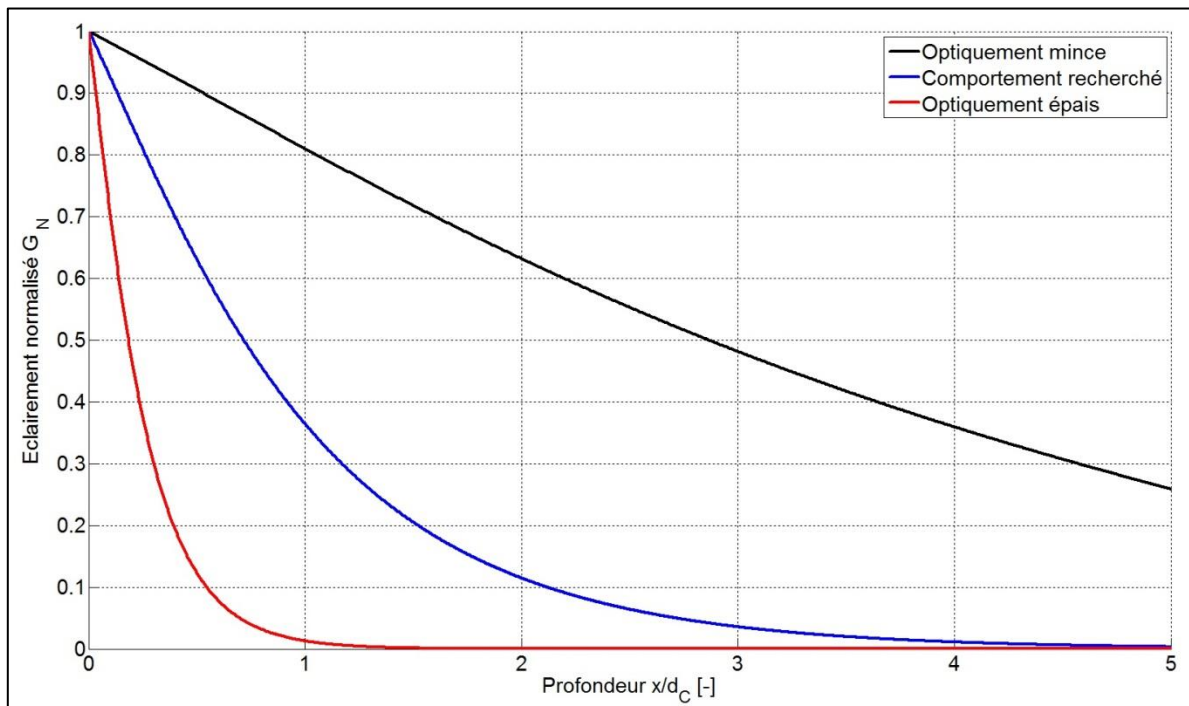


Figure 3.5. Représentation qualitative de l'éclairement provenant de la source solaire en fonction de la profondeur de l'absorbeur en nombre de cellules pour trois jeux de propriétés optiques différents.

Nota : c'est d'ailleurs grâce au tracé de $G_{sol}(x)$ que la validation de la quadrature S4 a été effectuée (Mey et al., 204 ; Kribus et al., 2014).

6.2.2 Equations de l'énergie du fluide

Cette équation ne contient que deux termes : un terme d'advection et un terme d'échange convectif. Vérifier l'égalité de ces deux grandeurs permet de conclure que l'énergie récupérée par échange avec le solide est bien transférée au fluide en mouvement.

$$0 = h_v(x)[T_s(x) - T_f(x)] - \frac{\dot{m}}{A} \frac{d(\bar{C}_p T_f)}{dx}(x) \quad (3.101)$$

Le premier terme du membre de droite doit donc être positif, car la température du solide doit être supérieure à celle du fluide afin que l'échange convectif permette de réchauffer l'air ; le second terme du membre de droite doit lui être négatif, car le mouvement du fluide transporte la chaleur récupérée dans les mailles suivantes (dérivée positive).

6.2.3 Equations de l'énergie du solide

Cette équation contient trois termes, chacun représentatif d'un mode de transfert : conduction, convection, rayonnement :

$$0 = \frac{d}{dx} \left(k_s^* \frac{dT_s}{dx} \right) (x) + h_v(x)[T_f(x) - T_s(x)] - \text{div} \vec{q}_r(x) \quad (3.102)$$

Le premier terme du membre de droite quantifie les apports de chaleur par conduction au niveau local, et devra être positif en raison de la présence de la pseudo-surface qui absorbe une part du rayonnement solaire incident transmis à la structure solide ; le second terme du membre de droite quantifie l'échange convectif et doit être négatif, car la température du fluide est inférieure à celle du solide permettant à l'air de refroidir le milieu poreux ; le troisième terme du membre de droite quantifie le terme source par rayonnement (apports de puissance par la source solaire et par l'émission infrarouge intrinsèque du milieu), et sera positif ($-\text{div} \vec{q}_r > 0$) en raison du flux solaire incident, principale source d'énergie du système.

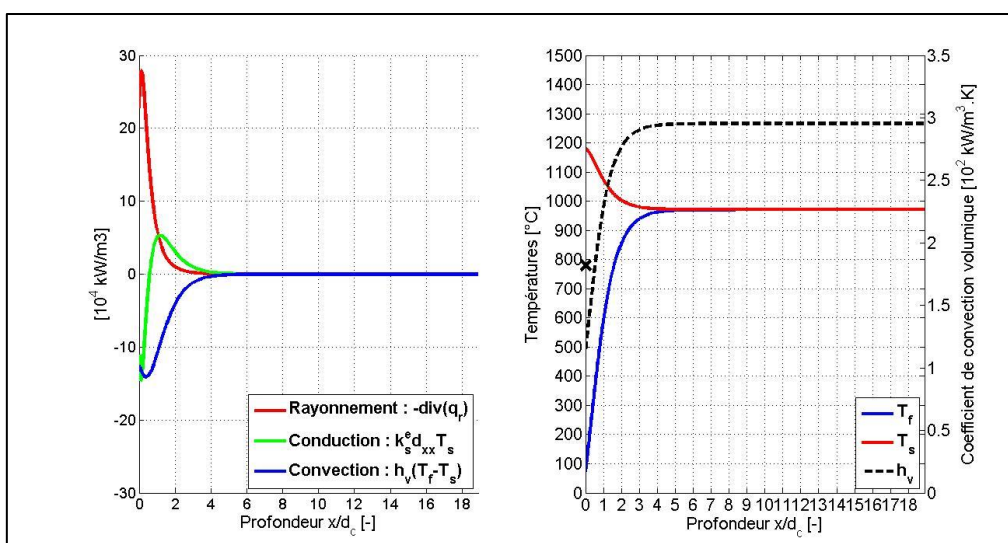


Figure 3.6. Représentation qualitative des termes sources dans l'équation de l'énergie du solide (gauche) et profils de températures avec coefficient de convection volumique (droite) en fonction de la profondeur de l'absorbeur.

Nota : sur la partie gauche de la Figure 3.6, on peut comparer les termes sources entre eux et observer la profondeur, en nombre de cellules, nécessaire aux transferts pour s'établir ; sur la partie de droite de la Figure 3.6, on peut voir les profils de températures ainsi que la profondeur, en nombre de cellules, nécessaire à l'établissement de l'équilibre thermique entre les deux phases (la croix indique le coefficient d'échange convectif à la pseudo-surface, multiplié par la surface spécifique afin de le ramener en $W/m^3.K$).

7. Validation expérimentale du code de calcul

La validation du code a été réalisée sur l'ensemble des échantillons en carbure de silicium (α -SiC et Si-SiC) et pour le ZrB_2 (caractère spectral) ; les autres échantillons n'ont pas pu être simulés en raison de leurs propriétés thermoradiatives mal connues (mélanges à base de SiC ; SiC+SiO₂+Al₂O₃ et SiC+Al₂O₃) et dans le cas des échantillons Al₂O₃ et ZrO₂ ils ne sont pas intéressants car trop réfléchissants.

Le Tableau 3.1 rappelle les caractéristiques géométriques des échantillons, présentées dans le second chapitre (Tableau 2.7, page 48).

Tableau 3.1. Caractéristiques géométriques des échantillons simulés.

Matériau & désignation		PPI (pores per inch)	Porosité [%]	Longueur [cm]	Longueur en nombre de cellules
α -SiC	α -SiC (1)	18	72	4	28
	α -SiC (2)	18	72	1,3	9
	α -SiC (3)	18	82	1,6	11
Si-SiC	Si-SiC (1)	4	85	4	6
	Si-SiC (2)	8	83	4	12
Matériau sélectif	ZrB_2	8	83	4	12

Nota : dans le cas des matériaux SiC (α -SiC et Si-SiC), l'absorptivité utilisée était constante de valeurs respectivement 0,85 et 0,95. Quant au ZrB_2 , le profil d'absorptivité spectral qui a été utilisé est présenté dans Larrouturou et al., 2016.

7.1 Chute de pression

Les valeurs de chute de pression mesurées et simulées (en Pa) ont été divisées par la longueur respective de chaque échantillon afin de se rapporter en mbar/m, unité usuelle des chutes de pression maximales préconisées par les constructeurs d'organes thermodynamiques tels que les turbocompresseurs.

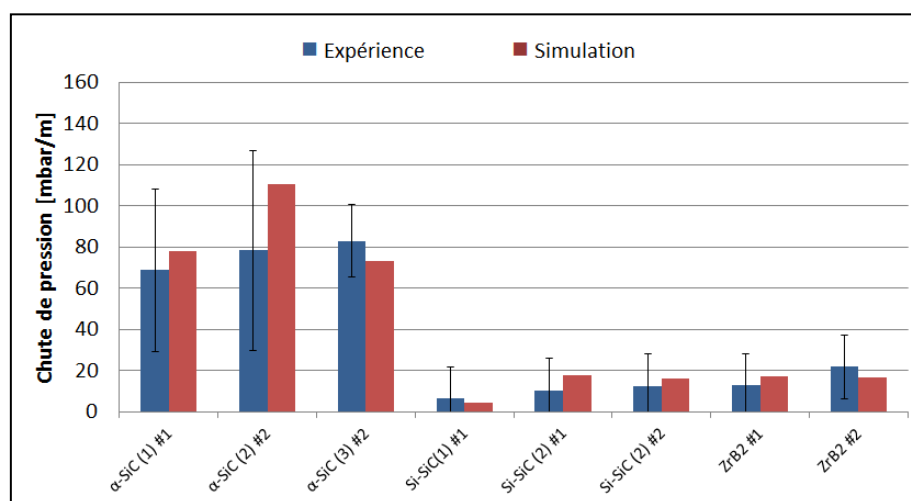


Figure 3.7. Validation sur l'expérience des chutes de pression⁵.

⁵ Ici, les barres d'erreurs sont du même ordre de grandeur que les mesures. Ceci est dû à l'erreur du manomètre électronique utilisé : $\pm 3\%$ de la valeur lue & $\pm 3\%$ de la pleine échelle, de valeur 2000Pa.

Pour chaque échantillon de chaque campagne, la Figure 3.7 compare les chutes de pressions linéiques mesurées et calculées. La corrélation utilisée (Wu et al, 2011) permet bien de prédire ces pertes de charges, même à haute température.

7.2 Performances thermosolaires

Ici, les performances thermosolaires (i.e. températures et efficacité de conversion) ont été simulées dans les mêmes conditions opératoires que les expériences réalisées : débit massique de 1g/s, pression atmosphérique de 854mbar (85400Pa), et même valeurs de flux incident.

7.2.1 Mousses en α -SiC

Les tendances globales sont bien représentées sur l'ensemble des trois résultats (Figure 3.8) : l'efficacité diminue à mesure que la température augmente. En comparant les résultats des échantillons α -SiC (2) et α -SiC (3), l'effet de la porosité à forts PPI identifié grâce à l'expérience est bien reproduit par le modèle : dans le cas de ses deux mousses à forte densité de pores (18 PPI), la diminution de la porosité (α -SiC (2) à 72% & α -SiC (3) à 82%) entraîne une augmentation de l'efficacité de conversion thermosolaire (de 64% à 66%).

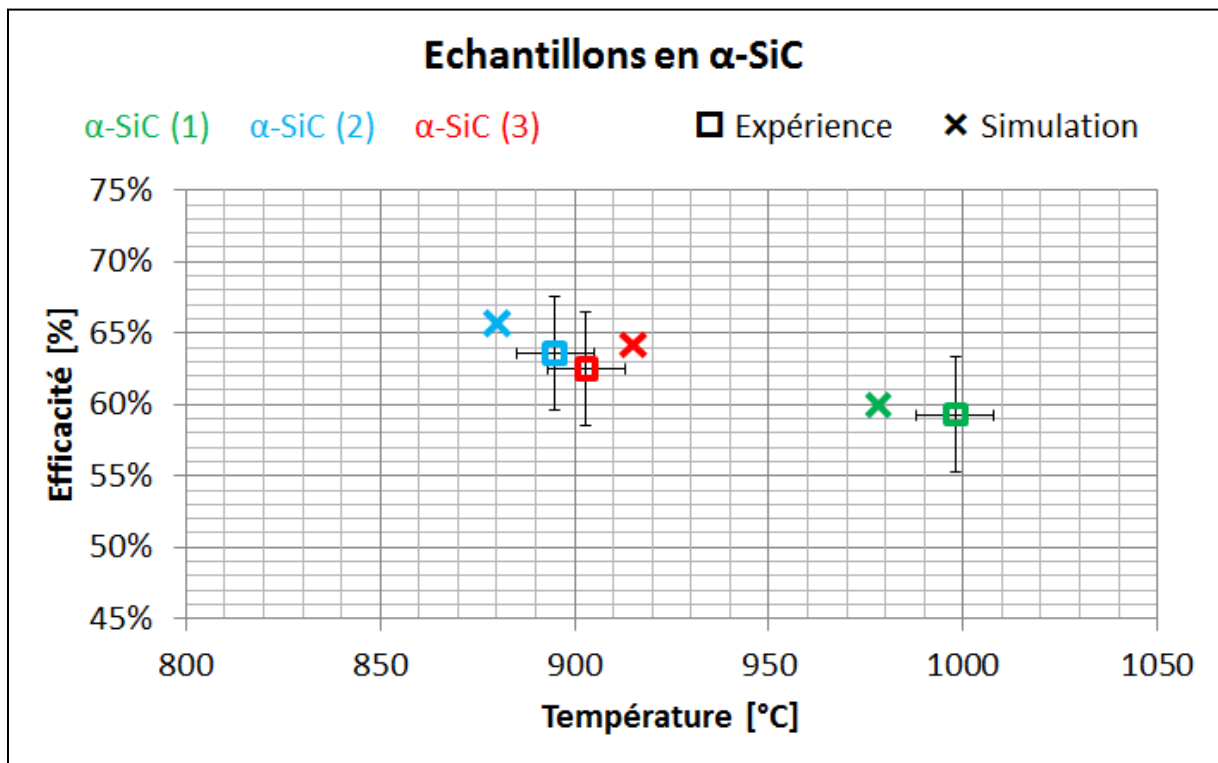


Figure 3.8. Validation sur l'expérience des simulations pour les échantillons en α -SiC.

L'augmentation du flux incident sur le même échantillon – α -SiC (1) par rapport à α -SiC (2) – entraîne une élévation des températures et une diminution de l'efficacité de conversion thermosolaire en raison des pertes thermiques plus importantes (induites par des températures plus élevées).

Pour chaque couple de résultats (expérience & modélisation), l'efficacité de conversion thermosolaire simulée est dans la barre d'erreur de la mesure ; notons tout de même qu'elle est toujours légèrement supérieure. Enfin, les températures simulées possèdent le bon ordre de grandeur et les différences, bien qu'en dehors de l'intervalle de confiance, sont de 20 K maximum.

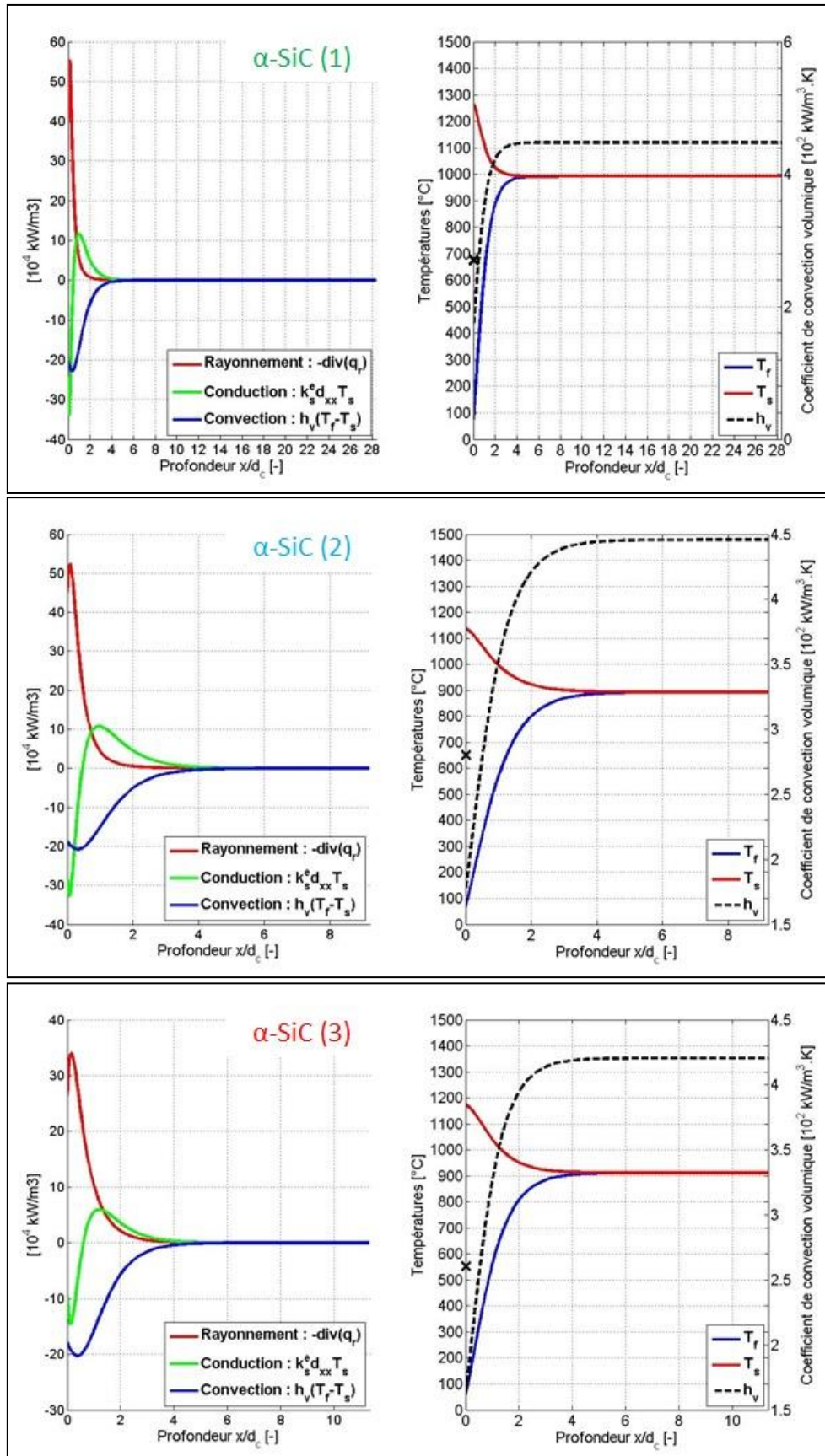


Figure 3.9. Termes sources de l'équation de l'énergie de la phase solide (gauche) et profils de température et coefficient de convection (droite) volumique (en pointillé) et à la pseudo-surface (croix) en fonction de la profondeur pour les trois échantillons en α -SiC.

En observant les termes sources des échantillons α -SiC (1) et α -SiC (2), on remarque qu'après 4 cellules, l'équilibre thermique est quasiment atteint ; au-delà de cette profondeur, l'épaisseur de l'échantillon ne participe qu'à l'augmentation des pertes de charge. Notons que dans ces cas, la porosité est relativement faible (72%) ; de fait, l'absorption radiative se fait sur une faible profondeur (1 à 2 cellules) et comme la convection (et les pertes radiatives) ne permet pas de refroidir suffisamment cette épaisseur, la température du solide dans cette zone est importante et favorise le transfert de chaleur vers l'intérieur de la mousse par conduction. Le terme source correspondant est alors négatif à l'entrée (refroidissement des zones de très haute température, i.e. chaleur évacuée vers la profondeur), puis positif à l'intérieur (chauffage de la structure poreuse). Pour l'échantillon α -SiC (3), de plus grande porosité, la pseudo-surface est plus faible, résultant en un plus petit coefficient d'échange surfacique et à une température de pseudo-surface plus élevée. Cependant, le rayonnement pénètre plus en profondeur, et le phénomène de refroidissement en face avant par conduction est alors moins important.

Dans ces mousses, on observe que le coefficient d'échange volumique est maximum à l'intérieur de la structure poreuse, en raison des températures plus élevées qui réduisent la viscosité de l'air. Cependant, il serait préférable d'avoir un meilleur coefficient d'échange à l'entrée de la mousse céramique ; c'est pour cela que les récepteurs pressurisés, dont l'air en entrée est plus chaud suite à la compression, offriraient de meilleures efficacités.

7.2.2 Mousses en Si-SiC

A nouveau, les tendances globales sont bien représentées par les simulations (Figure 3.10), et l'efficacité de conversion thermosolaire calculée se situe toujours dans l'intervalle de confiance autour des valeurs mesurées. A l'instar de la validation précédente, des disparités persistent sur les températures (écart maximum de 27 K).

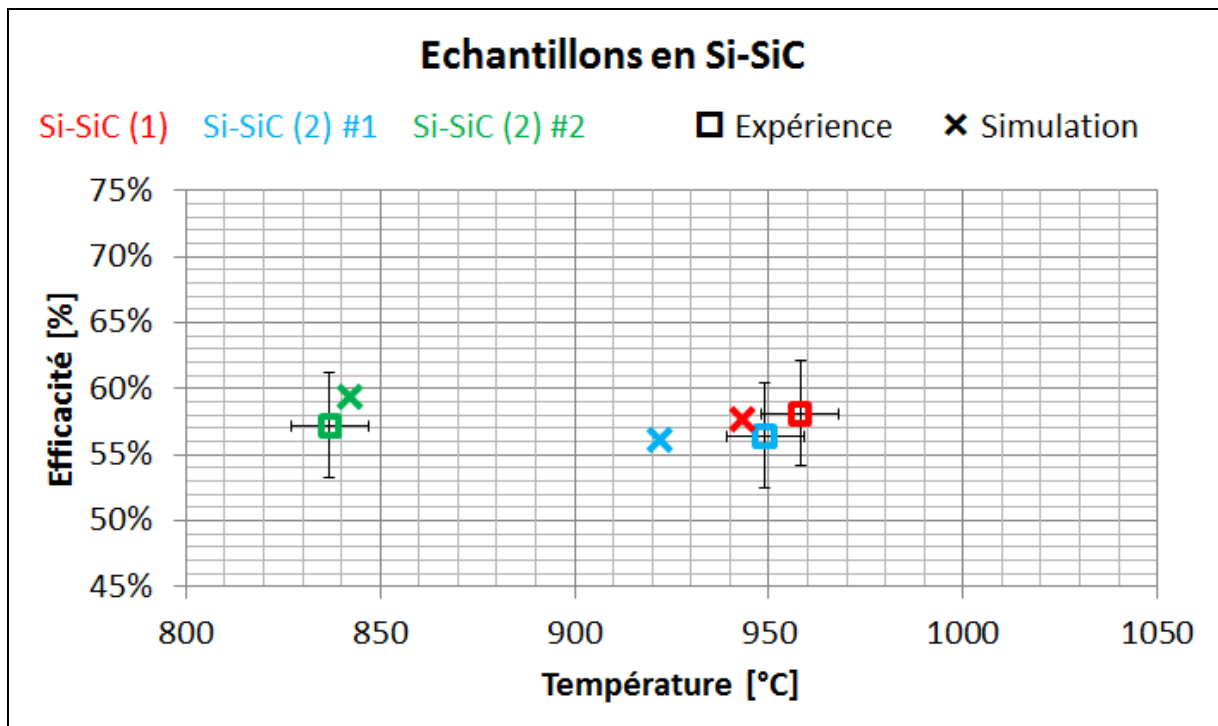


Figure 3.10. Validation sur l'expérience des simulations pour les échantillons en Si-SiC.

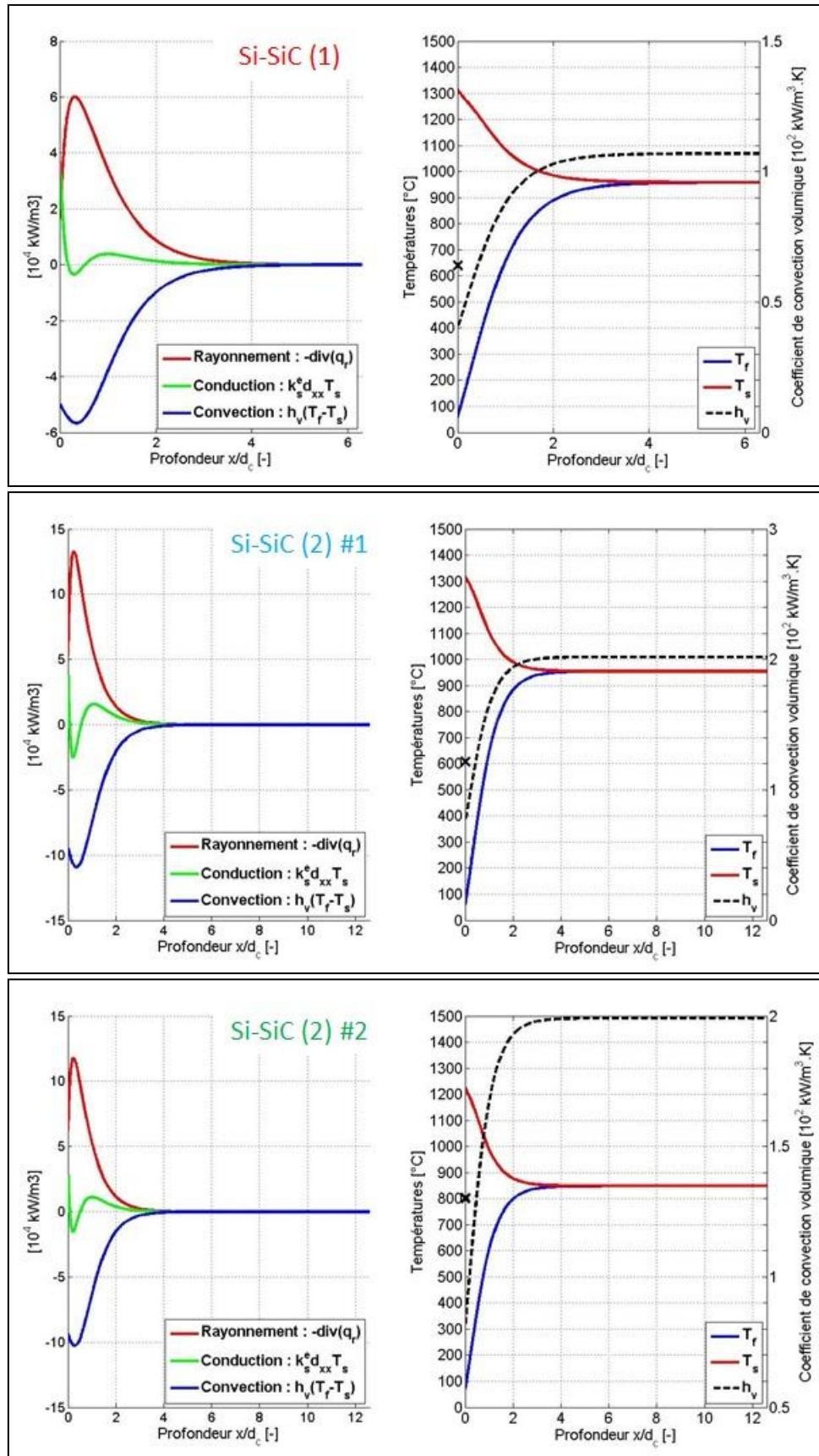


Figure 3.11. Termes sources de l'équation de l'énergie de la phase solide (gauche) et profils de température et coefficient de convection (droite) volumique (en pointillé) et à la pseudo-surface (croix) en fonction de la profondeur pour les deux échantillons en Si-SiC.

Ici, la diminution du PPI (Si-SiC (1) à 4 PPI et Si-SiC (2) #1 à 8 PPI) à porosité constante (83–85%) provoquent une augmentation des températures de fluide et donc de l'efficacité de conversion thermosolaire. Identifiée lors des mesures expérimentales, ces variations sont reproduites par le modèle lors des simulations.

A nouveau, une augmentation du flux solaire incident (Si-SiC (2) : campagne #1 à 885 kW/m² & campagne #2 à 753 kW/m²) induit des pertes thermiques plus importantes en raison de niveaux de température plus élevées, et induit une diminution de l'efficacité de conversion thermosolaire.

En présence d'échantillons à forte porosité et faible PPI, l'équilibre thermique entre les phases est atteint après une profondeur de 4 cellules environ. En raison d'une meilleure pénétration du rayonnement dans le milieu poreux, l'absorption à la pseudo-surface est réduite, ce qui entraîne des apports par conduction moindre. Ici, le terme source conductif est positif en entrée et participe à la chauffe de la pseudo-surface par la structure poreuse. A nouveau, la convection est principalement influencée par la taille des pores : plus ceux-ci sont petits (Si-SiC (2) à 8PPI), plus les échanges convectifs sont importants. Le même comportement que précédemment est observé : l'échange convectif est meilleur au sein du milieu poreux, en raison d'une plus faible viscosité induite par les hautes températures d'air.

7.2.3 Mousses en ZrB₂

L'échantillon de ZrB₂ a été étudié pour deux raisons :

- observer les variations des performances thermosolaires imputées à l'utilisation d'un matériau sélectif dans l'expérience ;
- et valider le code de calcul dans un cas spectral.

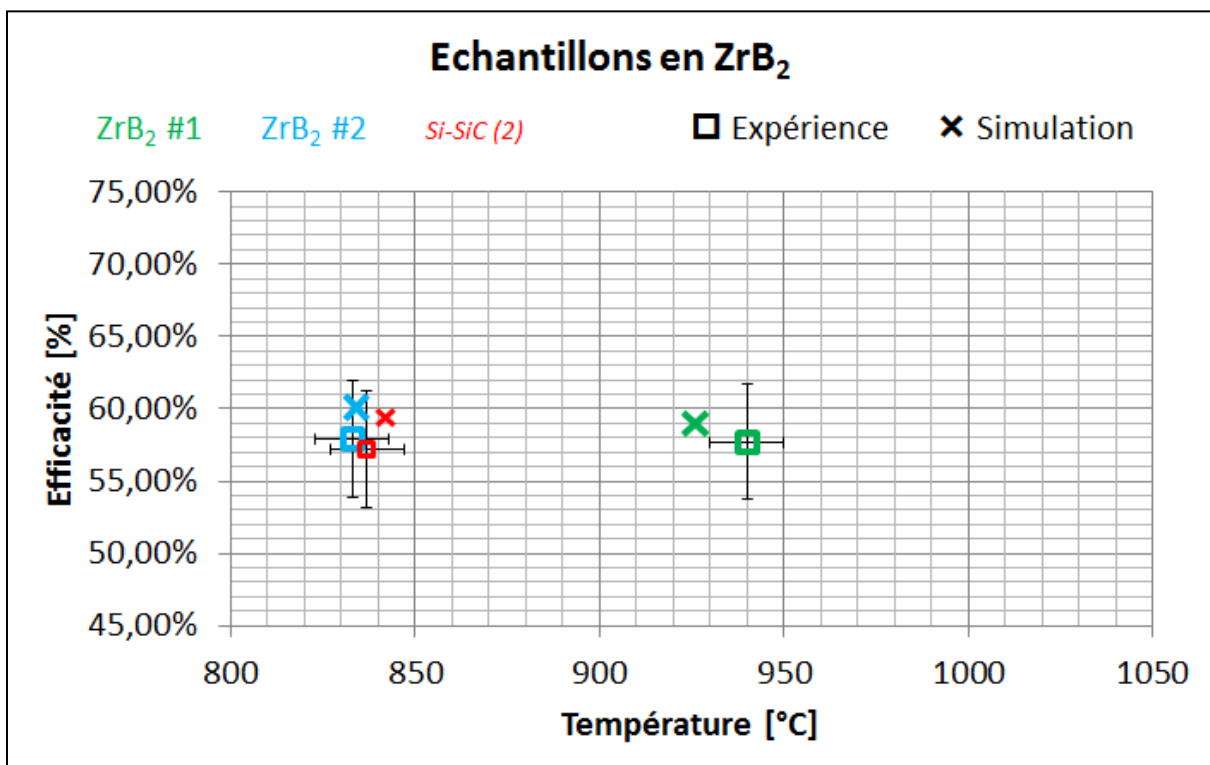


Figure 3.12. Validation sur l'expérience des simulations pour les échantillons en ZrB₂.

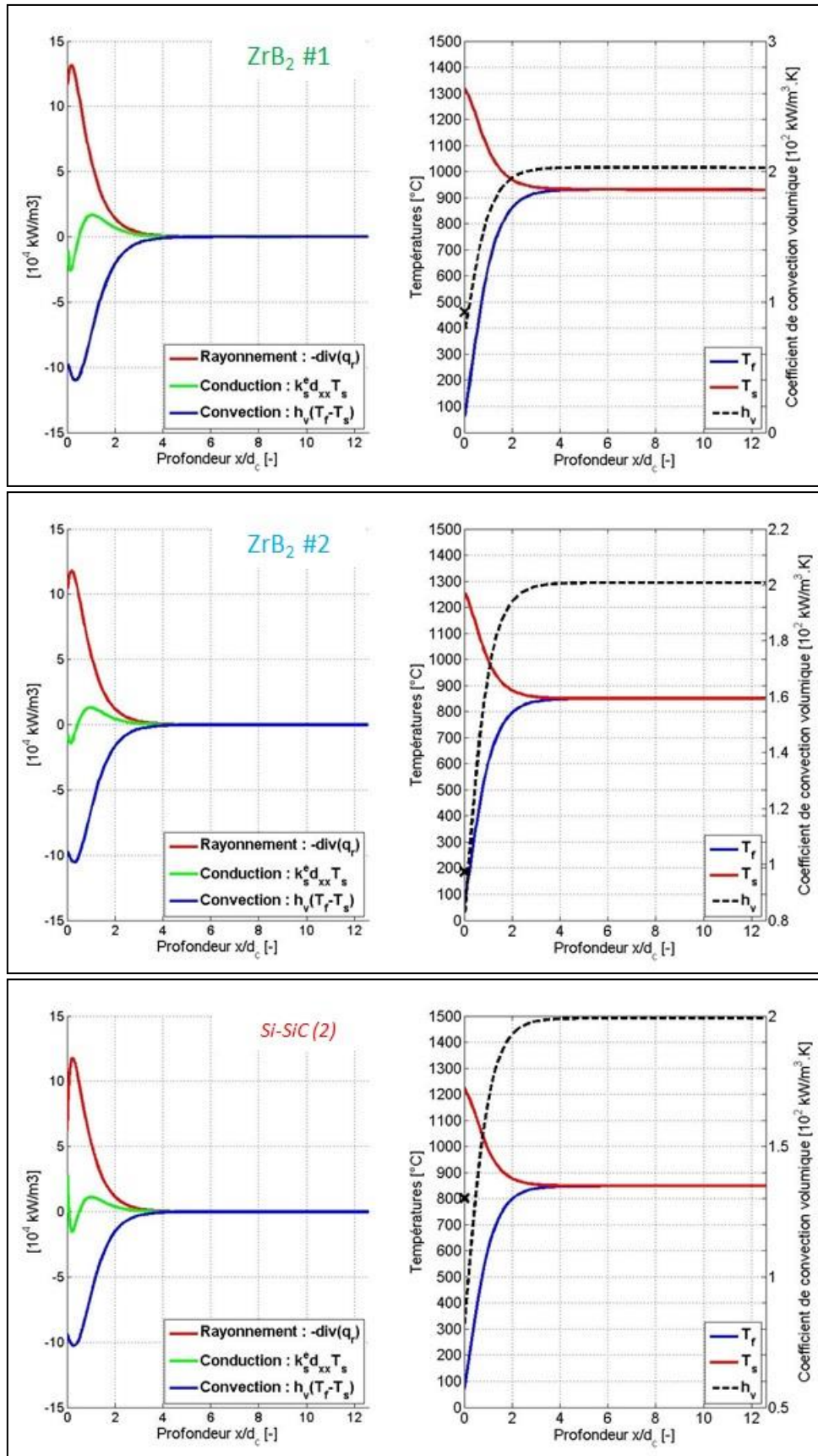


Figure 3.13. Termes sources de l'équation de l'énergie de la phase solide (gauche) et profils de température et coefficient de convection (droite) volumique (en pointillé) et à la pseudo-surface (croix) en fonction de la profondeur pour l'échantillon en ZrB₂ et l'échantillon Si-SiC (2).

La comparaison entre les échantillons de géométrie identique (8 PPI et 83% de porosité) composés d'un matériau gris Si-SiC (2) et d'un matériau sélectif ZrB₂ #2 montrent que l'efficacité de conversion thermosolaire est légèrement meilleure dans le cas du matériau sélectif ; celui-ci étant moins émissif dans le spectre infrarouge, les pertes thermiques par émission sont donc réduites. Bien que les variations soient faibles (de l'ordre de 1%), elles sont reproduites par le code spectral

L'augmentation du flux incident (ZrB₂ : campagne #1 à 858 kW/m² et campagne #2 à 745 kW/m²) augmente les niveaux de température de l'échantillon et donc les pertes thermiques, ce qui diminue l'efficacité de conversion thermosolaire.

L'observation des termes sources nous indique que, non seulement les performances globales sont similaires entre le ZrB₂ et le Si-SiC à géométrie identique, mais l'établissement des transferts est également très proche. En raison d'une plus faible émission infrarouge de la pseudo-surface (matériau sélectif), le terme source conducteur devient négatif à l'entrée (positif pour l'échantillon Si-SiC), indiquant que l'énergie absorbée est transférée par conduction vers l'intérieur de la structure poreuse.

Grâce aux résultats de cette série (Figure 3.12), le code a pu être validé dans le cas d'un calcul spectral : les tendances, ainsi que les mesures de températures et d'efficacités sont bien reproduites par la simulation.

7.2.4 Commentaire global

Sur l'ensemble de la validation, les efficacités de conversion thermosolaire simulées, bien que toujours très légèrement supérieures aux valeurs expérimentales (environ 1 à 2%), se trouvent toujours dans l'intervalle de confiance des mesures ($\pm 4\%$). En revanche, pour les températures de fluide, deux tendances apparaissent : lorsque le flux incident est « faible » (campagne #2), le code de calcul tend à surestimer les températures de fluide ; alors qu'elles sont sous-estimées avec un « fort » flux incident (campagne #1).

A l'exception de l'échantillon Si-SiC (1), tous les absorbeurs testés auraient pu être de moindre profondeur : en effet, l'ensemble des transferts prends place dans les 2 à 5 premières cellules. Au-delà, les champs de températures n'évoluent plus puisqu'il y a équilibre thermique entre les deux phases (air et structure céramique), et seules les pertes de charges augmentent.

Au final, malgré des disparités sur les valeurs de températures, le code de calcul développé reproduit les tendances observées expérimentalement sur les variations de porosité et de PPI : nous en avons conclu qu'il était validé.

Conclusion

Le code développé dans cette partie, HTVSA-1D, permet donc le calcul des champs physiques (pression, températures, luminances) en résolvant les transferts couplés en milieu poreux grâce à une approche simplifiée : milieu homogène équivalent monodimensionnel.

L'implémentation de la pseudo-surface a permis une meilleure prise en compte des phénomènes de transfert sur la frontière du domaine, notamment en ce qui concerne l'absorption du flux solaire incident ainsi que son transfert par conduction à la structure solide.

Finalement, le code a été validé sur l'expérience, grâce à des mesures effectuées sur un matériau gris (SiC) et un matériau spectral (ZrB_2).

Références

Publications scientifiques

- Fu X., Viskanta R., Gore J., 1998. *Measurement and correlation of volumetric heat transfer coefficients of cellular ceramics*. Experimental Thermal Fluid Science, 17, 285–293.
- Guévelou S., Rousseau B., Domingues G., Vicente J., Caliot C., Flamant G., 2014. *Identification of the Radiative Properties of α -SiC Foams Realistically Designed With a Numerical Generator*. Proceeding for the International Heat Transfer Conference 15.
- Hendricks T.J., Howell J.R., 1996. *Absorption/Scattering Coefficients and Scattering Phase Functions in Reticulated Porous Ceramics*. Journal of Heat Transfer, 116, 79–87.
- Huu T.T., Lacroix M., Huu C.P., Scheich D., Edouard D., 2009. *Towards a more realistic modeling of solid foam: Use of the pentagonal dodecahedron geometry*. Chemical Engineering Science, 64, 5131–5142.
- Kribus A., Gray Y., Grijnevich M., Mittelman G., Mey-Cloutier S., Caliot C., 2014. *The promise and challenge of solar volumetric absorbers*. Solar Energy, 110, 463–481.
- Larrouturou F., Caliot C., Flamant C., 2016. *Influence of receiver surface spectral selectivity on the solar-to-electric efficiency of a solar tower power plant*. Solar Energy 130, 60–73.
- Mey S., Caliot C., Flamant G., Kribus A., Gray Y., 2014. *Optimization of high temperature SiC volumetric solar absorber*. Energy Procedia, 49, 478–487.
- Petrasch J., Wyss P., Steinfeld A., 2007. *Tomography-based Monte Carlo determination of radiative properties of reticulate porous ceramics*. Journal of Quantum Spectroscopy & Radiative Transfer, 105, 180–197.
- Wu Z., Caliot C., Bai F., Flamant G., Wang Z., Zhang J., Tian C., 2010. *Experimental and numerical studies of the pressure drop in ceramic foams for volumetric solar receivers applications*. Applied Energy, 87, 504–513.
- Wu Z., Caliot C., Flamant G., Wang Z., 2011. *Numerical simulation of convective heat transfer between air flow and ceramic foams to optimize volumetric solar air receivers performances*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 54, 1527–1537.

Livres

- Kamiuto K., 2008. *Modeling of Composite Heat Transfer in Open-Cellular Porous Materials at High Temperature* (chapter 6), in: Öschner A., Murch G.E., de Lemos M.J.S (Eds), Cellular and Porous Materials: Thermal Properties Simulation and Prediction. Wiley-VCH, pp.165–198
- Modest M.J., 2003. *The Method of Discrete Ordinates (SN-Approximation)* (chapter 16), in: Radiative Heat Transfer (second edition). Elsevier, pp.498–538.
- Siegel R., Howell J.R., 1992. *Solution Methods for the Equations of Radiative Transfer* (chapter 15), in: Thermal Radiation Heat Transfer (third edition). Taylor & Francis, pp.737–820.

CHAPITRE 4

OPTIMISATION NUMÉRIQUE DES PROPRIÉTÉS GÉOMETRIQUES DE MOUSSES CÉRAMIQUES

Sommaire

Nomenclature	111
Introduction	113
1. Optimisation par Essaims de Particules	115
1.1 Principe de l'algorithme	115
1.2 Equation du mouvement.....	115
1.2.1 Equation de position.....	115
1.2.2 Equation des variations	115
1.3 Paramétrage de l'algorithme	116
1.3.1 Nombre de particules	116
1.3.2 Accélération	116
1.3.3 Variations maximales.....	117
1.3.4 Poids d'inertie	117
1.3.4.1 Poids d'inertie constant.....	117
1.3.4.2 Poids d'inertie aléatoire	117
1.3.4.3 Réduction linéaire du poids d'inertie	117
1.3.4.4 Poids d'inertie dynamique.....	117
1.3.5 Facteur de constriction	118
1.3.6 Influence de l'initialisation.....	118
1.4 Sortie du domaine	118
1.5 Convergence.....	119
1.5.1 Nombre d'itérations	119
1.5.2 Proportion cible	119
1.5.3 Présence d'un extremum.....	119
1.5.4 Variations nulles	119
1.5.5 Distances nulles	120
1.6 Schéma de calcul	120
1.7 Avantages et inconvénients	120
1.7.1 Parallélisation.....	120
1.7.2 Rapidité de calcul.....	120
1.7.3 Mise en œuvre simple	121
1.7.4 Méthode stochastique.....	121
1.7.5 Identification d'un extremum.....	121
2. Résultats d'optimisation	122
2.1 Cas d'études	122
2.2 Résultats des calculs.....	122
2.2.1 Absorbeur volumique à air atmosphérique.....	122
2.2.2 Absorbeur volumique à air pressurisé.....	123
2.2.3 Analyse.....	124
3. Analyse numérique et sensibilités	126
3.1 Calcul des sensibilités	126
3.2 Sensibilités calculées à 85% de porosité et 4PPI.....	126

3.2.1	Coefficient d'échange convectif volumique	126
3.2.2	Coefficient d'extinction.....	127
3.2.3	Conductivité thermique effective	127
3.2.4	Flux solaire incident	127
Conclusion	129
Références	131

Nomenclature

Symboles latins :

a_p, a_g	Accélération personnelle et global [-]
A	Somme des accélérations personnelle et global $A = a_p + a_g$
h	Période de retard dynamique
K	Facteur de constriction
N	Nombre total de particules ; population
P	Dimension du problème ; nombre de variables
R_1, R_2	Nombres aléatoires
t, T	Nombre d'itérations
$T_{f,out}$	Température du fluide en sortie
$T_{s,in}$	Température du solide en entrée
X	Vecteur des positions
V	Vecteur des variations

Symboles grecques :

α, β	Coefficients d'ajustement dynamique
γ	Facteur de variation
ε	Résidu
$\eta_{S \rightarrow T}$	Efficacité de conversion thermosolaire [%]
ϕ	Porosité [-] ou [%]
ω	Poids d'inertie
Δ	Domaine des variables

Indices

a	Relatif à l'arrêt du calcul
i	Numéro de la particule
min, max	Grandeur minimale / maximale
opt	Valeurs optimales

Exposants

t	Numéro d'itération
-----	--------------------

Fonctions

fc	Fonction-coût
$H(\)$	Fonction Heaviside

Acronymes & abréviations

GB	Meilleure position de l'essaim ; global best
p	Proportion cible [-] ou [%]
PB	Meilleures positions de chaque particules ; personal bests
PPI	Densité de pores ; Pores Per Inch

Introduction

Comme indiqué dans le premier chapitre et identifié grâce aux campagnes expérimentales présentées au second chapitre, les transferts couplés au sein des mousses céramiques utilisées comme absorbeur solaire volumique à air sont une affaire de compromis entre propriétés convectives et radiatives, fortement dépendantes de la géométrie. Afin de trouver la géométrie idéale qui maximisera l'efficacité de conversion thermosolaire, un algorithme d'optimisation par essaim de particules (« *Particle Swarm Optimization* ») est appliqué au modèle développé au chapitre 3 pour deux cas d'études :

- un absorbeur volumique solaire en mousse SiC à air atmosphérique ;
- un absorbeur volumique solaire en mousse SiC à air pressurisé (10b).

Après une présentation de l'algorithme PSO et l'explication de son fonctionnement, les résultats des cas étudiés sont présentés puis commentés.

1. Optimisation par Essaims de Particules

1.1 Principe de l'algorithme

L'optimisation par essaims de particules, appelé « *Particle Swarm Optimization* » en anglais et abrégé PSO, consiste en une méthode stochastique d'optimisation permettant d'identifier les valeurs des variables X menant à un extremum (maximum ou minimum) de la fonction-coût étudiée $fc(X)$ sur le domaine d'étude Δ .

$$\text{Trouver } X_{opt} \text{ tel que } \forall X \in \Delta, fc(X_{opt}) \geq fc(X) \quad (4.1)$$

Nota : il a été choisi de représenter l'objectif du PSO comme la maximisation de la fonction-coût sur le domaine d'étude, afin de correspondre à l'objectif des travaux. Dans le cas d'un problème de minimisation, les relations mathématiques sont à inverser.

Ici, chaque « particule » i représente un jeu de variables permettant de calculer la solution de la fonction-coût, qui seront amenées à varier afin de se rapprocher de l'extremum ; on parle ainsi d'essaim, car le calcul se fait sur plusieurs particules à la fois. A chaque itération t , l'essaim est mis à jour grâce à l'équation du mouvement permettant de calculer ces variations dans le domaine d'étude des variables.

Ainsi, pour un problème de dimension P (nombre total de variables), chaque particule est caractérisée par deux grandeurs :

- sa position $X_i^t = (x_{1,i} \cdots x_{P,i})^t$, vecteur des variables potentiellement solution ;
- ses variations $V_i^t = (v_{1,i} \cdots v_{P,i})^t$, variations de chaque variable dans son intervalle respectif.

Il existe différentes variantes de cet algorithme, dont les présentations peuvent être trouvées dans la littérature (Schutte & Groenwold, 2005 ; Poli et al., 2007 ; Aote et al., 2013). Dans cette première partie, l'algorithme utilisé sera présenté et expliqué.

1.2 Equation du mouvement

A chaque itération, les particules vont donc se déplacer sur l'ensemble du domaine d'étude, chaque paramètre variant dans son intervalle. Ce déplacement est donné par l'équation du mouvement (Schutte & Groenwold, 2005 ; Poli et al., 2007 ; Aote et al. 2013 ; Ordonez et al. 2014 ; Marini & Walczak 2015).

1.2.1 Equation de position

La nouvelle position de la particule est mise à jour grâce à cette équation :

$$X_i^{t+1} = X_i^t + V_i^{t+1} \quad (4.2)$$

1.2.2 Equation des variations

Cette équation permet de calculer les variations V_i^t à appliquer à chaque particule afin de qu'elles se déplacent dans le domaine d'étude.

$$V_i^{t+1} = \omega V_i^t + a_p R_1 (PB_i^t - X_i^t) + a_g R_2 (GB^t - X_i^t) \quad (4.3)$$

Celles-ci se décomposent en trois termes :

- Le premier terme ωV_i^t est la composante « inertielle » de la particule, et représente la mémoire de la particule et sa tendance à progresser selon ses précédentes variations, où ω est le poids d'inertie ;
- Le second terme $a_p R_1 (PB_i^t - X_i^t)$ est la composante « personnelle », et représente la tendance à retourner à sa meilleure position PB_i^t , où a_p est l'accélération personnelle ;
- Le troisième terme $a_g R_2 (GB^t - X_i^t)$ est la composante « sociale », et quantifie la capacité à atteindre la meilleure position de l'essai GB^t , où a_g est l'accélération globale.

Le caractère stochastique de cette méthode provient des grandeurs R_1 et R_2 dans l'équation du mouvement, qui sont toutes deux des nombres aléatoires (compris entre 0 et 1) mis à jour à chaque itération et pour chaque particule.

1.3 Paramétrage de l'algorithme

Comme précisé ci-dessus, plusieurs grandeurs interviennent dans l'équation du mouvement (poids d'inertie, accélérations personnelle et globale) ; avec le nombre de particules utilisées N , ils forment les paramètres de l'algorithme. Dans ce travail, nous n'avons pas réalisé d'étude sur l'influence du paramétrage de l'algorithme car ce n'était pas le but recherché, mais il est possible de trouver ce genre d'analyses dans la littérature (Schutte & Groenwold, 2005 ; Poli et al., 2007 ; Aote et al. 2013 ; Marini & Walczak, 2015

1.3.1 Nombre de particules

Le nombre de particules impacte directement le temps de calcul de l'algorithme ; plus il est important, plus l'essai sera long à converger :

- Un nombre de particules entre 20 et 30 représente un bon compromis entre temps de calcul et fiabilité du résultat (Schutte & Groenwold, 2005 ; Poli et al., 2007) ;
- Pour $N \geq 50$, l'algorithme ne devient plus sensible au nombre de particules (Marini & Walczak, 2015).

Dans notre cas, nous avons choisis d'utiliser $N = 25$ particules, suivant les recommandations données dans Schutte & Groenwold (2005).

1.3.2 Accélérations

Une grande accélération globale (a_g) permettra une convergence plus rapide de l'algorithme, car elle augmentera la capacité des particules à rejoindre la meilleure position identifiée, au risque de converger vers un extremum local ; tandis qu'une grande accélération personnelle (a_p) permettra aux particules de couvrir une part plus importante du domaine d'étude dans leur déplacement, mais augmentera le temps de calcul.

Plusieurs références indiquent que travailler à accélérations identiques $a_p = a_g = 2$ offrent de bons résultats (Marini & Walczak, 2015), mais le problème est que les particules sortent du domaine la moitié du temps (Schutte & Groenwold, 2005) ou que le calcul peut devenir instable (Poli et al., 2007). De fait, il est conseillé de travailler avec des accélérations dont la somme est strictement supérieure à 4 ($a_p + a_g > 4$).

Un bon compromis pour la majeure partie des problèmes d'optimisation est de considérer une accélération globale comprise entre 1,5 et 2,5 tel qu'indiquer dans Schutte & Groenwold (2005) ; leurs valeurs recommandées sont respectivement $a_p = 2,8$ et $a_g = 1,3$. Ici, nous avons utilisé les

valeurs fournies dans Ordonez et al. (2014) : $a_p = 2,6$ et $a_g = 1,5$ ($a_p + a_g = 4,1$).

1.3.3 Variations maximales

Dans le PSO conventionnel, il est d'usage de limiter les variations afin d'éviter des déplacements trop important des particules : $|V_i^{k+1}| < V_{max}$ (Schutte & Groenwold, 2005 ; Poli et al., 2007). Cette variation maximale est communément prise égale à l'intervalle du domaine : $V_{max} = |X_{max} - X_{min}|$. Cependant, il est très courant que cette limite des variations se fasse en affectant un coefficient γ (appelé facteur de variations, fixé entre 0 et 1) à la vitesse maximale : $V_{max} = \gamma |X_{max} - X_{min}|$ (Schutte & Groenwold, 2005 ; Marini & Walczak, 2015).

Pour notre calcul, la limite des variations a été effectuée en affectant un coefficient $\gamma = 0,5$.

1.3.4 Poids d'inertie

Lors des premières recherches sur le PSO, l'introduction du poids d'inertie (ω) a constitué la première variante majeure de l'algorithme, et a permis de stabiliser les calculs en limitant les variations et donc les sorties du domaine (Schutte & Groenwold, 2005 ; Poli et al., 2007 ; Aote et al., 2013 ; Marini et Walczak, 2015). Aujourd'hui, bien qu'étant une variante du PSO, cette méthode est automatiquement implémentée dans les calculs (Ordonez et al., 2014).

Un poids d'inertie important (proche de l'unité $\omega \approx 1$) entrainera des trajectoires plus saccadées et rectilignes, conduisant souvent à des particules quittant le domaine. A l'inverse, une valeur faible permettra des mouvements plus erratiques et évitera les sorties de domaine, mais rallongera le temps de calcul nécessaire à la convergence. (Schutte & Groenwold, 2005 ; Poli et al., 2007 ; Marini & Walczak, 2015).

1.3.4.1 Poids d'inertie constant

La méthode la plus courante concernant le poids d'inertie est de lui affecter une valeur constante (Schutte & Groenwold, 2005 ; Poli et al., 2007 ; Ordonez et al., 2014 ; Marini & Walczak, 2015) inférieure à l'unité : $\omega = 0,6$ est recommandé par Schutte & Groenwold (2005), bien que le choix de cette valeur dépende fortement du problème. C'est le choix qui a été fait ici (poids d'inertie constant) : $\omega = 0,5$.

1.3.4.2 Poids d'inertie aléatoire

Plutôt que de prendre un poids d'inertie constant, certains travaux choisissent de prendre une valeur aléatoire, tirée uniformément entre 0,5 et 1 (Poli et al., 2007 ; Marini & Walczak, 2015).

1.3.4.3 Réduction linéaire du poids d'inertie

Plusieurs travaux suggèrent d'appliquer une « réduction linéaire » sur ce coefficient (Schutte & Groenwold, 2005 ; Poli et al., 2007 ; Marini & Walczak, 2015), faisant décroître linéairement le poids d'inertie au cours des itérations.

$$\omega(t) = \omega_{max} - t \times \frac{\omega_{max} - \omega_{min}}{T_{max}} \quad (4.4)$$

$$\begin{cases} \omega_{max} = 0,8 \\ \omega_{min} = 0,4 \end{cases}$$

1.3.4.4 Poids d'inertie dynamique

Dans cette méthode, il s'agit d'appliquer une réduction du poids d'inertie d'un facteur fixe $\alpha \in [0; 1]$ (et une réduction des variations maximales d'un facteur fixe $\beta \in [0; 1]$) lorsqu'aucune amélioration

n'a été visible sur les meilleures positions personnelles et global depuis un certain nombre d'itérations h , appelé période de retard dynamique (Schutte & Groenwold, 2005 ; Marini & Walczak, 2015).

$$\text{Si } f_c(PB_i^t) \leq f_c(PB_i^{t-h}), \text{ alors } \begin{cases} \omega(t+1) = \alpha\omega(t) \\ V_{max}(t+1) = \beta V_{max}(t) \end{cases} \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} \omega(t+1) &= \alpha\omega(t) \\ V_{max}(t+1) &= \beta V_{max}(t) \end{aligned}$$

Plutôt que de réduire le poids d'inertie (et les variations maximales) de façon linéaire, cette méthode permet un ajustement des valeurs en fonction de l'historique du succès de l'essaim.

Schutte & Groenwold (2005) ont montré que pour les problèmes de faible dimension (petit nombre de variables), cette méthode était largement moins performante que le facteur de constriction (cf. prochain paragraphe) ; mais que dans le cas des problèmes complexes, elle offre une réduction du temps de calcul pour les mêmes précisions de résultats que le facteur de constriction.

1.3.5 Facteur de constriction

A l'instar du poids d'inertie, cette méthode consiste à limiter les déplacements afin d'éviter que les sorties du domaine ne soient trop fréquentes. Bien que non-utilisée ici, elle est souvent citée dans la littérature (Schutte & Groenwold, 2005 ; Poli et al., 2007) : il s'agit d'appliquer un coefficient K , appelé facteur de constriction, au calcul des nouvelles variations :

$$V_i^{t+1} = K \cdot [V_i^t + a_p R_1 (PB_i^t - X_i^t) + a_g R_2 (GB^t - X_i^t)]$$

$$K = \frac{2}{|2 - A - \sqrt{A^2 - 4A}|} \quad (4.6)$$

Où A est la somme des accélérations personnelle et globale $A = a_g + a_p$; il est alors recommandé d'avoir $A > 4$.

Puisque $K < 1$, il résulte que les variations sont plus faibles (sortie de domaine moins fréquentes), mais les particules n'explorent pas suffisamment le domaine d'étude, et l'ensemble de l'essaim reste alors « compacté ».

1.3.6 Influence de l'initialisation

Dans la plupart des cas, et comme pour bon nombre de simulations et calculs numériques, l'initialisation a un impact sur le temps de calcul nécessaire à la convergence. Dans le cas du PSO, cet impact peut être hautement significatif (Poli et al., 2007), surtout s'il s'agit d'un essaim aléatoire ; de fait, l'utilisation d'un « bon » générateur aléatoire est de rigueur afin de passer outre cette influence. Cependant, puisque nous avons choisi un nombre maximum d'itérations ($t_{max} = 65$) comme critère de convergence, l'influence de l'initialisation sur le temps de calcul n'existe pas ici.

1.4 Sortie du domaine

Il est fréquent que le calcul de la nouvelle position des particules mène à une sortie du domaine, i.e. une ou plusieurs des variables passent en dehors de l'intervalle d'étude. Normalement, ces intervalles d'étude ont été identifiés pour englober la solution et les variables optimales sont donc comprises dans le domaine. Cependant, deux sécurités ont été codées afin d'éviter des mouvements trop importants et des sorties de domaine :

- La limite des variations (que nous avons vu précédemment) permettant d'éviter les

déplacements trop importants et donc les sorties de domaine intempestives ;

- Et le forçage au bord du domaine (valeur minimale ou maximale) pour les variables concernées lorsque la nouvelle position est au-dehors du domaine.

Nota : le forçage au bord s'effectue afin d'éviter que les variables ne prennent pas de valeurs non-physiques (exemple : une température en Kelvin négative ou une porosité supérieure à 1).

1.5 Convergence

Sans critère d'arrêt, un algorithme PSO continuerait le calcul indéfiniment. Pour le stopper, il existe plusieurs possibilités dont voici les plus courantes.

1.5.1 Nombre d'itérations

La méthode la plus simple pour arrêter le calcul est de fixer un nombre maximum d'itérations t_{max} , au risque de ne pas avoir trouvé la solution à la fin du calcul. L'évaluation de la fonction-coût n'étant pas gourmande en temps de calcul (1sec en moyenne), nous avons choisis ce critère d'arrêt et fixé ce nombre à $t_{max} = 65$; un nombre fixe d'évaluations sera alors effectué à chaque optimisation : $N \times T_{max} = 25 \times 65 = 1625$, ce qui correspond à un temps de calcul maximum de 30min.

L'évolution de la meilleure position de l'essaim à chaque itération permet de déterminer que pour chaque cas, un extremum avait bien été atteint. Grâce à cette méthode, on s'affranchit en partie des influences du paramétrage sur la vitesse de convergence de l'algorithme ; cependant, la probabilité de trouver un extremum local et non global existe.

Dans des cas où l'évaluation de la fonction-coût requiert beaucoup de temps, ou si la puissance de calcul disponible est limitée, on préférera une des autres méthodes expliquées ci-dessous.

Nota : en dehors de la « proportion cible », les autres critères présentés sont tous équivalents. En effet, si la meilleure position de l'essaim ne change pas avec les itérations (présence d'un extremum), cela veut dire que les particules sont regroupées autour de cette position (distances nulles) et qu'elles y restent (variations nulles), et inversement.

1.5.2 Proportion cible

Une autre méthode est d'arrêter le calcul à partir du moment où une proportion p ($0 < p \leq 1$) de l'essaim a atteint le même extremum identifié :

$$\text{Si } \sum_{i=1}^N H \left(\varepsilon - \left| \frac{PB_i^t - GB^t}{GB^t} \right| \right) \geq pN, \text{ alors STOP} \quad (4.7)$$

Où ε est un résidu fixé, et H représente la fonction heavyside.

1.5.3 Présence d'un extremum

Un second choix d'arrêt de l'algorithme peut être de confirmer la présence du même extremum depuis un certain nombre d'itérations T_a .

$$\text{Pour } T - T_a < t < T, \text{ si } \left| \frac{GB^t - GB^T}{GB^T} \right| < \varepsilon, \text{ alors STOP} \quad (4.8)$$

Où T est la dernière itération calculée, et ε un résidu fixé (par exemple $\varepsilon = 10^{-5}$).

1.5.4 Variations nulles

Ici, le but est d'identifier si les particules sont toujours en mouvement ou non ; si elles « ne bougent

plus » (i.e. la meilleure position personnelle est la meilleure position globale), l'algorithme s'arrêtera :

$$\text{Si } \forall i \text{ on a } \left| \frac{V_i^t}{V_{max}} \right| < \varepsilon, \text{ alors STOP} \quad (4.9)$$

Où ε est un résidu fixé.

1.5.5 Distances nulles

A l'instar du critère précédent, on vérifie ici que la distance entre chaque particule et l'extremum identifié est « nulle », i.e. que les particules sont regroupées autour de la meilleure position :

$$\text{Si } \forall i \text{ on a } \left| \frac{X_i^t - GB^t}{GB^t} \right| < \varepsilon, \text{ alors STOP} \quad (4.10)$$

Où ε est un résidu fixé.

1.6 Schéma de calcul

Finalement, le calcul s'opère en trois étapes :

1. Une étape d'initialisation avec génération aléatoire des particules X_i^0 :
 - a. Evaluation de la fonction-coût pour chaque particule $fc(X_i^0)$;
 - b. Identification des meilleures positions personnelles PB_i^0 ;
 - c. Identification de la meilleure position de l'essaim GB^0 ;
2. Une étape de mouvement des particules :
 - a. Calcul des variations V_i^{t+1} grâce à l'équation du mouvement ;
→ Si les variations sont trop grandes, elles sont limitées ;
 - b. Calcul des nouvelles positions X_i^{t+1} ;
→ Si les nouvelles positions quittent le domaine, elles sont forcées au bord.
 - c. Evaluation de la fonction-coût pour chaque particule $fc(X_i^{t+1})$;
 - d. Identification des meilleures positions personnelles PB_i^{t+1} ;
 - e. Identification de la meilleure position de l'essaim GB^{t+1} ;
3. Une étape de vérification du critère d'arrêt :
 - a. Si le critère n'est pas validé, retour à l'étape 2 ;
 - b. Si le critère est validé, l'algorithme s'arrête – le résultat est alors donné par la meilleure position de l'essaim GB^t et la valeur de la fonction-coût $fc(GB^t)$.

1.7 Avantages et inconvénients

Parmi les avantages que présente l'algorithme PSO, nous pouvons citer :

1.7.1 Parallélisation

L'algorithme est parallélisable : pour un essaim de N particule, il est possible d'affecter un certain nombre de particules à chaque processeur permettant de diminuer le temps de calcul d'un facteur globalement équivalent au nombre de processeurs utilisés.

Cependant, il faut s'assurer que l'évaluation de la fonction-coût requiert un temps de calcul similaire quel que soient les valeurs des variables, et que la communication entre processeur ne soit pas chronophage ; sinon le temps de calcul pourra être rallongé plutôt que réduit.

1.7.2 Rapidité de calcul

En effet, le temps de calcul de l'optimisation ne dépend que de la fonction-coût et non de

l'algorithme – dans notre étude, les évaluations de la fonction-coût prennent en moyenne 99,9% du temps de calcul global de l'optimisation.

1.7.3 Mise en œuvre simple

L'algorithme consiste en une équation de mouvement et en l'évaluation successive de la fonction-coût – changer le problème d'optimisation revient à changer la fonction-coût utilisée, mais pas la structure de l'algorithme. Quelques autres adaptations sont nécessaires, notamment sur le paramétrage (nombre de variables, choix du critère de convergence, valeurs des paramètres), mais ça ne modifie en rien la nature même de l'optimiseur.

1.7.4 Méthode stochastique

Grâce à l'utilisation des nombres aléatoires dans le calcul des variations à chaque itération, cette méthode d'optimisation offre de bons résultats dans la majeure partie des problèmes. En revanche, puisqu'il s'agit d'une méthode stochastique, elle dépend donc fortement du générateur de nombres aléatoires utilisé : si celui-ci n'est pas bon (séries répétitives par exemple), le résultat du PSO sera entaché d'erreurs ; si le générateur est bon, la méthode sera répétable et produira le même résultat, qu'importe l'initialisation et le domaine d'étude (tant que celui-ci contient la solution).

1.7.5 Identification d'un extremum

Notons enfin que le calcul du PSO permet toujours d'atteindre un extremum de la fonction-coût (sauf s'il est instable), mais ne garantit pas qu'il soit global ; en effet, il est possible de « tomber » dans un extremum local et d'y rester. L'introduction de nombres aléatoires ainsi qu'une accélération personnelle supérieure à l'accélération globale permettent d'éviter ce problème la plupart du temps.

2. Résultats d'optimisation

Dans les deux cas d'étude présentés ci-dessous, l'objectif est d'identifier la géométrie optimale dans le domaine donné Δ (porosité ϕ et densité de pores PPI) maximisant l'efficacité de conversion thermosolaire pour des conditions opératoires données. Le problème se formule alors :

$$fc(\phi_{opt}, PPI_{opt}) \geq fc(\phi, PPI) \forall (\phi, PPI) \in \Delta_{\phi} \times \Delta_{PPI} \quad (4.11)$$

Le Tableau 4.1 rappelle le paramétrage utilisé lors de la résolution de ce problème.

Accélération	Population	Poids d'inertie	Limite des variations	Convergence
$a_p = 2,6$ $a_g = 1,5$	$N = 25$	$\omega = 0,5$	$\gamma = 0,5$	$t_{max} = 65$

La fonction-coût utilisée correspond alors au modèle développé et présenté au chapitre 3, avec pour variables d'entrée la géométrie du milieu poreux (porosité ϕ et densité de pores PPI) :

$$\eta_{S \rightarrow T} = fc(\phi, PPI) \quad (4.12)$$

2.1 Cas d'études

Le problème posé est à deux dimensions (deux variables). Le domaine d'étude est donc le suivant :

$$\begin{cases} 0,70 \leq \phi \leq 0,90 \Rightarrow \Delta_{\phi} = [70\%; 90\%] \\ 4 \leq PPI \leq 20 \Rightarrow \Delta_{PPI} = [4; 20] \end{cases} \Rightarrow \Delta = \Delta_{\phi} \times \Delta_{PPI} \quad (4.13)$$

Les deux cas étudiés correspondent respectivement à un absorbeur volumique en mousse SiC à air atmosphérique et à air pressurisé (configurations identifiées lors de l'étude bibliographique du Chapitre 1). Les conditions opératoires sont résumées dans le Tableau 4.2.

Conditions opératoires	Cas n°1 : absorbeur SiC atmosphérique	Cas n°2 : absorbeur SiC pressurisé
Débit d'air \dot{m}	$1 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$	$2 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$
Température d'entrée T_{in}	300 K	650 K
Pression d'entrée P_{in}	$101\,325 \text{ Pa}$	$10 \text{ b} (10^6 \text{ Pa})$
Flux solaire incident φ_0	$800 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$	$800 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$
Absorptivité du matériau α	$0,85$	$0,85$
Conductivité thermique k_s	$15 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$15 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
Longueur de l'absorbeur L	4 cm	4 cm

2.2 Résultats des calculs

2.2.1 Absorbeur volumique à air atmosphérique

Après convergence, l'algorithme conduit à la géométrie optimale donnée par la porosité $\phi = 90\%$ et la densité de pores 4 PPI . Les résultats du code HTVSA-1D correspondant sont :

- Température de la pseudo-surface $T_{s,in} = 1181^\circ\text{C}$;
- Température de l'air en sortie $T_{f,out} = 1010^\circ\text{C}$;
- Efficacité de conversion thermosolaire $\eta_{S \rightarrow T} = 68,1\%$;
- Chute de pression $\Delta P = 56 \text{ Pa}$.

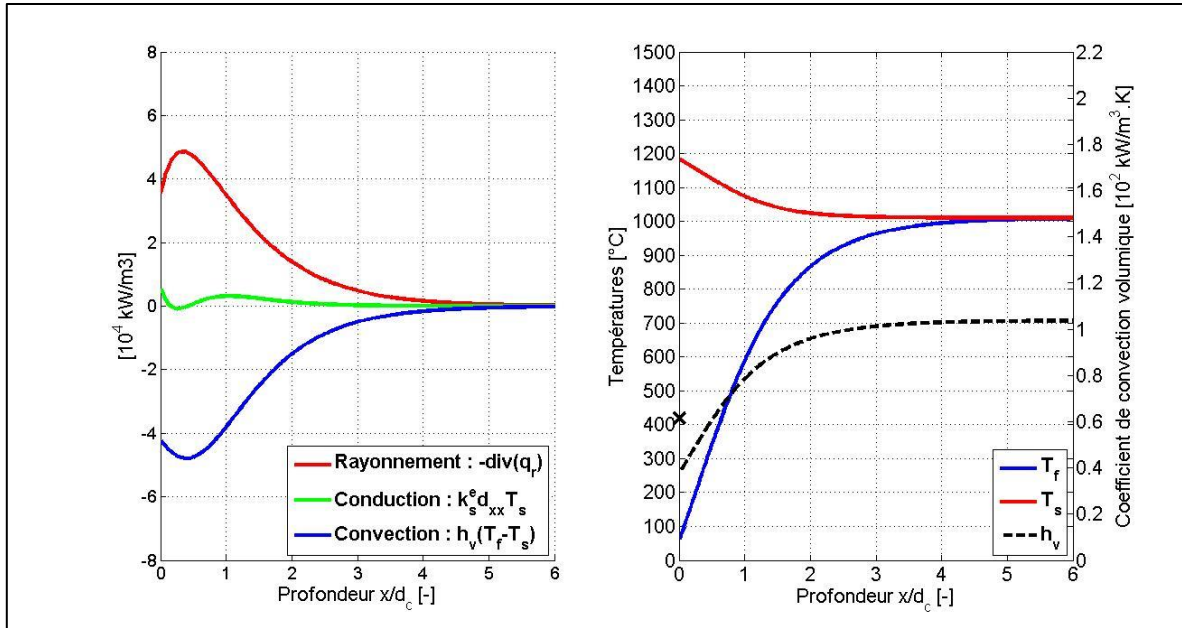


Figure 4.1. Termes sources de l'équation de l'énergie de la phase solide (gauche) et profils de température et coefficient de convection volumique (droite) en fonction de la profondeur pour l'absorbeur atmosphérique optimisé.

2.2.2 Absorbeur volumique à air pressurisé

Après convergence, l'algorithme conduit à la géométrie optimale donnée par la porosité $\phi = 90\%$ et la densité de pores 4 *PPI*. Les résultats du code HTVSA-1D correspondant sont :

- Température de la pseudo-surface $T_{s,in} = 1006^\circ\text{C}$;
- Température de l'air en sortie $T_{f,out} = 919^\circ\text{C}$;
- Efficacité de conversion thermosolaire $\eta_{S \rightarrow T} = 77,5\%$;
- Chute de pression $\Delta P = 13 \text{ Pa}$.

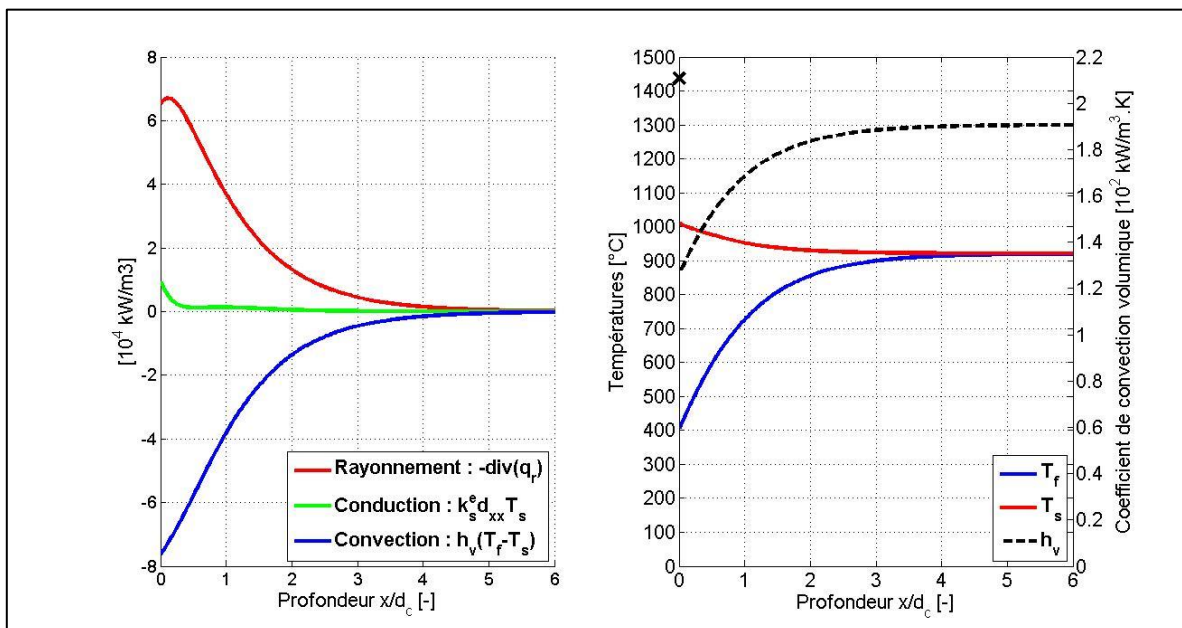


Figure 4.2. Termes sources de l'équation de l'énergie de la phase solide (gauche) et profils de température et coefficient de convection volumique (droite) en fonction de la profondeur pour l'absorbeur pressurisé optimisé.

2.2.3 Analyse

Tout d'abord, on peut remarquer que pour les deux cas d'études présentés, la géométrie cible est la même : la valeur optimale de porosité correspond à la borne supérieure du domaine, soit 90% ; et la valeur optimale de PPI correspond à la borne inférieure, soit 4PPI. On obtient donc une mousse avec des brins fins ($d_b \approx 1mm$) et des cellules ouvertes de grande taille ($d_c \approx 6mm$ et $d_p \approx 3mm$) ; cette géométrie est favorable à une forte pénétration du rayonnement dans le milieu poreux ($\beta = 162,5 m^2/m^3$), comme recommandé par Chavez & Chaza (1991). Les figures, Figure 4.1 et Figure 4.2, présentent les profils dans l'épaisseur de l'absorbeur des termes sources de l'équation sur la conservation de l'énergie du solide ainsi que les profils de températures et du coefficient volumique d'échange convectif h_v : le milieu est profond de 6 cellules, et l'équilibre thermique entre les phases fluide et solide est quasiment atteint après la traversée des 4 à 5 premières cellules. Ensuite, la différence de température entre le fluide et la structure céramique devient faible (<10K) et peu d'énergie est transférée d'une phase à l'autre.

A débit massique constant, l'augmentation de l'efficacité de l'absorbeur revient à augmenter la température du fluide en sortie sans augmenter les pertes thermiques par émission. Pour ce faire, une intensification des échanges convectifs est nécessaire ; celle-ci se réalise lorsqu'on modifie la géométrie soit grâce à une diminution de la porosité soit grâce à une augmentation du PPI. Ces modifications de la géométrie entraînent un accroissement de la surface spécifique et donc du coefficient volumique d'échange convectif. Or, la géométrie optimale obtenue par l'algorithme est à l'opposé de ces considérations : une haute porosité de 90% et un faible PPI de 4. Ce résultat montre que favoriser l'absorption radiative dans la profondeur est préférable pour limiter les pertes par émission de la zone d'entrée vers l'environnement. En effet, augmenter le coefficient volumique d'échange convectif revient à augmenter la surface spécifique du solide et à provoquer une augmentation de la surface solide en zone d'entrée responsable de pertes radiatives importantes causée puisque le solide est à sa température maximale. On peut donc conclure que l'absorption radiative est le phénomène de transfert de chaleur qui pilote l'efficacité de conversion thermosolaire de l'absorbeur.

Dans les deux cas d'études (absorbeur atmosphérique et pressurisé), la conduction induite par la pseudo-surface ne joue qu'un rôle mineur dans les transferts ($\approx 10\%$) et quasi-exclusivement à l'entrée du milieu poreux (environ 1 cellule). Cependant, l'absorption locale engendrée par la pseudo-surface n'est pas négligeable pour autant, contrairement à ce qu'indiquait Pitz-Paal et al. (1997) dans leur modélisation ; cela paraissait évident dans le cas des plus faibles porosités, mais nous démontrons ici que ça l'est également à haute porosité.

Le modèle développé indique que se diriger vers d'encore plus hautes porosités améliorerait davantage les performances thermosolaires, et l'effet volumique devrait théoriquement être visible ($T_{f,out} > T_{s,in}$) ; alors qu'il ne l'est pas ici. Cependant, il n'est pas possible industriellement d'aller vers de plus hautes porosités sans toucher à l'intégrité mécanique de l'absorbeur : les mousses industrielles de porosités supérieures à 90% sont souvent très fragiles, et les brins de solide se brisent/s'effritent aux moindres chocs ou contraintes. Notons également que la profondeur de l'absorbeur devrait également être augmentée, afin de s'assurer de l'absorption complète du flux solaire incident et éviter toute perte par transmission au travers de la structure poreuse. De plus faibles valeurs de PPI seraient envisageables, mais si la surface soumise au flux solaire concentré du futur absorbeur n'est pas suffisamment grande, les effets de bords deviendraient prépondérants.

En considérant cette géométrie de mousses céramiques (porosités supérieures à 90% et PPI

inférieurs à 4), les conditions quasi-1D du dispositif expérimental présenté au chapitre 2 ne seraient alors plus réalisées lors des tests, et une nouvelle expérience devrait alors être conçue afin de mesurer les performances thermosolaires de ces structures : échantillons plus profond dû aux très hautes porosités, et ouverture plus importante due aux très faibles densités de pores (actuellement, longueur maximale de 5,5cm et ouverture de 5cm de diamètre).

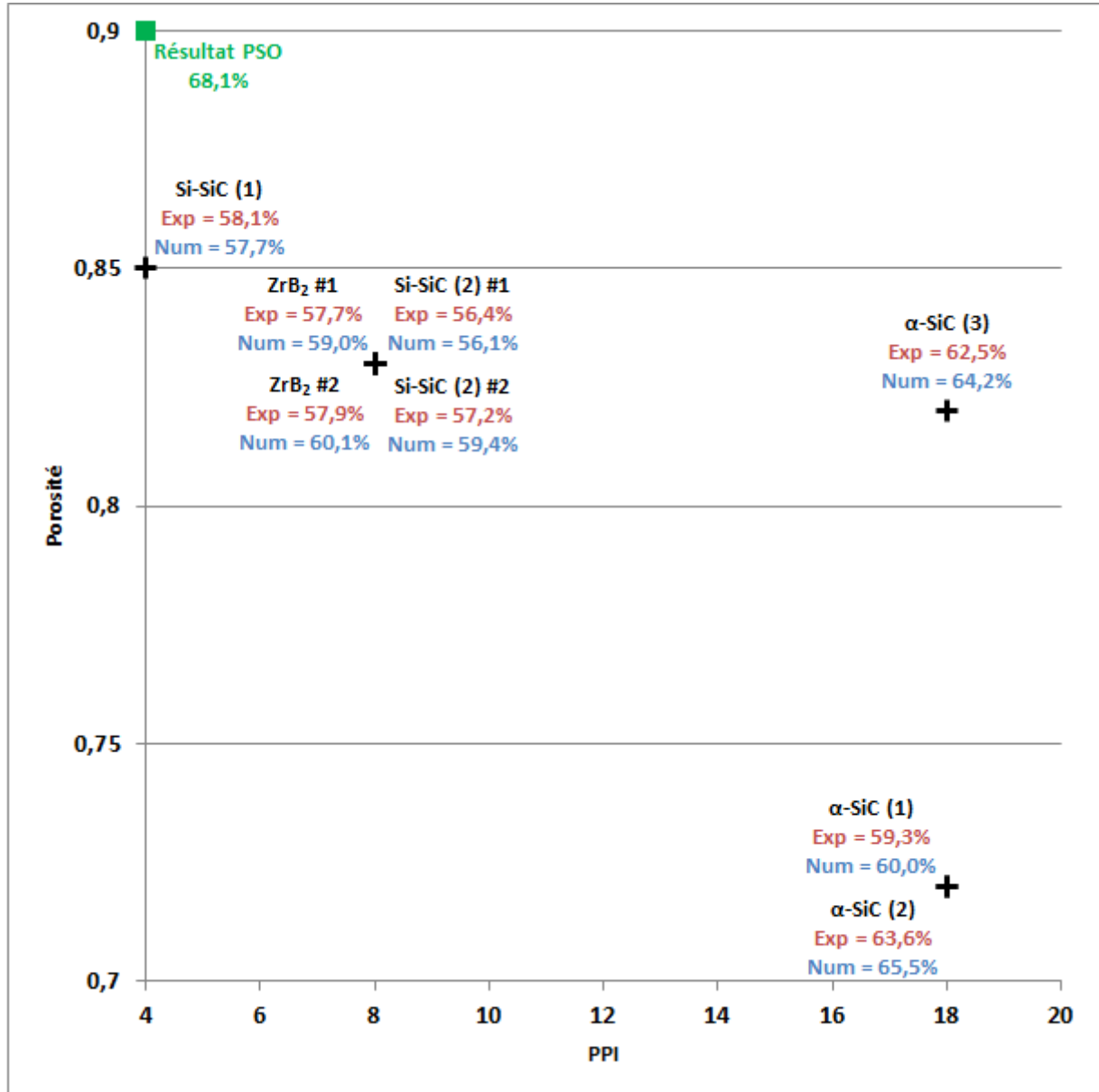


Figure 4.3. Récapitulatif des efficacités des échantillons testés (en rouge) et simulés (en bleu), et positionnement du résultat d'optimisation (en vert) en fonction de la porosité et du PPI.

Nota : La profondeur de l'absorbeur pourrait également être étudiée via une optimisation numérique. Cependant, le critère de choix serait plus complexe à mettre en œuvre car cette profondeur optimale devrait être suffisamment grande pour que l'ensemble du flux solaire incident ait été absorbé sur le volume, mais également limitée à la valeur où l'équilibre thermique des phases fluides et solides est atteint (i.e. plus d'échange convectif entre les phases) car au-delà, seules les pertes de charge seraient affectées.

3. Analyse numérique et sensibilités

Un calcul numérique de sensibilités a été effectué sur la géométrie de l'échantillon Si-SiC (1) (85% de porosité et 4PPI), parce qu'il possède les caractéristiques géométriques les plus proches du résultat d'optimisation (90% de porosité et 4 PPI) parmi les échantillons commerciaux testés. Ces sensibilités ont été calculées pour quatre grandeurs : le coefficient d'échange convectif volumique h_v , le coefficient d'extinction β , la conductivité effective du solide k_s^* et le flux solaire incident φ_0 . Une variation de plus ou moins 5% a été appliquée sur ces grandeurs (constantes des corrélations), afin de quantifier l'impact du niveau de connaissance ou de mesures de ces valeurs physiques sur le résultat numérique global, i.e. l'efficacité de conversion thermosolaire.

3.1 Calcul des sensibilités

Par définition, les sensibilités sont calculées comme suit :

$$S_i = \frac{\partial \eta_{S \rightarrow T}}{\partial x_i} \approx \frac{\eta_{S \rightarrow T}(1,05x_i) - \eta_{S \rightarrow T}(0,95x_i)}{1,05x_i - 0,95x_i} \quad (4.14)$$

Ensuite, elles sont normalisées par la relation suivante, qui permet de les comparer entre elles :

$$s_i = S_i \times \frac{x_i}{\eta_{S \rightarrow T}(x_i)} = \frac{\eta_{S \rightarrow T}(1,05x_i) - \eta_{S \rightarrow T}(0,95x_i)}{0,10 \times \eta_{S \rightarrow T}(x_i)} \quad (4.15)$$

Cependant, pour une meilleure compréhension des variations imputées aux grandeurs physiques testées, nous avons préféré donner les valeurs de sensibilités en variation d'efficacité pour plus ou moins 5% de variation de la grandeur analysée.

$$x_i \pm 5\% \Rightarrow \eta_{S \rightarrow T} \pm \frac{\eta_{S \rightarrow T}(1,05x_i) - \eta_{S \rightarrow T}(0,95x_i)}{2} \quad (4.16)$$

3.2 Sensibilités calculées à 85% de porosité et 4PPI

Le Tableau 4.3 reprend les résultats de ces calculs. Globalement, les sensibilités sont faibles et toutes les variations calculées sont inférieures à 2% ; sachant que l'intervalle de confiance global imputé aux mesures d'efficacité de conversion thermosolaire est de $\pm 4\%$, une variation de 5% sur les constantes des corrélations utilisées n'a donc que peu d'impact sur le résultat global.

Tableau 4.3. Sensibilités

$h_v \pm 5\%$	\Rightarrow	$\eta_{S \rightarrow T} \pm 0,715pt$	(soit $\pm 1,137\%$)
$\beta \pm 5\%$	\Rightarrow	$\eta_{S \rightarrow T} \mp 0,58pt$	(soit $\mp 0,929\%$)
$k_s^* \pm 5\%$	\Rightarrow	$\eta_{S \rightarrow T} \pm 0,07pt$	(soit $\pm 0,112\%$)
$\varphi_0 \pm 5\%$	\Rightarrow	$\eta_{S \rightarrow T} \mp 1,055pt$	(soit $\mp 1,689\%$)

3.2.1 Coefficient d'échange convectif volumique

Comme présenté au chapitre 3, l'échange convectif volumique est modélisé par une corrélation entre les nombres de Nusselt et de Reynolds ($Nu = 0,187Re^{1,1}$). Celle-ci fait intervenir une constante, à laquelle nous avons appliqué une variation de plus ou moins 5% (0,178 – 0,196). Ainsi, une augmentation des échanges convectifs conduit à une meilleure efficacité thermosolaire (0,715 point, soit 1,137%) : en effet, un meilleur coefficient d'échange induit une température de fluide plus élevée et une température de la structure solide plus faible, notamment de la pseudo-surface. Par

conséquent, les pertes thermoradiatives sont réduites, ce qui améliore l'efficacité.

3.2.2 Coefficient d'extinction

Concernant le coefficient d'extinction, une corrélation est également utilisée : $\beta = 4,8 (1 - \phi)/d$. La variation de 5% a donc été reportée sur la constante de cette corrélation (4,56 – 5,04). On observe alors que, lorsque l'extinction diminue, l'efficacité de conversion thermosolaire augmente (0,58 point) ; une extinction plus faible indique que le flux solaire incident pénètre plus en profondeur dans le milieu poreux, réduisant l'absorption volumique proche de la pseudo-surface. Par conséquent, les pertes thermoradiatives sont également réduites, ce qui se traduit par une augmentation de l'efficacité de conversion thermosolaire.

3.2.3 Conductivité thermique effective

Le modèle de propriété utilisé pour la conductivité thermique effective est le suivant : $k_s^* = k_s (1 - \phi)/3$. Ce coefficient 1/3 a donc été soumis à une variation de plus ou moins 5% (0,3167 – 0,35). En résulte que, lorsque la conductivité thermique effective augmente, une plus grande part de la chaleur absorbée par la pseudo-surface est transférée vers l'intérieur de la structure poreuse, ce qui diminue la température de la pseudo-surface et réduit les pertes thermoradiatives. En conséquence, on observe une augmentation de l'efficacité de conversion thermosolaire (0,07 point).

3.2.4 Flux solaire incident

Le flux solaire incident est sujet à différentes mesures, notamment celle du DNI et de la puissance solaire incidente normalisée via la calorimétrie. L'erreur globale commise sur ces mesures est de $\pm 3\%$ sur la valeur du flux solaire incident. Dans le calcul des sensibilités, nous avons appliqué une variation plus importante, de 5% ; la sensibilité correspondante reste tout de même faible, et impute alors une variation opposée de 1,055 point sur l'efficacité de conversion thermosolaire. En effet, en augmentant le flux incident, la part d'absorption sur la pseudo-surface est plus importante et sa température l'est donc également. En conséquence, les températures plus élevées induisent des pertes plus importantes qui réduisent l'efficacité de conversion thermosolaire.

Conclusion

Dans cette partie, nous avons mis en jeu un algorithme d'optimisation de type « Particle Swarm Optimization » (optimisation par essaim de particules) afin d'obtenir les propriétés géométriques (porosité et PPI) maximisant l'efficacité de conversion thermosolaire dans le cas d'un absorbeur volumiques en SiC à air, tantôt atmosphérique, tantôt pressurisé.

Les domaines d'étude ont été choisis afin de concorder aux mousses céramiques disponibles dans l'industrie ; avec ceux-ci, nous avons observé que les géométries optimales obtenues correspondaient aux bornes supérieures et inférieures de ces domaines. Dans les deux cas étudiés, la porosité optimale est très élevée (90%) et les PPI prennent les valeurs les plus faibles (4 PPI ; i.e. de grands diamètres de pores) pour permettre au rayonnement d'être absorbé graduellement en fonction de la profondeur de l'absorbeur :

- Absorbeur atmosphérique : 68,1% @ 1010°C – ici, il faut améliorer la convection en raison des faibles débits d'air, ce qui a mené l'algorithme à considérer de grandes valeurs de PPI, menant à de petites tailles de cellules afin d'accélérer le fluide dans les pores pour augmenter l'échange convectif entre les phases fluides et solides ;
- Absorbeur pressurisé : 77,5% @ 919°C – dans ce cas, la convection est intrinsèquement augmentée grâce aux conditions opératoires (débit massique plus important) mais pas suffisamment pour permettre un refroidissement efficace de la pseudo-surface, ce qui a pour effet que le rayonnement pilote toujours les transferts, conduisant à une géométrie optimale identique au cas atmosphérique.

Enfin, d'autres variables pourraient également être prises en compte dans l'optimisation. Nous avons pu observer que, même si la conduction avait un rôle mineur dans certains cas d'études, elle n'est jamais négligeable dans les transferts couplés au sein de ces absorbeurs volumiques ; ainsi, la valeur de conductivité thermique pourrait elle-aussi devenir une variable à optimiser. De même, la profondeur maximale de l'absorbeur pourrait aussi devenir une variable, afin de limiter les pertes de charge : cependant, il faudrait alors redéfinir la fonction-coût de l'algorithme.

Références

Publications scientifiques

- Aote S.S., Raghuwanshi M.M., Malik L., 2013. *A Brief Review on Particle Swarm Optimization: Limitations & Future Directions*. International Journal of Computer Science Engineering, 2, 196–200.
- Chavez J.M., Chaza C., 1991. *Testing of a porous ceramic absorber for a volumetric air receiver*. Solar Energy Materials 24, 172–181.
- Fend T., Hoffschmidt B., Pitz-Paal R., Reuter O., Rietbrock P., 2004. *Porous materials as open volumetric receivers: Experimental determination of thermophysical and heat transfer properties*. Energy 29, 823–833.
- Marini F., Walczak B., 2015. *Particle swarm optimization (PSO). A tutorial*. Chemometrics and Intelligent Laboratory Systems, 149, 153–165.
- Ordonez F., Caliot C., Bataille F., Lauriat G., 2014. *Optimization of the optical particle properties of high temperature solar particle receiver*. Solar Energy, 99, 299–311.
- Pitz-Paal R., Hoffschmidt B., Böhmer M., Becker M., 1997. *Experimental and numerical evaluation of the performance and flow stability of different types of open volumetric absorbers under non-homogeneous irradiation*. Solar Energy 60 (3), 135–150.
- Poli R., Kennedy J., Blackwell T., 2007. *Particle swarm optimization – An overview*. Swarm Intelligence, 1, 33–57.
- Schutte J.F., Groenwold A.A., 2005. *A Study of Global Optimization Using Particle Swarms*. Journal of Global Optimization, 31, 96–108.

CONCLUSION GENERALE

La présente thèse, inscrite dans le cadre du projet ANR-OPTISOL, avait pour but l'étude des absorbeurs volumiques solaires en mousses céramiques. Pour ce faire, trois objectifs avaient été définis par le projet et les travaux effectués durant les trois années de cette thèse ont répondu aux attentes du projet selon les tâches imputées au laboratoire CNRS-PROMES :

- Des tests expérimentaux de mousses céramiques à pores ouverts utilisées comme absorbeur volumique solaire ;
- Le développement d'un code de calcul résolvant les transferts couplés et l'écoulement au sein de structure poreuses (mousses céramiques) ;
- L'optimisation numérique des propriétés géométriques de mousses céramiques afin de maximiser les performances thermosolaires d'absorbeur solaire volumiques.

Travaux effectués

En premier lieu, un dispositif expérimental a été conçu afin de mesurer l'efficacité de conversion thermosolaire de mousses céramiques soumis à un flux solaire concentré. Cette expérience met en jeu un homogénéisateur de flux à réflexion, permettant une distribution uniforme pour la densité de flux incidente. Une caractérisation du banc d'essai (dispositif expérimental placé au foyer d'un four solaire à axe vertical de 6kW) a permis, grâce à des mesures de calorimétrie et de fluxmétrie, d'obtenir respectivement la puissance incidente ainsi que la distribution du flux sur les échantillons testés. Plusieurs échantillons ont ainsi été testés, couvrant une gamme de hautes porosités (72–85 %) et de divers PPI (4–18 PPI), et différents matériaux : α -SiC, Si-SiC, mélanges à base de SiC (SiC+Al₂O₃ ; SiC+SiO₂+Al₂O₃) ; ainsi qu'un nouveau matériau sélectif, le diborure de zirconium ZrB₂.

Les mesures effectuées ont apporté un regard neuf sur la compréhension des transferts dans absorbeurs volumiques solaires : à haute porosité (83 %), il a été observé que des faibles PPI (i.e. de grandes tailles de cellules ; 4 PPI) étaient préférables afin de permettre une meilleure pénétration du rayonnement, et donc moins de pertes sur la face soumise au flux solaire concentré (58,1% à 958°C) ; à plus faible porosité (72 %), de forts PPI (i.e. de faibles tailles de cellules ; 18 PPI) augmentent les échanges convectifs entre les phases fluide et solide, permettant un meilleur refroidissement de la structure céramique et conduisant à de plus hautes températures d'air (63,6% à 895°C).

De plus, un nouveau matériau spectralement sélectif, le diborure de zirconium ZrB₂, a été testé. A géométrie identique (83 % et 8 PPI), bien qu'il permette de réduire les pertes par émission infrarouge (comparaison des flux spectraux normaux à 4,95 μ m : 9,67 W/ μ m.sr pour le SiC et 9,09 W/ μ m.sr pour le ZrB₂), la performance globale donnée par l'efficacité de conversion thermosolaire est similaire à celle d'un absorbeur de géométrie identique en carbure de silicium SiC, en raison de la plus faible absorptivité solaire (57,9% à 837°C pour le ZrB₂ ; 57,2% à 833°C pour le SiC).

Concernant le code de calcul développé, celui-ci permet la résolution des transferts couplés en milieu poreux dans un cas monodimensionnel en utilisant l'hypothèse de milieu homogène équivalent. Avec l'implémentation de la méthode des fractions de Planck, une version spectrale a été développée pour les transferts radiatifs.

Une innovation a été ajoutée afin de mieux prendre en compte les phénomènes de transferts sur la face soumise au flux solaire concentré : il s'agit de la condition frontière de « pseudo-surface ». Celle-ci offre une prise en compte de l'absorption local du rayonnement, négligée jusqu'à lors en justifiant

qu'elle était non significative à haute porosité. Cependant, sa mise en œuvre a montré que même à ces hautes porosités (90%), la conduction thermique induite par l'absorption du rayonnement solaire concentré sur la pseudo-surface représentait environ 10% des apports d'énergie locaux, et était donc loin d'être négligeable.

Le post-traitement des résultats numériques permet une analyse complète des phénomènes de transferts en fonction de la profondeur de l'absorbeur simulé, afin de déterminer lequel des modes de transfert d'énergie (conduction, convection, rayonnement) pilote les performances thermosolaire du milieu poreux modélisé.

Grâce aux mesures expérimentales réalisées au laboratoire, une validation a pu être effectuée sur les échantillons en carbure de silicium SiC (optiquement gris) et sur l'échantillon en diborure de zirconium ZrB₂ (code spectral). Les tendances identifiées durant la phase de post-traitement des mesures expérimentales sont bien reproduites par le code de calcul, et ce-dernier a pu être validé.

Quant à l'optimisation numérique des propriétés géométriques, un algorithme de type PSO (« Particle Swarm Optimization ») a été mis en œuvre afin de trouver les caractéristiques géométriques – porosité et PPI – maximisant l'efficacité de conversion thermosolaire pour deux cas d'absorbeurs volumiques solaires en SiC : un premier à air atmosphérique (1g/s à P = 1atm et T = 300K), et un second à air pressurisé (2g/s à P = 10b et T = 650K ; simulant la sortie d'un compresseur). Les domaines des variables de l'algorithme (porosité et PPI) ont été choisis afin de représenter les échantillons disponibles dans l'industrie.

Les résultats obtenus ont identifié une porosité optimale de 90%, favorable à une grande pénétration du rayonnement solaire concentré dans le milieu poreux et donc une absorption graduelle. Cependant, les PPI optimaux sont très différents d'un cas d'étude à l'autre : l'absorbeur atmosphérique favorise les forts PPI (i.e. faibles tailles de cellules et de pores) afin d'augmenter les transferts convectifs et de permettre un meilleur échange entre les phases fluide et solide, ce qui augmente la température d'air en sortie de l'absorbeur et donc l'efficacité de conversion thermosolaire ; quant à l'absorbeur pressurisé, les transferts convectifs sont intrinsèquement améliorés en raison du plus fort débit d'air injecté dans le milieu poreux, et les faibles PPI (i.e. grandes tailles de cellules et de pores) favorisent la pénétration du rayonnement à l'instar de la haute porosité.

Travaux futurs

Plusieurs perspectives de travail ont été identifiées, et sont présentées ci-dessous en trois points, chacun relatif aux trois tâches effectuées pour le projet ANR-OPTISOL.

Premièrement, concernant l'expérience menée au laboratoire : de plus grandes gammes de porosités et de PPI devraient être expérimentées, afin d'accroître le nombre d'échantillons testés et donc la compréhension des phénomènes de transferts et l'impact des caractéristiques géométriques sur les performances thermosolaires.

D'autre part, le cas des absorbeurs multicouches pourrait également être étudié expérimentalement, dans le cas où différents matériaux entrent en jeu : première couche de très haute porosité d'un matériau sélectif d type quartz (transparent au rayonnement solaire et absorbant dans l'infrarouge), suivi d'une seconde couche de plus faible porosité et de fort PPI (meilleure convection) d'un matériau gris type SiC.

Le cas de mousses revêtues permettrait le test de différentes conductivités thermiques pour des propriétés radiatives identiques (mousses en alumine Al₂O₃, en zircone ZrO₂, en carbure de silicium

SiC, ...); mais un tel revêtement devrait tenir à très haute température (1500–1800 K). De plus, si un tel revêtement hautement absorbant dans le spectre solaire et très réfléchissant dans l'infrarouge existait, il permettrait de se rapprocher d'un cas spectral idéal. Une campagne expérimentale dédiée à l'étude des matériaux sélectifs pourrait être menée, conjointement avec une optimisation numérique, afin d'avoir de plus nombreux points de comparaison quant aux géométries dans les cas sélectifs.

En second lieu, pour ce qui est de la modélisation : afin de valider pleinement le code, un code de calcul en 2D ou en 3D utilisant aussi l'hypothèse de milieu homogène équivalent devrait être développé. Ce dernier permettrait de valider les conditions quasi-monodimensionnelles mises en œuvre dans l'expérience, tout en assurant que les transferts d'énergie sont majoritairement axiaux (effets de bords négligeables). De même, un modèle détaillé (CFD dans une structure régulière dodécaédrique) permettrait de valider numériquement l'approche de pseudo-surface sur la face d'entrée de l'absorbeur.

Grâce à des campagnes expérimentales plus riches en caractéristiques géométriques (plus grandes gammes de porosités et PPI), il serait alors possible d'identifier les limites des domaines d'applications des modèles de propriétés effectives utilisés (notamment la conduction et la convection).

Enfin, quant à l'optimisation numérique : la prise en compte d'autres variables dans l'algorithme, comme la conductivité thermique ou la profondeur de l'absorbeur, permettrait une meilleure compréhension du couplage des phénomènes de transfert et de l'écoulement dans un absorbeur volumique en mousse céramique. En effet, nous avons pu identifier que la conduction thermique était un mode de transfert non-négligeable, mais que celui-ci avait moins d'impact lors de l'utilisation d'air pressurisé. Afin de conclure sur l'optimisation numérique, des mesures expérimentales sur des absorbeurs volumiques à géométrie optimale sont également nécessaires.

LISTE DES FIGURES

Chapitre 1 : Introduction, Contextes & objectifs	1
Figure 1.1. Production mondiale d'énergie primaire en 2012.	9
Figure 1.2. Production mondiale d'électricité en 2012 et parts du renouvelable.	9
Figure 1.3. Comparaison des LCOE des principales technologies solaires avec les productions conventionnelles.....	10
Figure 1.4. Répartition mondiale de l'ensoleillement direct normal intégrée sur une année.	11
Figure 1.5. Courbes d'ensoleillement ; mesures effectuées au laboratoire CNRS-PROMES (UPR 8521) à Odeillo, France.	12
Figure 1.6. Principe de fonctionnement d'une tour solaire avec stockage de chaleur.	13
Figure 1.7. Tour solaire utilisant des Cycles Combinés avec hybridation.....	14
Figure 1.8. Principe de fonctionnement des récepteurs surfaciques (à gauche) et volumiques (à droite).	15
Figure 1.9. Récepteurs TSA (gauche) et Hitrec (droite).	17
Figure 1.10. Récepteurs DIAPR (gauche) et SOLGATE (droite).	18
Figure 1.11. Récepteurs bicouches sélectifs de Menigault/Variot (gauche) et Pitz-Paal (droite).	19
Chapitre 2 : Caractérisation expérimentale des performances thermosolaires de mousses céramiques utilisées comme absorbeur volumique solaire haute température	31
Figure 2.1. Vues extérieure (gauche) et intérieure (droite) du four solaire vertical 6kW avec le dispositif expérimental installé au foyer.	39
Figure 2.2. Dispositif expérimental avec, de haut en bas : ballon en verre, homogénéisateur et partie interchangeable (calorimétrie à gauche & porte-échantillon à droite).	40
Figure 2.3. Cartographie en niveaux de gris obtenue par la fluxmétrie (Nord vers le haut).	42
Figure 2.4. Distributions en densité de flux au plan focal et après homogénéisation.	44
Figure 2.5. Distributions en densité de flux le long de différents axes en Janvier 2015.	45
Figure 2.6. Distributions en densité de flux le long de différents axes en Septembre 2015.	45
Figure 2.7. Représentation 2D des distributions en densité de flux normalisée ; Janvier 2015 à gauche – Septembre 2015 à droite.	46
Figure 2.8. Comparaison des histogrammes et distributions cumulées en densité de flux.	46
Figure 2.9. Photo des échantillons testés. Première ligne : ZrB ₂ , Si-SiC (1) et Si-SiC (2). Seconde ligne : SiC+SiO ₂ +Al ₂ O ₃ , nid-d'abeilles en SiC et α-SiC. Troisième ligne : SiC+Al ₂ O ₃ , ZrO ₂ et Al ₂ O ₃	47
Figure 2.10. Exemple de températures équivalent corps-noir mesurées par la caméra infrarouge : ZrB ₂ , α-SiC, Si-SiC, SiC+SiO ₂ +Al ₂ O ₃ , et nid-d'abeilles en SiC.	49
Chapitre 3 : Modélisation et simulation des transferts couplés et de l'écoulement dans un milieu poreux soumis à un flux solaire concentré	57
Figure 3.1. Représentation de la géométrie dodécaédrique des mousses céramiques.	69
Figure 3.2. Comparaison de la fonction de phase de diffusion de la sphère diffuse avec les travaux de Petrasch et co-auteurs.	71
Figure 3.3. Figure schématique de la discrétisation monodimensionnelle.	74
Figure 3.4. Représentation des flux de la condition frontière dite « Pseudo-Surface ».	82

Figure 3.5.	Représentation qualitative de l'éclairement provenant de la source solaire en fonction de la profondeur de l'absorbeur en nombre de cellules pour trois jeux de propriétés optiques différents.....	91
Figure 3.6.	Représentation qualitative des termes sources dans l'équation de l'énergie du solide (gauche) et profils de températures avec coefficient de convection volumique (droite) en fonction de la profondeur de l'absorbeur.....	92
Figure 3.7.	Validation sur l'expérience des chutes de pression.	94
Figure 3.8.	Validation sur l'expérience des simulations pour les échantillons en α -SiC.	95
Figure 3.9.	Termes sources de l'équation de l'énergie de la phase solide (gauche) et profils de température et coefficient de convection (droite) volumique (en pointillé) et à la pseudo-surface (croix) en fonction de la profondeur pour les trois échantillons en α -SiC.	96
Figure 3.10.	Validation sur l'expérience des simulations pour les échantillons en Si-SiC.....	97
Figure 3.11.	Termes sources de l'équation de l'énergie de la phase solide (gauche) et profils de température et coefficient de convection (droite) volumique (en pointillé) et à la pseudo-surface (croix) en fonction de la profondeur pour les deux échantillons en Si-SiC.	98
Figure 3.12.	Validation sur l'expérience des simulations pour les échantillons en ZrB ₂	99
Figure 3.13.	Termes sources de l'équation de l'énergie de la phase solide (gauche) et profils de température et coefficient de convection (droite) volumique (en pointillé) et à la pseudo-surface (croix) en fonction de la profondeur pour l'échantillon en ZrB ₂ et l'échantillon Si-SiC (2).	100
Chapitre 4 : Optimisation numérique des propriétés géométriques de mousses céramiques		107
Figure 4.1.	Termes sources de l'équation de l'énergie de la phase solide (gauche) et profils de température et coefficient de convection volumique (droite) en fonction de la profondeur pour l'absorbeur atmosphérique optimisé.	123
Figure 4.2.	Termes sources de l'équation de l'énergie de la phase solide (gauche) et profils de température et coefficient de convection volumique (droite) en fonction de la profondeur pour l'absorbeur pressurisé optimisé.	123
Figure 4.3.	Récapitulatif des efficacités des échantillons testés (en rouge) et simulés (en bleu), et positionnement du résultat d'optimisation (en vert) en fonction de la porosité et du PPI.	125

LISTE DES TABLEAUX

Chapitre 1 : Introduction, Contextes & objectifs	1
Tableau 1.1. Du Soleil à la Terre, énergie solaire moyenne reçue.....	12
Tableau 1.2. Liste non-exhaustive des principales technologies solaires existantes.....	13
Tableau 1.3. Liste des récepteurs volumiques à air atmosphérique expérimentés.	17
Tableau 1.4. Liste des récepteurs volumiques à air pressurisé expérimentés	18
Chapitre 2 : Caractérisation expérimentale des performances thermosolaires de mousses céramiques utilisées comme absorbeur volumique solaire haute température	31
Tableau 2.1. Caractéristiques du four solaire vertical 6kW.	39
Tableau 2.2. Erreurs de mesures sur la calorimétrie.	41
Tableau 2.3. Erreurs de mesures sur la fluxmétrie.	41
Tableau 2.4. Erreurs de mesures sur les performances des échantillons.....	43
Tableau 2.5. Résultats des mesures de calorimétrie.	44
Tableau 2.6. Caractéristiques de l'absorbeur de référence « nid-d'abeilles en SiC ».....	47
Tableau 2.7. Caractéristiques des échantillons testés.	48
Tableau 2.8. Résultats des mesures et performances des échantillons testés.....	48
Chapitre 3 : Modélisation et simulation des transferts couplés et de l'écoulement dans un milieu poreux soumis à un flux solaire concentré	57
Tableau 3.1. Caractéristiques des 24 directions de la quadrature S_4	68
Tableau 3.2. Caractéristiques des 4 luminances de la quadrature S_4	68
Tableau 3.3. Fonction de phase de diffusion discrétisée pour les luminances de la quadrature S_4	72
Tableau 3.1. Caractéristiques géométriques des échantillons simulés.	94
Chapitre 4 : Optimisation numérique des propriétés géométriques de mousses céramiques	107
Tableau 4.1. Paramétrage recommandé du PSO.	122
Tableau 4.2. Conditions opératoires des cas d'étude.....	122
Tableau 4.3. Sensibilités	126

ANNEXES

1. Article soumis relatif aux expériences.....	143
2. Dimensionnement de l'homogénéisateur de flux.....	155
3. Article publié relatif à la modélisation	161
4. Méthode des moyennes volumiques « Volume Average Method ».....	180
5. Codes de calcul HTVSA-1D ; version spectrale.	185
6. Algorithme d'optimisation	197
7. Parcours recherche.....	201

1. Article soumis relatif aux expériences

Experimental study of ceramic foams used as high temperature volumetric solar absorber

Mey-Cloutier S.¹, Caliot C.^{1*}, Kribus A.², Gray Y.², Flamant G.¹

¹ PROMES-CNRS Laboratory (UPR 8521), 7 rue du Four Solaire, 66120 Font-Romeu-Odeillo-Via, France.

² School of Mechanical Engineering, Tel Aviv University, Tel Aviv 69978, Israel.

* Corresponding author: cyril.caliot@promes.cnrs.fr, +33(0)4.68.30.77.44

Abstract – Volumetric absorbers appear to be a promising technology in order to heat air above 1,000°C to feed combined-cycles (Brayton and Rankine thermodynamic cycles in cascade) for solar thermal electricity production. Thus, the choice of the absorber characteristics (material, geometrical parameters) is the key parameter to reach a maximum solar-to-thermal energy conversion efficiency. In this study, a test bench was developed and the solar-to-thermal efficiency of reticulate porous ceramics with open pores was characterized. Improvements with current state-of-the-art were made by the use of a homogenizer, ensuring quasi-1D incident solar flux irradiation. Fluxmetry and calorimetry measurements were realized to evaluate the flux map incident on the tested absorber samples. A co-current position for the solar incoming power and the air flow rate was chosen for future comparisons with numerical predictions of atmospheric volumetric receivers. Several foam samples currently available in the industry were tested (Silicon Carbide, SiC) covering a wide range of porosity (72–92%) and pores per inch (5–20). A new selective material was also investigated (Zirconium Diboride, ZrB₂). Experimental results for random foams were compared to the SiC honeycomb absorber considered to be the reference volumetric receiver. In the literature, two trends were proposed to produce the best performances: (1) the use of foams with large pore diameters and high porosity and (2) the use of small pore diameters with low porosity. This study showed the second trend resulted in the best absorber efficiency. In addition, the use of selective materials was found promising for atmospheric air receiver, provided the solar absorptivity and the durability could be controlled.

Keywords: solar volumetric absorber, high temperature, solar furnace, ceramic foam.

Nomenclature

Latin symbols

C	concentration ratio
C_p	heat capacity [J/kg/K]
I	radiative intensity
[W/m ² .sr.μm]	
L	sample length [m]
\dot{m}	mass flow rate [kg/s]
N_p	number of pores crossed
Q	heat transfer rate [W]
S	surface [m ²]
T	temperature [K]

Greek symbols

α	absorptivity [–]
φ	flux density [W/m ²]
η	efficiency [%]
ϕ	porosity [%]

Subscripts

b	Blackbody
c	calorimeter
f	fluid
in	inlet
N	normalized
out	outlet
pix	pixel
s	solid
sol	solar

Abbreviations

CC	Combined Cycles
DNI	Direct Normal Irradiation
HTF	Heat Transfer Fluid
IR	Infrared
PPI	Pores Per Inch
RPC	Reticulate Porous Ceramic
SPT	Solar Power Tower

1. Introduction

The competitiveness of Solar Power Tower (SPT) for electricity production may be increased by using high efficiency thermodynamic cycles (Kribus et al., 1998; Schwarzbözl et al., 2006; Romero-Alvarez and Zarza, 2007) such as Combined Cycles (CC) including high temperature gas-turbine and a steam-turbine in cascade. This corresponds to a Brayton cycle as a first stage followed by a Rankine cycle as a second stage. High temperature working fluid (e.g. gas) to power the gas turbine may be obtained either with solar energy alone or by hybridization with a combustion chamber. In the hybrid concept, the higher the working fluid temperature at the solar receiver exit, the lower the fossil fuel consumption. Temperature in the range 1,000K–1,500K may be

obtained by absorbing media (opaque or semi-transparent) converting the concentrated solar radiation into heat, carried by a Heat Transfer Fluid (HTF). The HTF and the working fluid are the same when pressurized air flows through the solar receiver. A high temperature heat exchanger is needed if atmospheric air is used in the receiver.

Solar receivers could be classified into three groups: 1/ Surface receivers (tubular, external, cavity), 2/ Porous receivers (wire mesh, ceramic or metallic foams, honeycombs, ducts, packed beds), and 3/ Particle receivers (falling curtain, entrained particles). At high temperature, all solar receiver efficiencies tend to decrease due to thermal emission (infrared radiation) of the materials towards the environment. For surface receivers, the wall temperature is always higher than the HTF temperature, and thus the thermal-mechanical behaviour at high temperature (above 1200 K) becomes the main concern (thermomechanical stresses, oxidation and ageing).

Research on volumetric solar absorber started in the early beginning of the 80's (Olalde et al., 1980; Genneviève et al., 1980; Olalde and Peube, 1982; Flamant and Olalde, 1983; Olalde et al., 1985). At that time, volumetric solar receivers use mainly silicon carbide SiC materials (particles and honeycombs) at atmospheric air pressure and small scale (under 10kW). Co-current and counter-flow for solar radiation and air flow were studied (Olalde et al., 1980; Olalde and Peube, 1982; Olalde et al., 1985). Concerning the use of particles, packed bed and fluidized bed were compared (Flamant and Olalde, 1983) using silicon carbide SiC particles and zirconia ZrO₂ particles.

During the 90's, investigations on volumetric solar absorbers began to separate in two main categories: theoretical studies on the one hand, involving modelling, numerical simulations, parametric studies (Carotenuto et al., 1991; Pitz-Paal et al., 1991; Kribus et al., 1996) and experimental studies on the other hand. Similarly with 80's studies, silicon carbide was chosen as foam and honeycomb structures (Böhmer and Chaza, 1991; Carotenuto et al., 1993), but some new materials were investigated as well: alumina foams Al₂O₃ (Chavez and Chaza, 1991; Karni et al., 1997; Kribus et al., 1998), metallic foams and wire mesh structures as Ni-alloys and Inconel (Pitz-Paal et al., 1997). One may also remark that the power of the tests bed increased, reaching pilot scale (200kW_{th} for Chavez and Chaza, 1991) as well as semi-industrial scale (2.70MW_{th} for the solar tower involved in Böhmer and Chaza, 1991; Carotenuto et al., 1993). The use of pressurized air instead of atmospheric air have also been investigated (Karni et al., 1997; Kribus et al., 1998; Kribus et al., 1999), but highlighting some technical problems due the use of high pressure high temperature window (Pritzkow 1991). The concept of a multi-stage receiver was also studied (Kribus et al., 1999), consisting of two stages in series: the first one made of a tubular cavity and the second one using RPC materials.

After years 2000, the number of studies and projects increased, and due to improvements in numerical calculation and computing power, the most recent works on the subject since 2000 focused on numerical analysis, modelling and optimization (Becker et al., 2006; Hischer et al., 2009; Bai, 2010; Smirnova et al., 2010; Wu et al., 2011a, 2011b; Xu et al., 2011; Cui et al., 2012; Sano et al., 2012; Cheng et al., 2013a, 2013b; Fend et al., 2013; Gomez et al., 2013; Sano and Iwase, 2013; Wang et al., 2013a, 2013b; Wu and Wang, 2013; Gomez-Garcia et al., 2014, 2015; Kribus et al., 2014a, 2014b; Mey et al., 2014; Ordonez et al., 2014; Roldan et al., 2014; Chen et al., 2015), with still some experimental studies (Fend et al., 2004a, 2004b; Heller et al., 2006; Schwarzbözl et al., 2006; Palero et al., 2008; Albanakis et al., 2009; Michailidis et al., 2013; Avila-Marin et al., 2014; Sharma et al., 2014; Roldan et al., 2015). The number of materials investigated widely increased, including different metals and alloys (nickel, Ni-alloys as Nichrome, copper, aluminum, Inconel) in foam and wire mesh structures (Albanakis et al., 2009; Avila-Marin et al., 2014). Instead of using solar furnace, some work used a "solar simulator" (Avila-Marin et al., 2014). The study of multi-stage receiver was also developed (Heller et al., 2006), adding one intermediate stage and integrating a small gas turbine.

During these researches and development phases, some innovations were made regarding the design of volumetric solar absorbers able to reach higher solar-to-thermal energy efficiencies and higher temperature.

Two ways of using spectral selectivity have experimentally been investigated: first by Menigault et al., 1991; Variot et al., 1994 with a two-slab selective receiver using silica SiO₂ and SiC particles and secondly by Pitz-Paal et al., 1991 with quartz and SiC honeycombs. The radiative behaviour of these materials (SiO₂ and quartz) makes them transparent to solar radiation, while highly absorbing in infrared spectrum, blocking reemitted infrared radiation by the SiC structure inside the receiver, decreasing the heat losses due to thermal radiation.

Gradual geometrical properties was also studied aiming at two objectives: the first one was to increase the temperature inside the volumetric absorber using multi-layer materials with various properties (as in Fend et al., 2004a), and the second one using radial gradient of porosity under non-homogeneous flux (as in Avila-Marin et al., 2014).

Flow stability was also studied in honeycomb structures over the years, investigating the operating conditions leading to instabilities and how to avoid them (Kribus et al., 1996; Pitz-Paal et al., 1997; Fend et al., 2004b; Becker et al., 2006; Roldan et al., 2015).

Recommendations on geometrical characteristics that favour high thermal efficiency can be found in previous articles: Chavez and Chaza (1991) concluded that RPC with high porosity and low PPI would lead to higher solar-to-thermal efficiencies and higher temperatures; Fend and co-authors (Fend et al., 2004b) concluded that to

intensify convective exchange inside RPC structure one should consider high values of PPI. Both results appear to be contradictory, but the first one (high porosity and low PPI) will allow the solar radiation to penetrate deeper inside the porous structure, whereas the second one (high PPI) will lead to high heat transfer coefficient between air flow and solid structure. In front of these two opposite results, the present work studied both types of foam absorbers to find which characteristics would lead to the best performances. Kribus and co-authors (Kribus et al., 2014b) said that optimizing the geometry of volumetric solar receivers is a key step to reach the high efficiency high temperature performances, as variation in geometrical properties led to opposite variation between convective and radiative properties. Thus, the proposed experiments aimed at varying the geometrical properties to determine their influences. Moreover, a material with spectral selectivity (high solar absorptivity and low infra-red emissivity) was also investigated, the Zirconium Diboride, ZrB_2 .

In this study, we have experimentally quantified the solar-to-thermal energy efficiency of ceramic foams used as high temperature volumetric solar absorbers. Improvement with current state-of-the-art has been made by the use of a homogenizer, ensuring quasi-1D flux conditions – uniform solar power distribution avoiding hot spots and/or cold spots leading to thermomechanical stress and flow instabilities. Thus, fluxmetry measurements were realized for two purposes: characterization of the solar facility (Gaussian flux distribution at focal point) and validation of the uniform flux operating condition obtained with the homogenizer. The co-current position for the solar incoming power and the air flow rate has been chosen for future comparisons with numerical predictions obtained from approximate models (such as Wu et al., 2011; Mey et al., 2014; Kribus et al., 2014b). Several foam samples were tested (silicon carbide SiC from four different suppliers, alumina Al_2O_3 , zirconia ZrO_2) covering a range of high porosity (72–92%) and PPI (pores per inch; 5–20 PPI) currently available in the industry, and a new selective material was investigated (ZrB_2). The experimental results for foams were compared to the SiC honeycomb absorber considered to be the reference volumetric receiver.

2. Experimental setup

The designed test bench is positioned at the focal point of a 6kW solar furnace (PROMES-CNRS Laboratory in Odeillo, France). The solar-to-thermal efficiency is obtained from the fluid temperature measurements leading to the sensible heat recovered by the gas and calorimetry measurements giving the solar irradiation on the volumetric absorber.

2.1. Experimental facility

The laboratory facility consists in a vertical axis 6kW solar furnace (see Fig.1) at the CNRS–PROMES Laboratory, specialized in materials and concentrated solar energy. Due to its unique location (at altitude of 1,500m) and very particular weather conditions (very low humidity, very low pollution rate and dust in the air), the Direct Normal Irradiation (DNI) can easily reaches values higher than $1,000W/m^2$ offering very good operating conditions for the conducted experiments at the laboratory. Due to the site altitude, the atmospheric pressure is 84,500Pa.

This facility is composed of a primary reflector (a heliostat) with a two axis tracking system, reflecting the sunlight in the vertical direction up to the secondary reflector acting as the concentrator (with a spherical shape decomposed in hexagonal mirrors). Its geometrical characteristics are presented in the Table 1. As it can be seen in Fig.1, there is also a shutter allowing flux modulation. In these experimental campaigns, the shutter was not used because a maximum solar irradiation was sought to reach high temperatures.

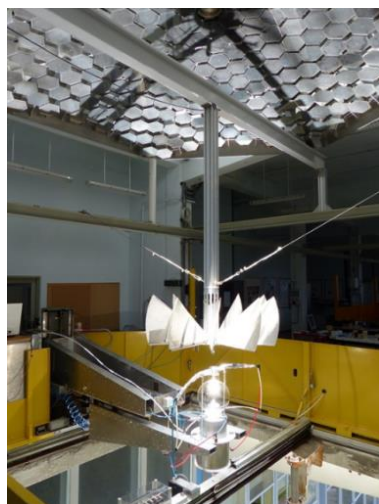


Fig.1: 6kW solar furnace at CNRS–PROMES Laboratory.

Tab.1: 6kW solar furnace optical characteristics.

Heliostat
“primary” reflector
Total surface: 27m ² (4.5m x 6m)
Number of facets : 108
Facet size: 50cm x 50cm
Concentrator
“secondary” reflector
Total surface: 13.45m ²
Diameter: 4m
Focal length: 3.8m
Number of facets: 306
Facet shape: spherical hexagon
Shutter for flux modulation
Made of 10 aluminium blades
Positioning by brushless motor

2.2 The designed experimental setup

The setup was designed in two parts: a first one (the upper half in Fig.2) is static for the experiments and attached to the facility to remain at the same position regarding the focal point; The second one (the lower half in Fig.2) can be changed depending on the realized measurements, e.g. sample testing, calorimetry measurement, or fluxmetry measurement (see next sections).

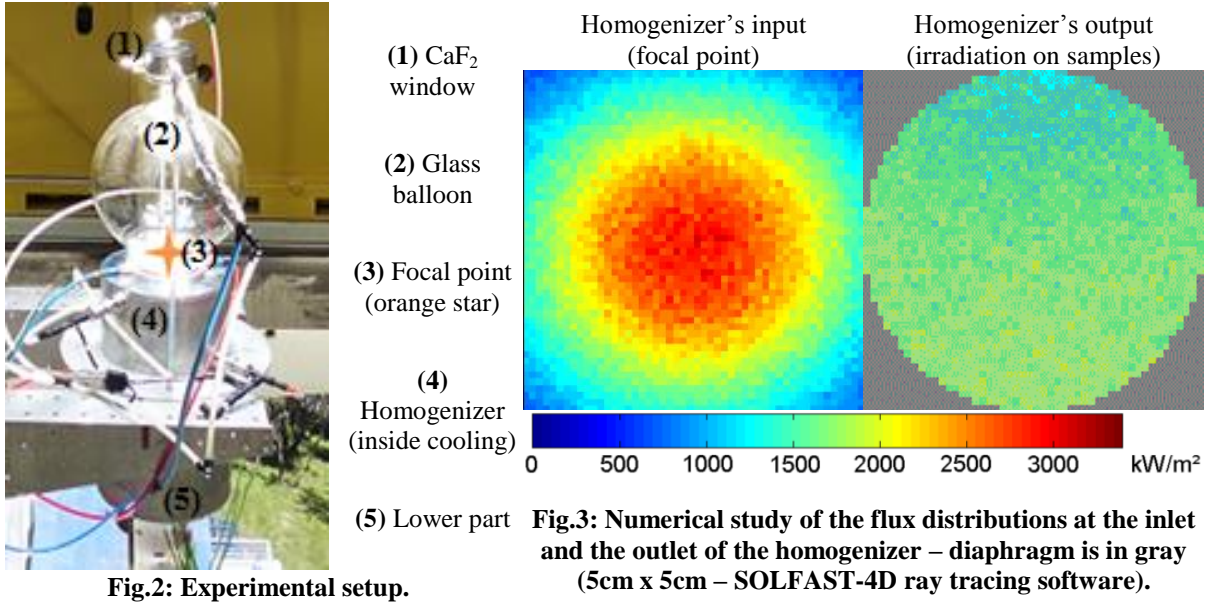


Fig.2: Experimental setup.

Fig.3: Numerical study of the flux distributions at the inlet and the outlet of the homogenizer – diaphragm is in gray (5cm x 5cm – SOLFAST-4D ray tracing software).

The upper half (Fig.2), placed onto the brackets of the facility, is composed of a glass balloon allowing the crossing of the concentrated solar radiation and to channel clean air toward the sample. On top of it, a Calcium Fluoride window (CaF_2) cooled by water is used to measure the equivalent Blackbody temperature of the porous absorber front surface with an infrared camera (FLIR SC-1000 equipped with a narrow band filter 4.9-5 μm). This balloon is fixed on top of a reflection-homogenizer: this part is made of a square section duct (internal dimensions: square of 5cm by 15cm in length) with reflective walls on the inside (Aluminium with SiO coating; reflectivity of 92–94%) included in copper water-cooled structure. A numerical study was conducted to design the homogenizer and the flux maps computed at the inlet and the outlet of the chosen geometry are given in Fig.3. Due to the multiple reflections inside of the homogenizer, the characteristic Gaussian flux distribution at the concentrator focal point (input of the homogenizer) is homogenized, becoming closer to the uniform flux condition (output of the homogenizer, see Fig.3). The non-uniformity of the concentrated solar irradiation results from the presence of the brackets used to hold the test bench. For the testing, the cylindrical samples are placed at the disk-shaped outlet of the homogenizer that was obtained with a reflecting diaphragm (depicted in Fig.3).

2.2.1 Sample holder testing device

First of the three lower parts, this sample holder is located under the homogenizer's diaphragm. The samples are surrounded by alumina rings, avoiding air leaks inside the device, and they are positioned inside an insulation material (alumina foam with closed pores and low porosity). Once the air is blown through the balloon and the homogenizer, it reaches the sample, and it is heated by convection through the ceramic foam before being released to the atmosphere (co-current configuration with the solar radiation).

The temperatures are measured with 4 K-type thermocouples located at the sample outlet measuring the solid temperature on the back of the absorber. The fluid outlet temperature is assumed to be equal to the solid outlet temperature, the thermal equilibrium is assumed to be reached. The inlet temperature (from compressed air network) is first obtained before opening the shutter, and then the outlet temperatures (air and absorber material) are measured when the tested sample is irradiated once the steady state is established. The flowrate is maintained by a flow-controller EL-FLOW® F-203AV from BRONKHORST® High-Tech. The different errors made by those sensors and their numerical acquisitions are given in the Tab.2. Using those measurements (flow rate and air temperature), it is possible to obtain the heat recovered by the air going through the volumetric absorber as described in Eq.1:

$$Q_f = \dot{m}_f \int_{T_{f,in}}^{T_{f,out}} C_{p,f} dT_f \quad (1)$$

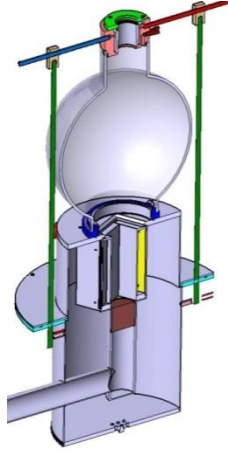


Fig.4: Sample holder device – sample is in brown, surrounded by insulation (alumina foam).

Tab.2: Sample holder characteristics.

<p>Temperatures 4 thermocouples type K $\pm 2 K$ on each Average temperature $\bar{T}_f \pm 7 K$</p>
<p>Flow-controller EL-FLOW® F-203AV Set to $\dot{m}_f = 1g/s \pm 0.017$ for all the tests</p>
<p>Infrared camera FLIR SC 1000 Working wavelength $\lambda_{IR} = 4.95 \mu m$ Window $\tau_{CaF_2} = 93 \%$ Mirror $\rho_{Ag} = 97 \%$ Resolution $\approx 0.67mm/pixel$</p>

Thus, to obtain the solar-to-thermal efficiency (ratio of the heat recovered by the air to the concentrated solar irradiation, as described in Eq.5) the measurement of the incident solar irradiation is needed: its value is obtained by a calorimetry measurement (a specific device was designed for the experiment and detailed in the next section). The ceramic sample temperature on the irradiated side is also measured, using an infrared camera (FLIR SC 1000) watching a silver mirror reflecting through the CaF_2 window. The infrared camera was calibrated to give maps of Blackbody equivalent temperature as shown in Fig.9. From these maps, the thermal emission losses around the normal direction may be obtained. Thus, the spatially averaged, spectral heat flux radiated from the sample in the normal direction q_{λ}^{\perp} , may be computed. The following equation gives its expression depending on the CaF_2 window transmissivity and the silver mirror reflectivity, both at $\lambda_{IR} = 4.95\mu m$:

$$q_{\lambda}^{\perp} = S_{pix} \sum_{i=1}^{N_{pix}} \frac{I_{b\lambda}(\lambda_{IR}, T_i)}{\tau_{CaF_2} \rho_{Ag}} \quad (2)$$

with $I_{b\lambda}$ the radiative spectral intensity of the Blackbody (calculated at wavelength λ_{IR} and temperature T_i), T_i the Blackbody equivalent temperature of the i th pixel, S_{pix} the pixel surface.

2.2.2 Calorimetry measurement setup

Calorimetry was used to determine the total incident solar irradiation over the samples. A calorimeter was designed to fit the experimental setup (see Fig.5). It is made in copper and PTFE with a water cooling system. A black cavity (with absorptivity close to unity) absorbs the concentrated solar flux and transfers its energy to the water. The fluid flow rate was adjusted to obtain a temperature difference about $8^{\circ}C$ measured by two PT-100 between the inlet and the outlet of the calorimeter. This temperature difference was set to limit thermal losses due to temperature elevation of the calorimeter while keeping a good signal-to-noise ratio. Once the steady state was established, there was equilibrium between fluxes, i.e. the solar irradiation absorbed by the black cavity and the heat recovered by the water, as expressed by Eq.3:

$$\alpha_c Q_{sol} = \dot{m}_w \int_{T_{w,in}}^{T_{w,out}} c_{p,w} dT_w \quad (3)$$

Then, the calorimetry measurements are normalized by the DNI value measured on the roof of the laboratory to correspond to a DNI of $1 kW/m^2$, to be used for further calculations and comparisons. The errors for this measurement are given in Tab.3.

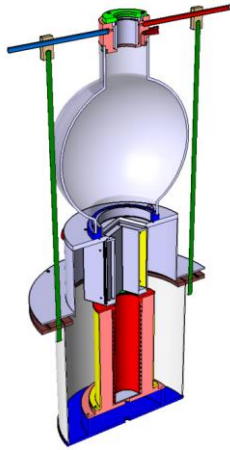


Fig.5: Calorimeter –the “black” cavity is surrounded by the cooled system.

Tab.3: Calorimeter characteristics.

Black cavity $\alpha_c = 0.995$
Water temperatures 2×PT100 thermocouple $T_w \pm 0.10 \text{ }^\circ\text{C}$
Water flowrate adjusted to get 10°C maximum in temperature difference $\dot{m}_w \pm 0.2 \%$
Overall error on solar irradiation $Q_{sol,N} \pm 1.25 \%$

2.2.3 Fluxmetry measurement setup

Fluxmetry was used to find the spatial distribution of concentrated solar irradiation over the sample and also to ensure the solar irradiation is spatially uniform. To realize fluxmetry measurements, a water-cooled, white and diffuse target made of copper and covered with magnesium oxide MgO particle deposit (see Fig.6) was positioned at the same location as the sample. A camera was used to watch the reflected solar flux on the disk through the CaF₂ window and to record grey levels images of the flux map on the target (5cm diameter), corresponding to the sample diameters (characteristics are given in Tab.4). Then, to obtain the flux distribution, the value in each pixel is calculated according to average flux density obtained from calorimetry measurements; divided by DNI=1kW/m², it gives the concentration ratio C , of the test bench (Tab.6).

$$\bar{\varphi}_N = Q_{sol,N}/S \quad (4)$$

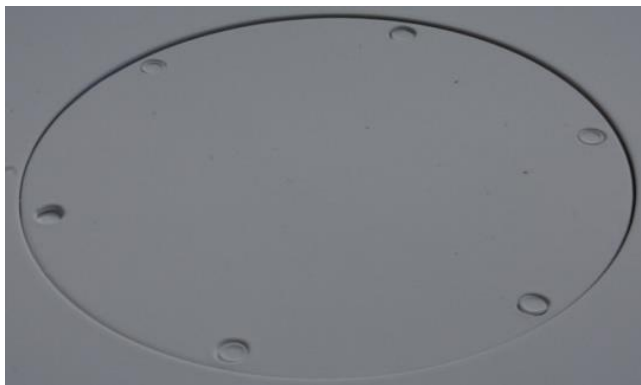


Fig.6: Fluxmetry target – copper covered with MgO, cooled by water.

Tab.4: Fluxmetry characteristics.

Camera Allied Vision Manta Resolution $\approx 0.29\text{mm}/\text{pix}$
DNI measurement $DNI \pm 1.7 \%$
Calorimetry measurement $Q_{sol,N} \pm 1.25 \%$
Overall error on flux density $\bar{\varphi} \pm 3.0 \%$

Those measurements were realized to check the flux distribution on the samples. As previously said and due to the use of the reflection-homogenizer, a uniform solar irradiation of the samples was sought.

2.3 Available samples tested during the campaigns

Several samples were tested under concentrated solar power during experimental campaigns, involving different geometrical characteristics and materials. Tab.5 summarizes their characteristics. Different sample lengths were tested during the experimental campaigns. These lengths were chosen to compare different sample types (material, PPI and porosity) but with the same number of pores, N_p , crossed by the air which is heating up. These lengths were also chosen long enough to ensure the thermal equilibrium between the fluid and the solid at the outlet of the absorber and to guaranty the solar irradiation to be totally absorbed. Thereby, increasing the length of the sample would not improve the solar-to-thermal efficiency but would lead to an increase of the pressure drop of the volumetric absorber.



**Fig.7: First line: α -SiC, Si-SiC, and SiC honeycombs.
Second line: SiC+Al₂O₃, SiC+SiO₂+Al₂O₃, ZrB₂.**

3. Results

The following results are divided into two parts: the first one gives the characterization of the experimental facility for our setup (calorimetry and fluxmetry), and the second one presents the results for the different campaigns conducted at the laboratory.

3.1 Calorimetry and fluxmetry characteristics of the setup

In order to characterize the facility and identify the operating conditions for the experimental campaigns, calorimetry and fluxmetry measurements were realized. Calorimetry measurements led to the normalized solar irradiation over the samples $Q_{sol,N}$ given in Tab.5. The normalized solar power appears to be far from the designed power of the facility (6kW), but we have to consider: 1/ the mirror reflectivity of the heliostat and the parabola, 2/ the reflective losses of the glass balloon, 3/ the homogenizer reflectivity (about 3 reflections), and 4/ the working section consists of a 5cm diameter disk (all flux outside this area is lost due to the diaphragm).

Tab.5: Calorimetry results

Campaign #	Date	$Q_{sol,N}$	C
1	January 2015	1.645 kW	838
2	September 2015	1.536 kW	783

These values were used during post-processing of the fluxmetry when converting grey levels (Fig.8) to flux density values. Fig.9 shows a comparison of normalized value of radially averaged solar irradiation incident at the focal point or over the sample. The fluxmetry results show the solar irradiation is bell-shaped at the focal point and over the sample a uniform irradiation is obtained thanks to the reflection-homogenizer. Close to the disk border, the diaphragm is shadowing the target leading to a slight decrease of the irradiation values.

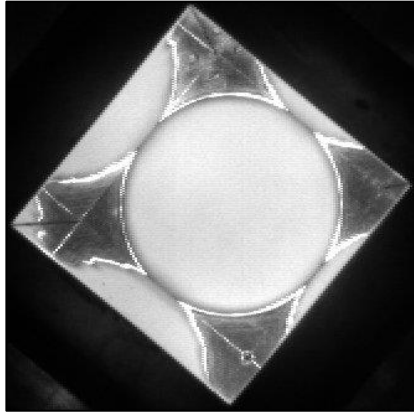


Fig.8: Grey levels from fluxmetry
(North is up)

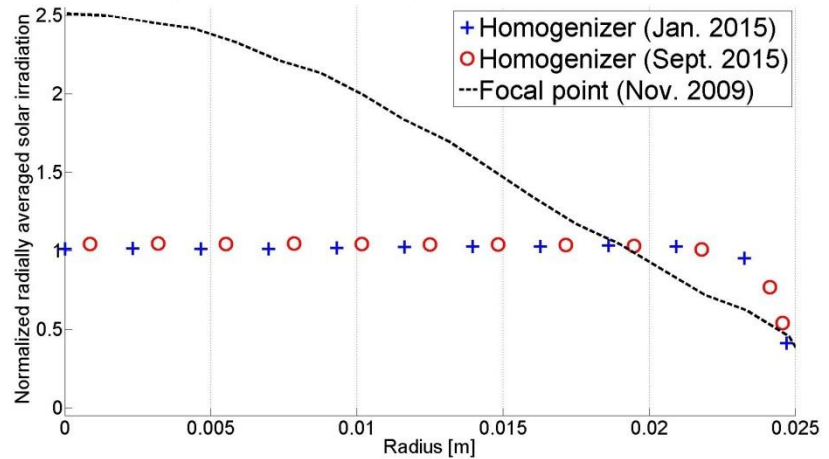


Fig.9: Profile of normalized, radially averaged, solar irradiation

3.2 Performance results of sample testing

The purpose of the experimental campaigns was to quantify the performances of different ceramic foams used as volumetric solar absorbers (see Tab.6 and Fig.7). To reach high temperatures (close to 1,000°C), the mass flow rate was set to 1g/s. The solar-to-thermal efficiency, quantifying the conversion of solar energy to sensible heat of the air flow, was calculated as the ratio between the heat recovered by the air (Eq.1) and the solar irradiation over the sample (Eq.3):

$$\eta_{S \rightarrow T} = \frac{Q_f}{Q_{sol}} \quad (5)$$

Tab.6 summarizes the detailed results of the campaign measurements to test the volumetric solar absorber thermal performances. Tab.6 is divided into four parts depending on the material type. These parts give the performances for SiC-foam absorbers, SiC-honeycomb, and a spectrally selective material, respectively.

Tab.6: Samples characteristics & performance results

Campaign #	Material	PPI	ϕ [%]	L[cm]	N_P	φ [kW/m ²] ±3%	$T_{f,in}$ [°C] ±2K	$\overline{T_{f,out}}$ [°C] ±10K	$\eta_{S \rightarrow T}$ [%] ±4%	q_{λ}^{\perp} [W/μm.sr] ±5.3%
1	SiC+SiO ₂ +Al ₂ O ₃	4	88	3.7	6	892.5	10	878	51.5	12.3
1	SiC+Al ₂ O ₃	6	80	3.9	9	883.3	10	863	51.0	13.4
1	Si-SiC (1)	4	85	4	6	868.2	12	958	58.1	10.9
1	Si-SiC (2)	8	83	4	13	884.5	13	949	56.4	11.6
2	Si-SiC (2)	8	83	4	13	752.5	22	837	57.2	9.67
2	α-SiC (3)	18	82	1.6	11	754.0	18	903	62.5	10.3
2	α-SiC (2)	18	72	1.3	9	734.6	14	895	63.6	9.82
1	α-SiC (1)	18	72	4	28	884.1	18	998	59.3	12.2
2	SiC honeycomb	10	64	6	-	795.5	19	897	58,2	8.27
1	ZrB ₂	8	83	4	13	858.1	9	940	57.7	-
2	ZrB ₂	8	83	4	13	744.9	16	833	57.9	9.09

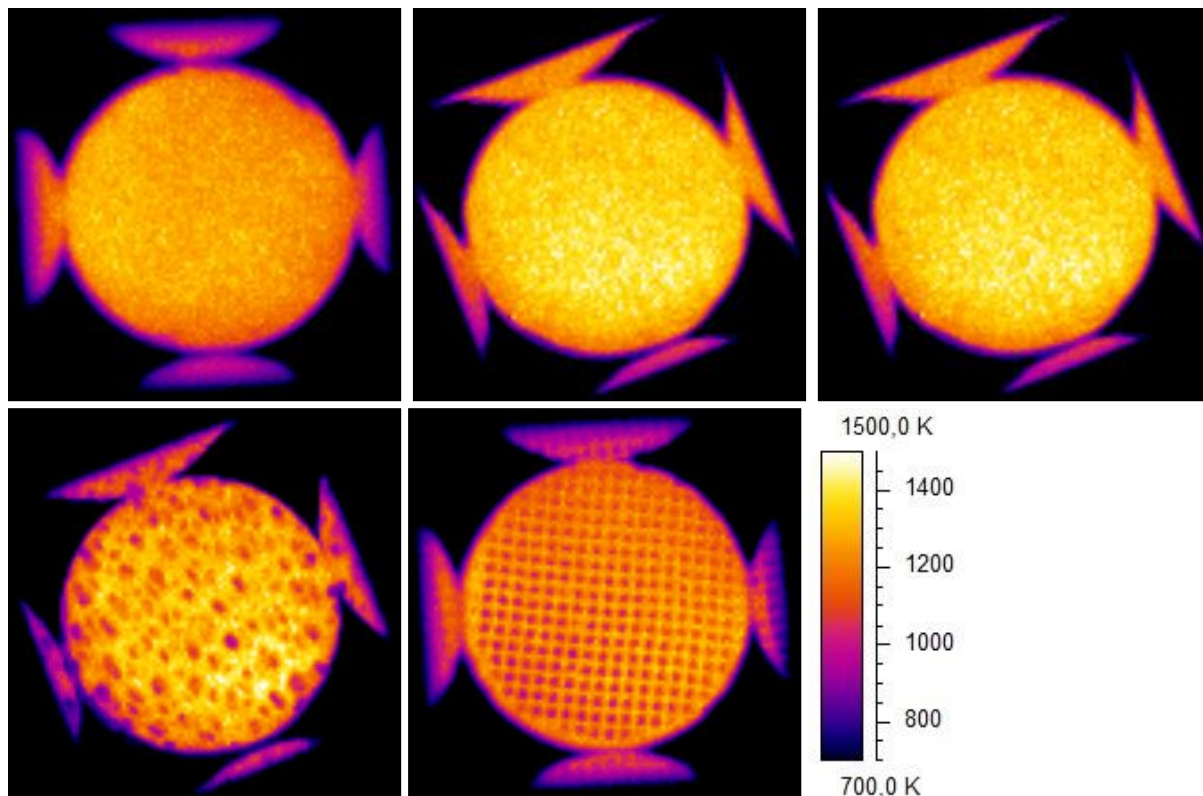


Fig.10: Maps of Blackbody equivalent temperature recorded by the infrared camera: From left to right & top to bottom: ZrB_2 , α -SiC (1), Si-SiC (2), SiC+SiO₂+Al₂O₃, and SiC honeycombs.

3.3 Discussion of the campaign and results

The mass flow rate and the solar radiation were chosen to reach high outlet fluid temperatures during the test campaigns. The high solar concentrated irradiation on the porous sample, the low mass flow rate and the low pressure, led to high values of the solid temperature in the vicinity of the illuminated side because of the poor convective heat transfer between the solid matrix and the fluid flow. Indeed, as the air temperature increases the dynamic viscosity increases making the convective heat transfer less efficient. The outlet solid temperature values allow us to conclude the temperature of the porous absorbers decreases with the depth, thus the so-called volumetric effect is not present. To obtain an outlet fluid temperature above the inlet solid temperature, one condition is the material conductivity should be about 1W/m.K (Kribus et al., 2014b) which is not verified with SiC foams. In the following, the main results of two experimental campaigns are given. Although the observed changes of efficiency are mainly inside the confidence interval, the relative variations of the efficiency gives information about the main trends and effect because the measurements use the same procedure and are repeatable.

The analysis of the summarized results in Tab.6 may lead to the following main comments. First, the conducted experiments have proven the feasibility of producing hot air at about 1,000°C using SiC ceramic foams as absorber. However, the performance of such absorber is low with a solar-to-thermal efficiency of 59% (α -SiC (1) in Tab.6). The comparison of samples with low PPI values such as, Si-SiC (1), SiC+SiO₂+Al₂O₃ and SiC+Al₂O₃ shows the solar absorptivity of these samples plays a major role. The darkest sample in Si-SiC (1) gives the highest efficiency because it presents the highest solar absorptivity. The influence of PPI was studied by comparing the performances of Si-SiC (1), Si-SiC (2) and α -SiC (3), which have close porosity (83%) and different PPI, 4, 8 and 18 respectively. The lowest efficiency was obtained with the Si-SiC (2) sample with 8 PPI. Two trends were observed. First, higher efficiency was obtained with lower PPI allowing the solar irradiation to be absorbed more in depth and resulting in less thermal losses. Second, higher efficiency was obtained also with higher PPI because of the convective heat transfer enhanced by the strut density. When comparing high PPI samples with different porosity, namely α -SiC (2) and α -SiC (3), the best efficiency is obtained for the absorber with the lowest porosity (α -SiC (2), 72%). This result confirms the trend underlined previously about the increase of the strut density allowing the increase of the convective heat transfer.

The honeycomb absorber was used as a reference to compare the performances of the foams. This honeycomb absorber did not have comparable porosity with the tested foam, but only the foams with 18 PPI showed better efficiency. The foams Si-SiC (2) and ZrB_2 present the same geometrical characteristics but different optical properties of their bulk material. Comparing the Si-SiC (2) and ZrB_2 foams, the spectral normal flux losses

measured by the infrared camera are lower for the selective material ($9.09\text{W}/\mu\text{m}\cdot\text{sr}$ instead of $9.67\text{W}/\mu\text{m}\cdot\text{sr}$). But, since the bulk absorptivity in the solar range is also lower for ZrB_2 than for Si-SiC (2), the effective absorption of the porous medium should be lower and it compensates the lower thermal emission losses.

In the introduction, two recommendations from the literature were recalled: high porosity and low PPI (Chavez and Chaza, 1991) on one hand, and high PPI (Fend et al. 2004b) on the other hand. To answer the question of which characteristics are the best, our study concluded that the highest performances were achieved for high PPI foams with low porosity, as indicated by Fend and co-authors. However, optimization work is still needed to find the optimal geometry (Kribus et al. 2014). Furthermore, in order to reach higher solar-to-thermal efficiency, one should increase the fluid pressure and the fluid velocity, as well as consider selective optical properties with high solar absorptivity and low infrared emissivity. Indeed, as the porosity decreases, the optical properties of the directly irradiated front surface have a stronger influence on the efficiency due to reflections and thermal emission losses. Thus, a selective material with a high solar absorptivity and a low infrared emissivity should be used to obtain a maximum solar-to-thermal conversion efficiency.

Higher efficiencies were achieved in Fend et al. 2004a for similar SiC foams (20PPI), but they used higher solar power (2.7-5.3kW), leading to average flux density between $570\text{ kW}/\text{m}^2$ and $1080\text{ kW}/\text{m}^2$, and much higher mass flowrate (4.6-6.8g/s; set to 1g/s in this work). Thus, it led to lower temperatures ($630\text{-}690^\circ\text{C}$; 83% efficiency $\pm 5\%$).

Similar results are observed with Pitz-Paal et al., 1997 concerning the α -SiC (72% and 82% porosity, with 18PPI) samples (efficiency of 62-64% for temperatures around 900°C under average flux density up to $1300\text{ kW}/\text{m}^2$): their measurements led to efficiency around 57-60% at temperatures of $800\text{-}850^\circ\text{C}$ for SiC foams of similar porosity (78%) but higher PPI values (30PPI). This means that, for SiC volumetric absorbers at given porosity, there is an optimal PPI where the solar-to-thermal performances are maximized (high efficiency and high temperature).

4. Conclusion

In this work, a test bench was designed to test volumetric solar absorbers (sample of 5cm diameter, up to 6cm length) submitted to a uniform flux distribution (homogenizer) using a vertical axis solar furnace. The characterization of the setup was conducted to obtain the incident flux density characteristics; calorimetry led to the incident solar power, and fluxmetry led to the flux density distribution.

The main result of the experiments is that the random foams with high PPI (meaning a low pore diameter) led to the best solar-to-thermal performances, probably due to the increase of the convective exchange between the ceramic structure and the air flow. The porosity range of the tested sample was restricted (from 72 % to 88 %), but the lowest porosity values of our samples led to better performances. The performances of the selective absorbers were similar to the SiC absorbers but they showed lower thermal emission losses (at $4.95\mu\text{m}$). When low porosity and high PPI foams are used, the optical properties of selective materials are relevant to increase the efficiency of the absorber because of the reduced emission losses. Based on the results of the ZrB_2 absorber sample, selective materials should present higher solar absorptivity than the SiC while maintaining low infrared emissivity.

Future works will include to experimentally validating the optimal geometrical properties (porosity and PPI) of SiC volumetric absorbers presenting high PPI values. For absorbers with a selective material, the solar absorptivity should be increased and their durability should be evaluated.

Acknowledgment

The authors acknowledge the following projects for their support in this work: the OPTISOL project (ANR-11-SEED-0009) from the French National Agency for Research (ANR), the European SFERA program, and the STAGE-STE project from the European Energy Research Alliance (EERA).

This work was supported by a grant from the Ministry of Science and Technology, Israel, and by the Ministry of Foreign Affairs and the Ministry of National Education and Research, France. Additional support was provided by the French "Investments for the future" program managed by the ANR (ANR-10-LABX-22-01).

References

- Albanakis C., Missirlis D., Michailidis N., Yakinthos K., Goulas A., Omar H., Tsiapas D., Granier B., 2009. 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, 246-252.
- Avila-Marin A.L., 2011. Volumetric receivers in solar thermal power plants with central receiver system technology: a review. *Solar Energy* 85, 891-910.
- Avila-Marin A.L., Alvarez-Lara M., Fernandez-Reche J., 2014. Experimental results of gradual porosity wire mesh absorber for volumetric receivers. *Proceedings of the 19th SolarPACES Conference*, Energy Procedia 49, 275-283.
- Bai F., 2010. One dimensional thermal analysis of silicon carbide ceramic foam used for solar air receiver.

- International Journal of Thermal Sciences 49, 2400–2404.
- Becker M., Fend T., Hoffschmidt B., Pitz-Paal R., Reutter O., Stamatov V., Steven M., Trimis D., 2006. Theoretical and numerical investigation of flow stability in porous materials applied as volumetric solar receivers. *Solar Energy* 80, 1241–1248.
 - Böhmer M., Chaza C., 1991. The ceramic foil volumetric receiver. *Solar Energy Materials* 24, 182–191.
 - Carotenuto A., Ruocco G., Reale F., 1991. Heat exchange in a multi-cavity volumetric solar receiver. *Solar Energy* 46 (4), 241–248.
 - Carotenuto A., Reale F., Ruocco G., Nocera U., Bonomo F., 1993. Thermal behaviour of a multi-cavity volumetric solar receiver: design and tests results. *Solar Energy* 50 (2), 113–121.
 - Chavez J.M., Chaza C., 1991. Testing of a porous ceramic absorber for a volumetric air receiver. *Solar Energy Materials* 24, 172–181.
 - Chen X., Xia X.L., Meng X.L., Dong X.H., 2015. Thermal performance analysis on a volumetric solar receiver with double-layer ceramic foam. *Energy Conversion and Management* 97, 282–289.
 - Cheng Z.D., He Y.L., Cui F.Q., 2013a. Numerical investigations on couple heat transfer and synthetical performance of a pressurized volumetric receiver with MCRT–FVM method. *Applied Thermal Engineering* 50, 1044–1054.
 - Cheng Z.D., He Y.L., Cui F.Q., 2013b. A new modelling method and unified code with MCRT for concentrating solar collectors and its applications. *Applied Energy* 101, 686–698.
 - Cui F.Q., He Y.L., Cheng Z.D., Li D., Tao Y.B., 2012. Numerical simulations of the solar transmission process for a pressurized volumetric receiver. *Energy* 46, 618–628.
 - Fend T., Pitz-Paal R., Reutter O., Bauer J., Hoffschmidt B., 2004a. Two novel high-porosity materials as volumetric receivers for concentrated solar radiation. *Solar Energy Materials & Solar Cells* 84, 291–304.
 - Fend T., Hoffschmidt B., Pitz-Paal R., Reuter O., Rietbrock P., 2004b. Porous materials as open volumetric receivers: Experimental determination of thermophysical and heat transfer properties. *Energy* 29, 823–833.
 - Fend T., Schwarzbözl P., Smirnova O., Schöllgen D., Jakob C., 2013. Numerical investigation of flow and heat transfer in a volumetric solar receiver. *Renewable Energy* 60, 655–661.
 - Flamant G., Olalde G., 1983. High temperature solar gas heating comparison between packed and fluidized bed receivers. *Solar Energy* 31 (5), 463–471.
 - Freudenstein K., Karnowsky B., 1987. Volumetric ceramic receiver cooled by open air flow – Feasibility study. *Solar Thermal Energy Utilization* 2, 1–55.
 - Genneviève F., Olalde G., Daguene M., 1980. Chauffage solaire des gaz. *Revue de Physique Appliquée* 15 (5), 985–994.
 - Gómez M.A., Patiño D., Comesaña R., Porteiro J., Álvarez-Feijoo M.A., Míguez J.L., 2013. CFD simulation of a solar radiation absorber. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 57, 231–240.
 - Gomez-Garcia F., Gonzalez-Aguilar J., Tamayo-Pacheco S., Olalde G., Romero M., 2014. Numerical analysis of radiation attenuation in volumetric solar receivers composed of a stack of thin monolith layers. *Proceedings of the 2013 ISES Solar World Congress, Energy Procedia* 57, 457–466.
 - Gomez-Garcia F., Gonzalez-Aguilar J., Tamayo-Pacheco S., Olalde G., Romero M., 2015. Numerical analysis of radiation propagation in a multi-layer volumetric solar absorber composed of a stack of square grids. *Solar Energy* (in press), <http://dx.doi.org/10.1016/j.solener.2015.04.047>
 - Heller P., Pfänder M., Denk T., Tellez F., Valverde A., Fernandez J., Ring A., 2006. Test and evaluation of a solar powered gas turbine system. *Solar Energy* 80, 1225–1230.
 - Hischer I., Hess D., Linpinski W., Modest M., Steinfeld A., 2009. Heat transfer analysis of a novel pressurized air receiver for concentrated solar power via combined cycles. *Journal of Thermal Science and Engineering Applications* 1 (4), 041002-1:041002-6.
 - Ho C.K., Iverson B.D., 2014. Review of high-temperature central receiver designs for concentrating solar power. *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 29, 835–846.
 - Karni J., Kribus A., Doron P., Rubin R., Fiterman A., Sagie D., 1997. The DIAPR: a high-pressure, high-temperature solar receiver. *Journal of Solar Energy Engineering* 119, 74–78.
 - Kribus A., Ries H., Spirkl W., 1996. Inherent limitations of volumetric solar receivers. *Journal of Solar Energy Engineering* 118, 151–155.
 - Kribus A., Zaible R., Carey D., Segal A., Karni J., 1998. A solar-driven combined cycle power plant. *Solar Energy* 62 (2), 121–129.
 - Kribus A., Doron P., Rubin R., Karni J., Reuven R., Duchan S., Taragan E., 1999. A multistage solar receiver: the route to high temperature. *Solar Energy* 67, 3–11.
 - Kribus A., Grijnevich M., Gray Y., Caliot C., 2014a. Parametric study of volumetric absorber performance. *Proceedings of the 19th SolarPACES Conference, Energy Procedia* 49, 408–417.
 - Kribus A., Gray Y., Grijnevich M., Mittelman G., Mey-Cloutier S., Caliot C., Flamant G., 2014b. The promise and challenge of solar volumetric absorbers. *Solar Energy* 110, 463–481.
 - Menigault T., Flamant G., Rivoire B., 1991. Advanced high-temperature two-slab selective volumetric

- receiver. *Solar Energy Materials* 24, 192–203.
- Mey S., Caliot C., Flamant G., Kribus A., Gray Y., 2014. Optimization of high temperature SiC volumetric solar absorber. *Proceedings of the 19th SolarPACES Conference*, *Energy Procedia* 49, 478–487.
 - Michailidis N., Stergioudi F., Omar H., Missirlis D., Vlahostergios Z., Tsipas S., Albanakis C., 2013. Flow, thermal and structural application of Ni-foam as volumetric solar receiver. *Solar Energy Materials & Solar Cells* 109, 195–191.
 - Olalde G., Peube J.L., Daguene M., 1980. Theoretical study of gas heated in a porous material subjected to a concentrated solar radiation. *Revue de Physique Appliquée* 15 (3), 423–426.
 - Olalde G., Peube J.L., 1982. 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.
 - Olalde G., Flamant G., Schwander D., Combescue C., 1985. Advanced high temperature semi-transparent solar absorbers. *Solar Energy Materials* 12, 461–469.
 - Ordoñez F., Caliot C., Bataille F., Lauriat G., 2014. Optimization of the optical particle properties for a high temperature solar particle receiver. *Solar Energy* 99, 299–311.
 - Palero S., Romero M., Castillo J.L., 2008. Comparison of experimental and numerical air temperature distribution behind a cylindrical volumetric solar absorber module. *Journal of Solar Energy Engineering* 130 (1), 1–8.
 - Pitz-Paal R., Morhenne J., Fiebig M., 1991. A new concept of selective solar receiver for high temperature applications. *Solar Energy Materials* 24, 293–306.
 - Pitz-Paal R., Hoffschmidt B., Böhmer M., Becker M., 1997. Experimental and numerical evaluation of the performance and flow stability of different types of open volumetric absorbers under non-homogeneous irradiation. *Solar Energy* 60 (3), 135–150.
 - Pritzkow W.E.C., 1991. Pressure loaded volumetric ceramic receiver. *Solar Energy Materials* 24, 498–507.
 - Roldan M.I., Smirnova O., Fend T., Casas J.L., Zarza E., 2014. Thermal analysis and design of a volumetric solar absorber depending on the porosity. *Renewable Energy* 62, 116–128.
 - M.I., Zarza E., Casas J.L., 2015. Modelling and testing of a solar-receiver system applied to high-temperature processes. *Renewable Energy* 75, 608–618.
 - Romero-Alvarez M., Zarza E., 2007. Concentrating Solar Thermal Power (chapter 21), in: Kreith F., Goswami D.Y. (Eds.), *Handbook of Energy Efficiency and Renewable Energy*. CRC Press, pp.1–98.
 - Sano Y., Iwase S., Nakayama A., 2012. A local thermal nonequilibrium analysis of silicon carbide ceramic foam as solar volumetric receiver. *Journal of Solar Energy Engineering* 134, 021006-1:021006-8.
 - Sano Y., Iwase S., 2013. Optimal design of a silicon carbide ceramic foam solar volumetric receiver. *Open Journal of Heat, Mass and Momentum Transfer* 1 (1), 1–12.
 - Schwarzbözl P., Buck R., Sugarmen C., Ring A., Marcos-Crespo M.J., Altwegg P., Enrile J., 2006. Solar gas turbine systems: Design, cost and perspectives *Solar Energy* 80, 1231–1240.
 - Sharma L., Sarma R., Chandra L., Shekhar R., Ghoshdastidar P.S., 2014. On the design and evaluation of open volumetric air receiver for process heat applications. *Proceedings of the 2013 ISES Solar World Congress*, *Energy Procedia* 57, 2994–3003.
 - Smirnova O., Fend T., Schwarzbözl P., Schöllgen D., 2010. Homogeneous and inhomogeneous model for flow and heat transfer in porous materials as high temperature solar air receivers. Excerpt from the *Proceedings of the COMSOL Conference 2010 in Paris*.
 - Variot B., Menigault T., Flamant G., 1994. Modelling and optimization of a two-slab selective volumetric solar receiver. *Solar Energy* 53 (4), 359–368.
 - Wang F., Shuai Y., Tan H., Zhang X., Mao Q., 2013a. Heat transfer analyses of porous media receiver with multi-dish collector by coupling MCRT and FVM method. *Solar Energy* 93, 158–168.
 - Wang F., Shuai Y., Tan H., Yu C., 2013b. Thermal performance analysis of porous media receiver with concentrated solar irradiation. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 62, 247–254.
 - Wu Z., Caliot C., Flamant G., Wang Z., 2011a. 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, 1527–1537.
 - Wu Z., Caliot C., Flamant G., Wang Z., 2011b. Coupled radiation and flow modelling in ceramic foam volumetric solar air receivers. *Solar Energy* 85, 2374–2385.
 - Wu Z., Wang Z., 2013. Fully coupled transient modelling of ceramic foam volumetric solar air receiver. *Solar Energy* 89, 122–133.
 - Xu C., Song Z., Chen L., Zhen Y., 2011. Numerical investigation on porous media heat transfer in a solar tower receiver. *Renewable Energy* 36, 1138–1144.

2. Dimensionnement de l'homogénéisateur de flux

Afin de tester au mieux les absorbeurs volumiques, une distribution en densité de flux uniforme est nécessaire. Pour ce faire, un « homogénéisateur de flux » est utilisé. Il s'agit d'un tube, dans lequel s'engouffre le flux solaire concentré, et dont les parois internes sont enduites d'un revêtement réfléchissant. Les multiples réflexions tendent à « mélanger » les rayons lumineux et à uniformiser la distribution en densité de flux.

1. Dimensionnement par simulations

1.1 Géométries

La géométrie de l'homogénéisateur se définit en trois paramètres : la forme de la section, sa dimension (diamètre ou côté), et la longueur de l'homogénéisateur.

Trois formes ont été étudiées : carrée, hexagonale, et octogonale. Elles ont été choisies pour leur relative simplicité de fabrication. La dimension de cette section a été choisie au regard du flux impactant le récepteur à tester. Puisque la densité de flux est la même dans tous les cas (même four utilisé), c'est donc la surface qui importe. Sans homogénéisateur, l'échantillon cylindrique de 5cm de diamètre intercepte le flux solaire concentré sur la surface $S_{\text{éch}} = \pi r^2 = 19,6\text{cm}^2$. Pour pouvoir couvrir tout l'échantillon, la dimension de la section de l'homogénéisateur doit permettre d'y inscrire un tel cercle, soit :

- Carré – 5cm de côté $\rightarrow S_C = r^2 = 25,0\text{cm}^2$;
- Hexagone – 6cm de diamètre extérieur $\rightarrow S_H = \frac{6\sqrt{3}}{4} r^2 = 23,4\text{cm}^2$;
- Octogone – 6cm de diamètre extérieur $\rightarrow S_O = 2r^2\sqrt{2} = 25,5\text{cm}^2$.

Les tests seront effectués sur le « 6 kW », l'un des fours verticaux au Four Solaire d'Odeillo. Par soucis d'encombrement, la longueur ne peut pas être choisie arbitrairement. Si l'on veut pouvoir installer l'homogénéisateur ainsi qu'une expérience au foyer de ce four, la longueur ne doit pas excéder 15cm (les simulations effectuées ont permis d'étudier la longueur jusqu'à 20cm).

1.2 Simulations

Les simulations ont alors été réalisées à l'aide du logiciel SOLFAST-4D (logiciel de lancer de rayons par la méthode de Monte Carlo). Une modélisation de la parabole et des potences du four « 6 kW » a été constituée, afin de se rapprocher le plus possible d'une situation réelle.

A chaque simulation, deux séries de fichiers sont générées afin de sauvegarder les résultats, sous forme de tableaux de données (composées des coordonnées x et y des pixels, ainsi que de la valeur de la densité de flux sur le pixel) :

- Les cartes de densité de flux à l'intérieur de l'homogénéisateur, réalisées tous les centimètres depuis le plan focal (cote 0cm) ;
- Les cartes de densité de flux aux parois internes.

Le post-traitement de ces données s'effectue à l'aide du logiciel de calcul numérique MATLAB, qui permet d'extraire les données des sauvegardes et de les interpréter à l'aide de graphes et de cartographies.

1.3 Critère d'homogénéisation

Afin de quantifier la qualité d'homogénéisation du flux, nous avons opté pour le critère suivant : l'écart type de la distribution en densité de flux, dans les plans transverses de l'homogénéisateur.

2. Caractéristique du flux dans l'homogénéisateur

2.1 Flux au plan focal

De précédentes mesures, en 2009, ont montré que dans le plan focal, la distribution en densité de flux est quasi-gaussienne. En dehors de ce plan, les courbes de niveaux prennent une forme ovoïde étirée sur un axe Est-Ouest en amont et sur un axe Nord-Sud en aval.

Pour nos simulations avec le logiciel SOLFAST-4D, nous avons utilisé une distribution gaussienne. Dans ce cas précis, la caractéristique du flux dans le plan focal est la suivante :

- Densité de flux moyenne : $2\,043\text{ kW/m}^2$
- Ecart-type : 460 kW/m^2

La densité de flux moyenne est obtenue sur un cercle de diamètre 5 cm . Un récepteur cylindrique de cette dimension recevrait ainsi $4,01\text{ kW}$.

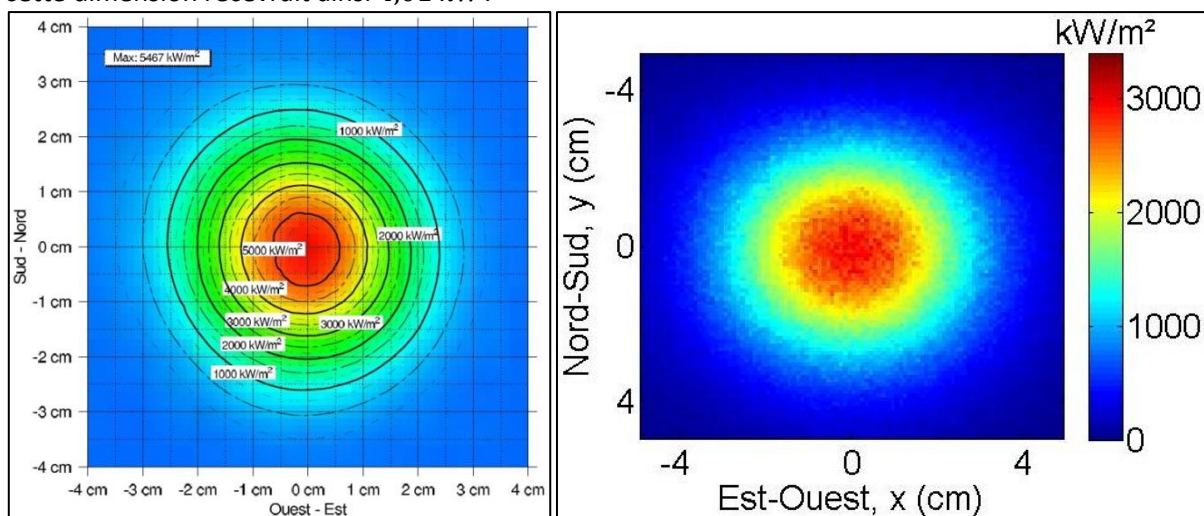


Figure A.1. Distributions en densité de flux mesuré au plan focal (gauche) et simulé par le logiciel SOLFAST-4D (droite).

2.2 Flux dans l'homogénéisateur

A chaque cote, une carte de flux a été tracée et l'écart-type de la distribution a été calculé. Celui-ci a ensuite été reporté en fonction de la profondeur.

Ainsi, lorsque que la profondeur atteint 15 cm (longueur maximale de l'homogénéisateur), la caractéristique du flux est la suivante :

Tableau A.1. Caractéristique du flux homogénéisé en fonction des sections étudiées.

Section	Densité de flux moyenne (kW/m^2)	Ecart-type (kW/m^2)
Carré	1 641	114,3
Hexagone	1 723	171,7
Octogone	1 711	185,9

2.3 Choix de la section

La section retenue est celle présentant la moindre dispersion, à savoir l'écart-type le plus faible : la section carrée de 5 cm de côté. La caractéristique du flux en sortie est donc la suivante :

- Densité de flux moyenne : $1\,641\text{ kW/m}^2$
- Ecart-type : 114 kW/m^2

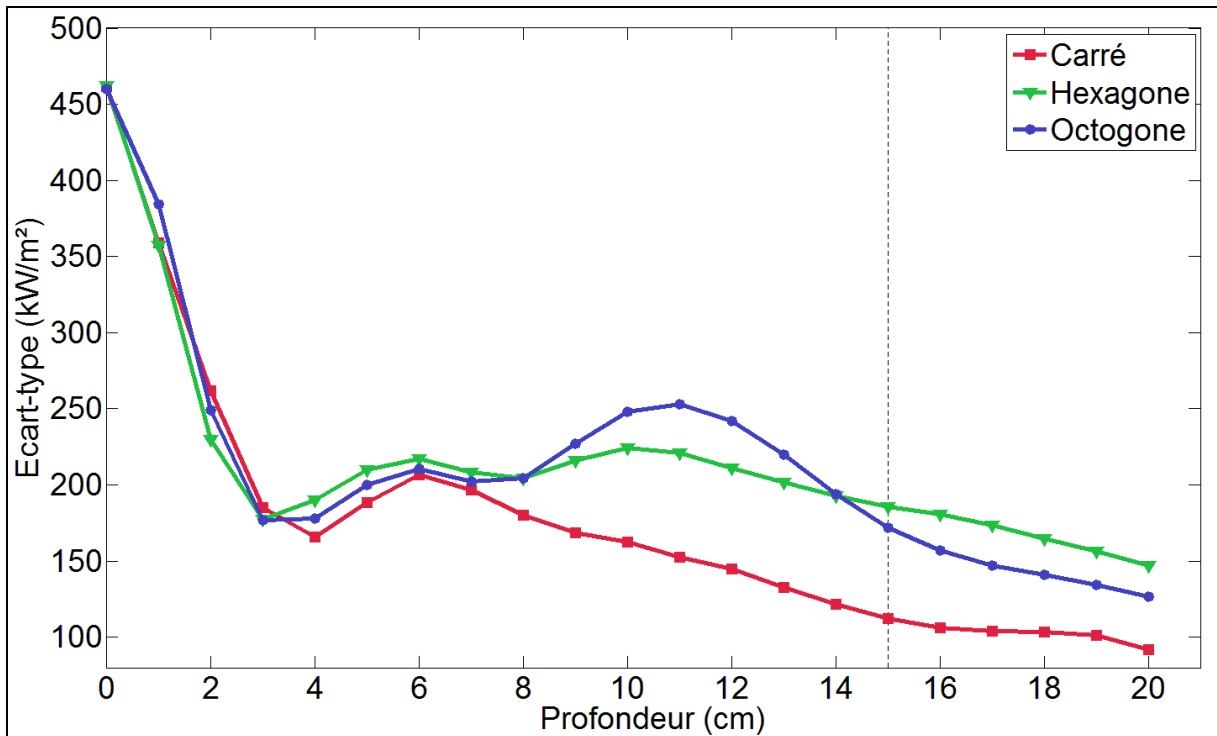


Figure A.2. Ecart-type de la distribution en densité de flux pour les trois sections étudiées, en fonction de la profondeur de l'homogénéisateur.

2.4 Caractéristique du flux diaphragmé

Comme nous l'avons indiqué en début de partie, les absorbeurs à tester seront cylindriques. Or, l'homogénéisateur retenu possède une section carrée : il faudra par conséquent utiliser un diaphragme. De fait, la caractéristique du flux va s'en trouver modifiée :

- Densité de flux moyenne : $1\,639\text{ kW/m}^2$
- Ecart-type : 114 kW/m^2

On voit que l'écart-type reste inchangé, tandis que la densité de flux moyenne est à peine diminuée : perte de 2 kW/m^2 , soit une diminution relative de 0,122 %. Finalement, le fait de diaphragmer la sortie de l'homogénéisateur n'altère pas l'homogénéisation obtenue.

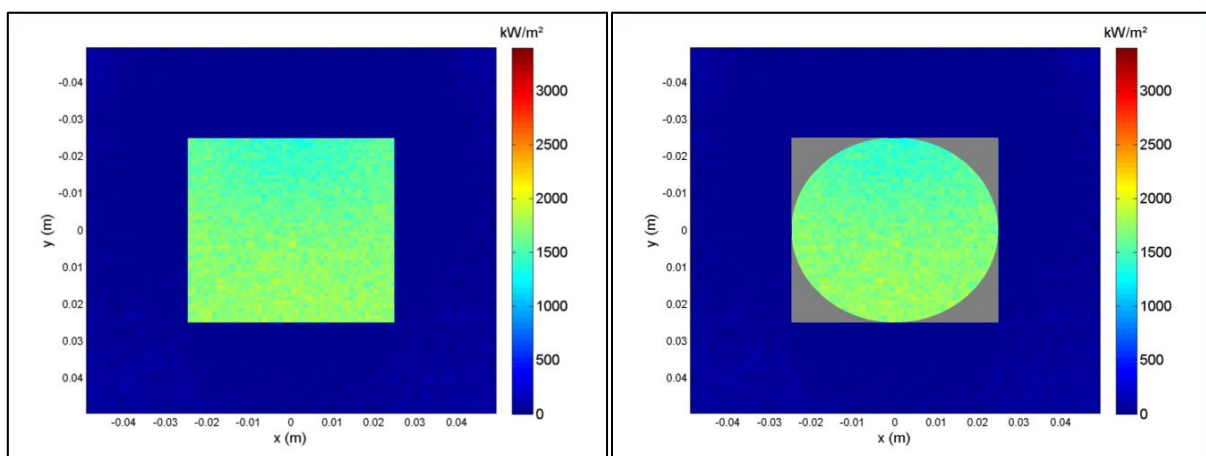


Figure A.3. Distribution en densité de flux en sortie d'homogénéisateur (gauche), et avec présence du diaphragme (en gris, à droite).

2.5 Ombrages de la potence

La modélisation du four « 6 kW » a également permis de montrer l'influence des ombrages créés par la potence. Sa présence diminue la densité de flux captée par la partie Nord de la parabole.

Sur la figure suivante, le graphe de gauche montre l'influence de cet ombrage sur la densité de flux : on note une différence moyenne de 243 kW/m^2 entre les moitiés Nord et Sud, ce qui représente 15% de la densité de flux moyenne ($\overline{d\varphi} \pm 7,5\%$).

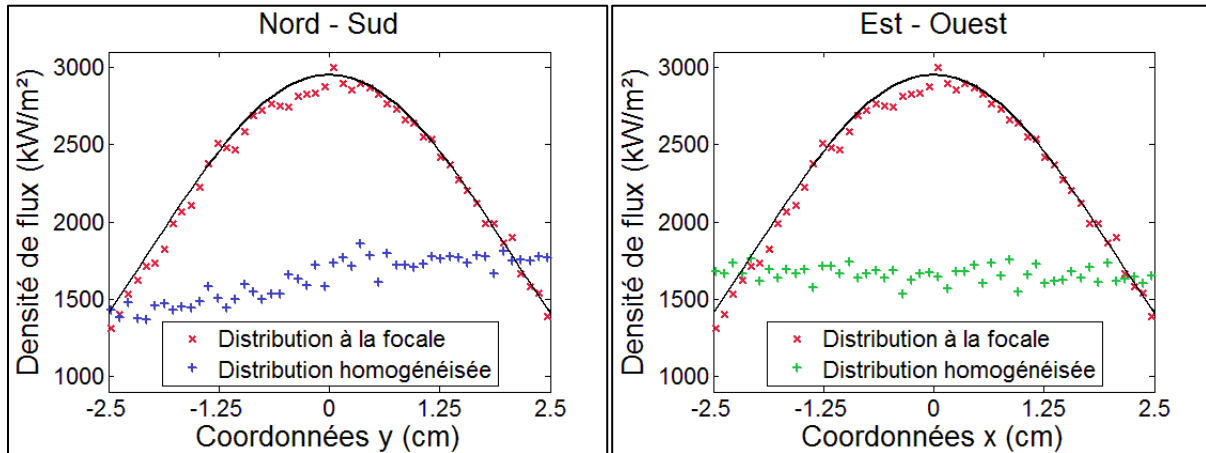


Figure A.4. Comparaison des profils de densité de flux sur les axes Nord-Sud (y) et Est-Ouest (x), entre le plan focal et la sortie de l'homogénéisateur ($L = 15 \text{ cm}$).

2.6 Taux d'homogénéisation

Il est possible de quantifier un « taux d'homogénéisation » ; valant 0 lorsque la distribution n'est pas homogénéisée (plan focal), et valant 100% lorsque le flux est parfaitement homogène. On le définit comme suit :

$$\tau_h = 1 - \frac{\sigma_{homog}}{\sigma_{focal}}$$

Où σ_{homog} et σ_{focal} sont respectivement les écart-types de la distribution en densité de flux en sortie d'homogénéisateur (flux homogénéisé) et au plan focal.

Plus ce taux est élevé, meilleure sera l'homogénéisation. Cependant, cet indicateur n'est pas inhérent à l'homogénéisateur et dépend fortement de la distribution au plan focal, et donc du concentrateur utilisé. Dans le cas présent, le taux d'homogénéisation pour le four « 6 kW » modélisé sur SOLFAST-4D est :

$$\tau_h^{6kW-SF} = 75,2 \%$$

3. Bilan d'énergie de l'homogénéisateur

3.1 Flux absorbé par les parois

Les parois internes de l'homogénéisateur sont des surfaces réfléchissantes. Cependant, leur réflectivité n'est pas égale à 1, et une partie du flux solaire est absorbée lors des multiples réflexions.

Durant les simulations, la réflectivité de l'homogénéisateur a été fixée à $\rho_h = 0,90$: de ce fait, 10% du flux impactant les parois est absorbé. Pour connaître la totalité du flux absorbé, nous effectuons le bilan d'énergie de l'homogénéisateur :

$$\varphi_{conc} = \varphi_{homog} + \varphi_{\alpha,p}$$

Où φ_{conc} et φ_{homog} représentent respectivement les flux concentré et homogénéisé, et $\varphi_{\alpha,p}$ correspond au flux absorbé par les parois.

Le flux concentré est obtenu en observant le flux du plan focal contenu dans un carré de 5cm de côté : $\varphi_{conc} = 4,63 \text{ kW}$. Le flux homogénéisé est obtenu de façon similaire, à la sortie de l'homogénéisateur ($L = 15 \text{ cm}$) : $\varphi_{homog} = 4,10 \text{ kW}$. Le flux absorbé est obtenue par différence entre le flux concentré et le flux homogénéisé : $\varphi_{\alpha,p} = 530 \text{ W}$.

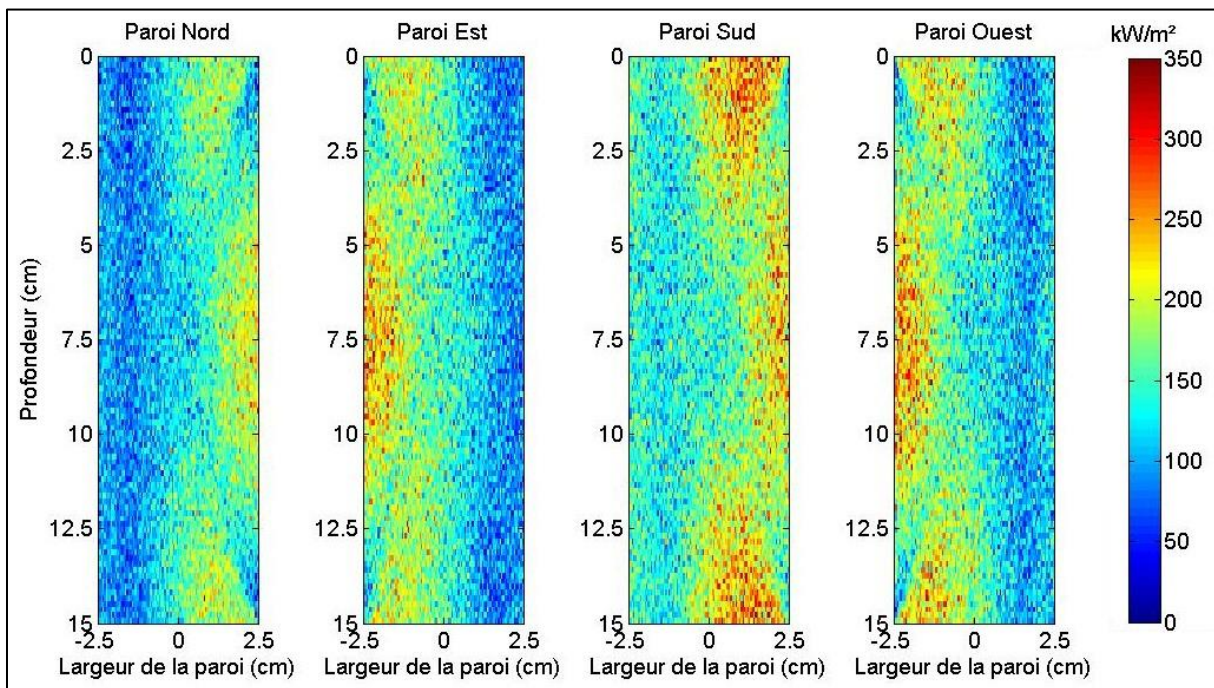


Figure A.5. Densité de flux incidente sur les parois internes de l'homogénéisateur

3.2 Flux absorbé par le diaphragme

Après mise en place du diaphragme, celui-ci intercepte une partie du flux homogénéisé. Afin d'obtenir la partie absorbée par les quatre « coins », il faut effectuer le bilan d'énergie dans le plan de sortie de l'homogénéisateur :

$$\varphi_{homog} = \varphi_{diaph} + \varphi_{\alpha,d}$$

Où φ_{homog} et φ_{diaph} représentent respectivement les flux homogénéisé et diaphragmé, et $\varphi_{\alpha,d}$ correspond au flux absorbé par le diaphragme.

Dans ce plan où le flux a été homogénéisé, il est possible de réduire ce bilan à une simple opération sur les surfaces :

$$S_{homog} = S_{diaph} + S_{\alpha,d}$$

Où S_{homog} et S_{diaph} représentent respectivement les sections de l'homogénéisateur et du diaphragme, et $S_{\alpha,d}$ correspond à la surface des quatre « coins ».

La dimension du carré (section de l'homogénéisateur) et du cercle (diaphragme) est la même : 5cm . Le bilan s'effectue alors en faisant la différence de surface entre un carré et son cercle inscrit :

$$S_{\alpha,d} = a^2 - \frac{\pi}{4}a^2 = a^2 \left(1 - \frac{\pi}{4}\right) = 5,365 \text{ cm}^2$$

Le flux correspondant est obtenu en multipliant cette surface par la densité de flux ($\overline{d\varphi} = 1\,641 \text{ kW/m}^2$) :

$$\varphi_{\alpha,d} = \overline{d\varphi} \cdot S_{\alpha,d} = 880 \text{ W}$$

3.3 Refroidissement des parois et du diaphragme

Nous venons de voir que l'homogénéisateur absorbe un total de $\varphi_{\alpha} = 1,41 \text{ kW}$ par le biais des parois ($\varphi_{\alpha,p} = 530 \text{ W}$) et du diaphragme ($\varphi_{\alpha,d} = 880 \text{ W}$). Pour éviter de détériorer l'homogénéisateur, le diaphragme sera recouvert du même revêtement réfléchissant que les parois, un système de refroidissement sera intégré aux dites parois afin de soutirer l'excès de chaleur.

3. Article publié relatif à la modélisation

Available online at www.sciencedirect.com

ScienceDirect

Solar Energy 110 (2014) 463–481

SOLAR
ENERGYwww.elsevier.com/locate/solener

The promise and challenge of solar volumetric absorbers

Abraham Kribus^{a,*}, Yonatan Gray^a, Michael Grijnevich^a, Gur Mittelman^a,
Sébastien Mey-Cloutier^b, Cyril Caliot^b^a School of Mechanical Engineering, Tel Aviv University, Tel Aviv 69978, Israel^b PROMES CNRS, 7 Rue du Four Solaire, 66120 Font-Romeu, France

Received 30 July 2014; received in revised form 25 September 2014; accepted 26 September 2014

Communicated by: Associate Editor Michael Epstein

Abstract

This study investigates the potential performance of volumetric absorbers as a function of geometric and material properties, aiming to identify the best absorber design parameters and the highest efficiency that may be expected. A simplified one-dimensional model was used to represent a planar slab of ceramic foam absorber, with local thermal non-equilibrium and effective volumetric properties. Three approaches for modeling the radiative transfer were considered, and the S_4 discrete ordinates model was selected based on validation against a detailed Monte-Carlo simulation. The boundary conditions were investigated in detail. This model is simple enough for fast computation and parametric study, yet reasonably realistic to represent real absorbers. The results reveal several guidelines to improve the absorber performance. Optimization of geometry (porosity and characteristic pore diameter) is insufficient to reach high efficiency. A significant increase in convection heat transfer is required, beyond the normal behavior of ceramic foams. A reduction in the thermal conductivity of the absorber material is also needed to maintain the desired temperature distribution. Finally, spectral selectivity of the absorber material can also help to further increase the absorber efficiency, in contrast to the common opinion that it is effective only at low temperatures. With a combination of these measures, absorber efficiencies may be increased for example from around 70% to 90% for air heating to 1000 °C under incident flux of 800 kW/m².

© 2014 Elsevier Ltd. All rights reserved.

Keywords: Solar receiver; Volumetric effect; Porous medium

1. Introduction

Electricity generation from solar energy by thermo-mechanical conversion is currently limited in worldwide implementation. A major reason is the relatively low conversion efficiency (typically 15–18% annual average), which contributes to the high cost of the produced electricity, 2–3 times higher than electricity produced from conventional fossil fuels (Pitz-Paal et al., 2012). This level of performance and cost is achieved today in solar thermal power plant

technologies (parabolic trough and power tower) that are based on steam cycles at moderate temperatures of 400–550 °C. The solar dish-Stirling technology is capable of achieving much higher efficiency, but it has not been able so far to demonstrate the reliability and cost that would make it a serious contender, and it is considered a niche solution for small distributed generation plants. A breakthrough in the competitiveness of utility-scale solar thermal electricity may occur if the conversion efficiency from sunlight to electricity can be significantly increased. An important candidate to achieve high conversion efficiency is solar heating of air for high-temperature Combined Cycles (gas and steam turbines operating in series).

* Corresponding author. Tel.: +972 3 6405924.

E-mail address: kribus@tauex.tau.ac.il (A. Kribus).

Nomenclature

C	empirical constant in Eq. (4)	<i>Greek</i>	
C_p	specific heat ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$)	α	surface absorptance and emittance (–)
d	typical pore size (m), $d = 1/PPC$	α_v	volumetric absorption coefficient (m^{-1})
d_m	typical passage size, $d_m = \sqrt{4\phi/\pi}/PPC$	β	extinction coefficient (m^{-1})
e_b	blackbody emissive power (W m^{-2})	λ_c	cutoff wavelength (μm)
F	blackbody fraction function	η	efficiency (–)
\bar{F}	complimentary blackbody fraction, $\bar{F}(\lambda) = 1 - F(\lambda)$	μ	viscosity ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$)
G	incident radiation (W m^{-2})	ρ	density (kg m^{-3})
h_v	volumetric convection coefficient ($\text{W m}^{-3} \text{K}^{-1}$)	σ_v	volumetric scattering coefficient (m^{-1})
i	radiation intensity ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$)	ϕ	porosity (–)
k	thermal conductivity ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$)	Φ	scattering phase function (–)
L	absorber thickness (m)	Ω	Albedo ($=\sigma_v\beta^{-1}$)
\dot{m}	mass flow rate per unit area ($\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-2}$)	<i>Subscripts</i>	
Nu_v	volumetric Nusselt number ($=h_v d^2 k_f^{-1}$)	a	aperture
p	pressure (Pa)	b	back
PPC	pores per cm	ex	exit
q	heat flux (W m^{-2})	ext	external
q_R	radiative heat flux (W m^{-2})	f	fluid
Re	Reynolds number ($=\dot{m} d\mu^{-1}$)	in	inlet
T	temperature (K)	s	solid
u	velocity (m s^{-1})	v	volumetric
w	quadrature weight	LW	long wave spectral band, $\lambda > \lambda_c$
w'	summed quadrature weight	SW	short wave spectral band, $\lambda < \lambda_c$

Conventional Combined Cycles can reach high conversion efficiency of around 60% from heat to electricity, that would correspond to overall solar to electricity conversion efficiency of 25–30% (Kribus et al., 1998). A Combined Cycle requires heating compressed air to temperatures above 1000 °C. Providing solar heat at these temperatures faces significant challenges, including materials for high temperature, optimization of radiative and convective heat transfer in the receiver, optics for high concentration, and adapting gas turbines for solar or hybrid operation. Some major advances were achieved at the lab level for high-temperature receivers, for example heating air at 20 bar to 1200 °C (Kribus et al., 2001). However, most of the R&D work done in recent years focused on lower-temperature versions of air-heating receivers, intended for indirect steam generation with air at temperature of around 700 °C (Hoffschmidt et al., 2003), or for simple cycle gas turbine plants with solar air preheating to about 800 °C (Schwarzbözl et al., 2006). These lower temperature applications can be viewed as intermediate steps in the long-term vision, not yet reaching the highest possible efficiency, but providing valuable experience with solar air heating technologies.

A key component in the solar thermal conversion process is the radiation absorber located at the focus of the concentrator field. For high temperature, a porous volumetric absorber should provide higher efficiency compared

to a tubular receiver, due to the so-called “volumetric effect” (Ávila-Marín, 2011). This effect is defined as the existence of low absorber temperature at the front side of the absorber, such that the loss due to emission of radiation to the environment is reduced. The volumetric effect is expected due to the convective cooling of the front of the absorber by the incoming cold air. However, volumetric absorbers tested to date do not show the expected effect: they produce high temperature at the front face and their efficiency is usually around 70%, even for air temperature well below 1000 °C. For example the TSA receiver used a wire-knit volumetric absorber, with reported air exit temperatures up to 780 °C and efficiency around 70% (Tyner et al., 1996). The ceramic grid HITREC absorber reported efficiency around 76% at 700 °C, and 72% at 800 °C (Hoffschmidt et al., 2003). The low efficiency is related to the high temperatures found at the absorber front surface, similar to or even higher than the air outlet temperature (Hoffschmidt et al., 2003; Fend et al., 2004), indicating that the ‘volumetric effect’ was not achieved. This has also been confirmed in detailed simulations of volumetric absorbers (Wu et al., 2011), as shown in Fig. 1. Higher efficiency in the range 80–90% at air exit temperature of >1100 °C were reported (Kribus et al., 2001) but this was under very high incident radiation flux of several thousand suns, which is impractical for commercial-scale central receiver plants. High efficiency was also reported with a high-temperature

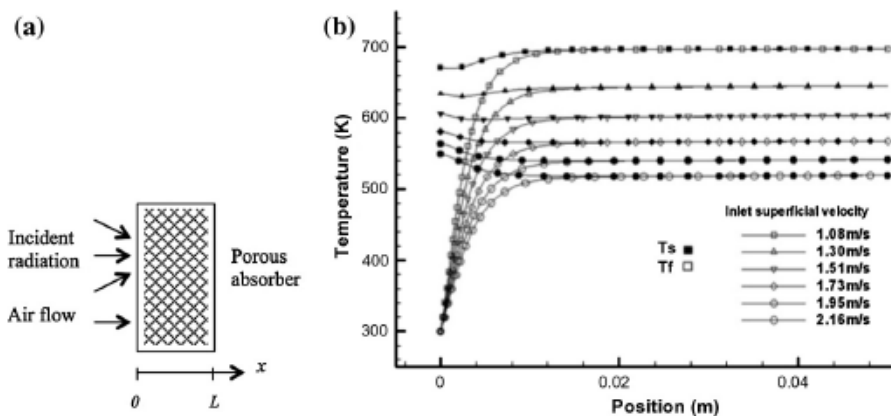


Fig. 1. (a) Layout of the one-dimensional volumetric absorber model, (b) temperature profiles in a volumetric absorber showing high front surface temperature, from a detailed simulation (Wu et al., 2011).

tubular absorber (Hischier, 2012) but again under very high incident radiation flux. Therefore, the promise of volumetric absorbers to provide a high-efficiency path to solar gas turbine and combined cycle plants is yet unfulfilled.

In addition to efficiency, other issues need to be resolved for practical implementation of volumetric receivers. The demanding conditions of high temperature, thermal shock and frequent thermal cycling restrict the range of available materials for the absorber. When the receiver is integrated directly in a gas turbine cycle, the need to maintain air pressure requires the addition of an expensive and fragile high-pressure window (Karni et al., 1998). These additional issues, as well as the cycle configuration and economic aspects, are not addressed in the current work.

This work investigates what is the maximum thermal efficiency that a volumetric absorber may reach under a reasonable incident radiation flux, and whether a significant volumetric effect can in fact be achieved. A significant volumetric effect is defined qualitatively here as a front surface temperature of the absorber that is significantly lower, i.e., by hundreds of degrees, than the fluid exit temperature. A model of the absorber that assumes local thermal equilibrium (LTE, solid and fluid temperatures are equal at each location, equivalent to infinite convective heat transfer coefficient) will produce the volumetric effect by definition. Such a model does predict very high absorber efficiencies, much higher than those achieved in practice (Spirkel et al., 1997). For example, for an absorber operating under incident flux of 800 kW/m^2 with exit air temperature of $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ the predicted efficiency for an ideal LTE absorber is over 95%. Clearly such a simplified model is too optimistic, and a more detailed analysis is needed, taking into account local thermal non-equilibrium (LTNE) as well as more realistic properties of volumetric absorbers.

Various numerical models were developed to solve the coupled flow and heat transfer problem in porous volumetric absorbers, mostly based on volume averaging to represent the porous absorber as a homogeneous medium with effective properties. Cheng et al. (2013) simulated the volume-averaged absorber with a general CFD tool and a Discrete Ordinates (DO) model for radiative transport,

but used the LTE assumption that eliminates the distinction between solid and fluid temperatures. Wang et al. (2014) used an averaged medium model with LTNE, and the radiative transport was solved with the Rosseland and P_1 approximations. The Rosseland approximation is appropriate when modeling an optically thick medium; however, the main challenge in the volumetric absorber problem is to describe accurately the front layer where the incident radiation is gradually absorbed and the fluid and solid temperatures change sharply. This layer is not optically thick, even when the absorber as a whole is thick; assuming an optically thick medium eliminates any ability to resolve this layer. The P_1 method is known to give good results for highly scattering media, and at locations away from the boundaries. However, the volumetric absorber problem has the opposite requirements: the crucial process occurs near the front boundary, and the medium is only weakly scattering. Becker et al. (2006) used a finite volume simulation where the radiative transport was simplified into an effective thermal conductivity in the solid phase energy balance. This is similar to the Rosseland approximation mentioned above, setting the absorber to act as an optically thick medium. Wu et al. (2011) solved the LTNE problem but used the modified P_1 approximation for radiative transport (Modest, 2003). In this model, the incident solar radiation is decoupled and solved separately since this part of the radiation breaks the directional distribution assumed in the P_1 model; however, close to the boundary, this method overestimates the radiative losses. Some simpler models were also proposed: for example (Bai, 2010) was able to obtain an analytic one-dimensional solution for the energy balance of the absorber, but at the expense of assuming LTE and representing the radiative transport as a fixed heat source. Therefore, both convective and radiative transport modes were not well represented. Pitz-Paal et al. (1997) solved a coupled set of 1-D problems with LTNE and DO radiative model, which represented different sections of the absorber. However, they simplified the boundary conditions and the material behavior (isotropic scattering), and did not use the model to optimize the absorber structure or study the impact of the different absorber design parameters.

Many of these previous analyses focused on specific samples of porous ceramics and analyzed their performance as volumetric absorbers. Some results were more general, for example the conclusion that higher porosity improves the absorber efficiency. In the LTNE studies it was found that the volumetric effect, as defined above, does not exist: the solid absorber temperature near the aperture is either higher than, or very close to, the temperatures that are found deeper in the absorber (Wu et al., 2011). Variations of absorber porosity, pore size, surface emittance, and flow rate have some effect on the temperature distribution and the absorber efficiency, but are not effective enough to create a significant volumetric effect (Wang et al., 2013). It is interesting to note that some solutions were presented showing a small decrease in absorber temperature at the front (Pitz-Paal et al., 1997), but this was attributed to lateral heat transfer from the center to the rim of the absorber, rather than to the volumetric effect. The only solutions showing low temperature at the front of the absorber are those that use LTE and therefore force artificially the low temperature via the inlet boundary condition, for example (Roldán et al., 2014).

None of the aforementioned models has shown how the desirable volumetric effect might be achieved, or whether it can be achieved at all, in a real absorber. Consequently, the theoretical upper limit on absorber efficiency is not known. The current work aims to address these questions. The model used here is formulated with the intention to be realistic enough in representing the most significant physical processes, yet simple enough to perform many fast computations for an extensive parametric study. We focus specifically on modeling of absorbers made of open-cell ceramic foams (reticulated porous ceramics, RPC), although it should be noted that other geometries and materials have been proposed for volumetric absorbers (Ávila-Marín, 2011). The analysis developed here includes coupled modeling of all three modes of heat transfer, with careful consideration of realistic boundary conditions and of appropriate correlations for effective material properties. A previous version of this analysis (Kribus et al., 2013) has addressed the same question of performance limits, and the current work presents several major advances: a more accurate radiative model (discrete ordinates); a more realistic convective heat transfer correlation; and a more comprehensive presentation of trends in parameter space rather than just a few example cases. The absorber performance is investigated for a range of design parameters that define geometry and material properties, and the combinations of parameters that can lead to volumetric behavior are identified and evaluated.

2. Model

2.1. Momentum and thermal energy transport

A one-dimensional problem is assumed with changes occurring only in the axial direction perpendicular to the

absorber surface, where the flow and radiation transport occur both along this direction, as shown in Fig. 1. The volumetric absorber is modeled as a homogeneous effective medium comprising two continuous phases, solid (porous absorber) and fluid (air). This is a common approach that constructs the model by averaging the transport equations on a representative elementary volume, which is larger than the pore scale but smaller than the problem scale (Quintard et al., 2005). This model is reasonable for structures such as ceramic foam but not for ordered structures such as a honeycomb. The solid and fluid phases have separate temperature distributions $T_s(x)$ and $T_f(x)$, consistent with thermal non-equilibrium. The fluid mass flow rate is constant through each cross section due to the 1-D assumption and therefore the mass conservation equation is not needed. The momentum balance is represented with a Darcy–Forchheimer type correlation for the pressure drop in the porous medium along the flow in the axial direction (Wu et al., 2010). The thermal energy balance is applied separately to the solid and fluid phases. For the fluid, the transport by conduction is neglected, assuming that it is significantly smaller than the transport by advection. The effect of thermal dispersion, which is equivalent to an increase in the fluid thermal conductivity, is not explicitly modeled here, but it is indirectly included in the correlation for the volumetric heat transfer coefficient. The fluid is completely transparent to the radiation. For the solid, the area for conduction is determined by the porosity, and the interaction with the radiation (both incident from outside and emitted by the absorber) is included as the divergence of the radiative heat flux q_R .

$$\dot{m}C_p \frac{dT_f}{dx} = h_v [T_s(x) - T_f(x)] \quad (1)$$

$$0 = (1 - \phi)k_s \frac{d^2 T_s}{dx^2} - h_v [T_s(x) - T_f(x)] - \frac{dq_R}{dx} \quad (2)$$

Inter-phase transport, or exchange of heat between the solid absorber and the air, is represented in the heat balance equations by an averaged convection coefficient per unit volume, h_v . The volumetric convection coefficient includes the effect of specific surface area per unit volume, and is derived from a correlation by Fu et al. (1998) as a function of pore size, the thickness of the absorber, and the Reynolds number based on the pore size:

$$Nu_v = \left[0.0426 + 1.236 \left(\frac{d_m}{L} \right) \right] Re_{d_m} \quad (3)$$

The correlation provides an average value over the entire absorber thickness, without any information on spatial variations. Therefore, the average air temperatures between inlet and exit was used to evaluate the fluid properties, and the same convection coefficient was used throughout the absorber, except for the front boundary condition as described below. Further discussion of this correlation, and a comparison to other available correlations and experimental results, is found in Appendix A.

The properties of the air can change considerably over the absorber, due to the large variation in temperature. Variable properties (density, viscosity, specific heat, thermal conductivity) were used, based on fit to tabulated data for air taken from: <http://www.engineeringtoolbox.com>.

2.2. Radiative transport

The volumetric absorber is modeled as a plane slab of a homogeneous participating medium for the radiative transport balance. Three approximate methods to solve the radiative transfer equation were investigated, and compared against a detailed 3-D Monte-Carlo simulation.

2.2.1. Radiative properties

The volumetric extinction, absorption and scattering coefficients for the effective participating medium are defined as:

$$\beta = \frac{C(1 - \phi)}{d} \quad (4)$$

$$\alpha_v = \alpha \cdot \beta, \quad \sigma_v = (1 - \alpha)\beta$$

The value of C was set to 4.8 based on a fit to experimental measurements (Hendricks and Howell, 1996). Further discussion of the correlation and the selected value of C appears in Appendix A. For the Monte Carlo and Discrete Ordinates methods, the scattering phase function was set to an analytic expression (Hendricks and Howell, 1996) that shows a good fit to detailed analysis of a real ceramic foam (Petrasch et al., 2007):

$$\Phi = \frac{8}{3\pi}(\sin \theta - \theta \cdot \cos \theta) \quad (5)$$

θ is the scattering angle defined as the angle between the incident and scattered directions.

2.2.2. Two-flux approximation

The two-flux approximation is based on a minimal discretization of the directional space into two hemispheres, forward and backward, in order to keep the computational effort to a minimum. Assuming isotropic scattering, the approximation leads to two equations for the forward and backward intensities, i^+ and i^- (Modest, 2003):

$$\frac{di^+}{dx} = -2\beta i^+(x) + \beta\Omega(i^+(x) + i^-(x)) + 2\beta(1 - \Omega)\phi e_b(x)/\pi \quad (6)$$

$$-\frac{di^-}{dx} = -2\beta i^-(x) + \beta\Omega(i^+(x) + i^-(x)) + 2\beta(1 - \Omega)\phi e_b(x)/\pi \quad (7)$$

$e_b(x)$ is the blackbody emission flux at the local temperature $T_s(x)$, and Ω is the scattering albedo. Note that the emission term is multiplied by ϕ , to represent the fact that the internal emission in the bulk absorber propagates in the void space only, not in the entire volume (Taine et al., 2010).

When collimated sunlight is incident at $x = 0$, it is possible to split the intensity into diffuse and collimated components. The intensities i^+ and i^- in Eqs. (6) and (7) then describe only the diffuse component. The collimated flux decays exponentially: $q_c(x) = q_c(0)e^{-\beta x}$. The contribution of the collimated component to the in-scattering source of the diffuse component is: $\beta\Omega q_c(0)e^{-\beta x}/2\pi$, and it should be added in Eqs. (6) and (7).

Given the intensities, the net radiative flux is $q_R = \pi(i^+ - i^-)$, and the net radiative heat source per unit volume absorbed by the medium that is needed for Eq. (2) is given by the divergence of the radiative flux. Combining (6) and (7), the scattering terms are canceled out and we obtain:

$$-\frac{dq_R}{dx} = 2\pi\alpha_v(i^+(x) + i^-(x)) - 4\alpha_v\phi e_b(x) \quad (8)$$

When a collimated flux component is present, it should also be added in the Eq. (8).

Eqs. (6)–(9) refer to a gray medium. The treatment is extended to spectrally selective absorbers by defining two intensities in each direction i_{SW}^{\pm} , i_{LW}^{\pm} to represent two spectral bands, separated by wavelength λ_c . The set of radiative transport Eqs. (6) and (7) is applied separately in each of the two spectral bands, where the optical properties are different in each band. The emission term is divided to the spectral bands using the fractional emissive power function $F(\lambda T)$ and its complement $\bar{F}(\lambda T) = 1 - F(\lambda T)$. The net radiative heat source then includes the contributions of the two spectral bands:

$$-\frac{dq_R}{dx} = 2\pi\alpha_{v,SW}(i_{SW}^+(x) + i_{SW}^-(x)) + 2\pi\alpha_{v,LW}(i_{LW}^+(x) + i_{LW}^-(x)) - 4\phi e_b(x)(\alpha_{v,SW}F(\lambda_c T_s(x)) + \alpha_{v,LW}\bar{F}(\lambda_c T_s(x))) \quad (9)$$

2.2.3. S_4 approximation

The discrete ordinates (DO) method was implemented using a low-order S_4 formulation with 24 ordinates (Modest, 2003). Due to axial symmetry only four ordinates need to be solved, two directions in the forward hemisphere i_j^+ and two backward directions i_j^- , where $j = 1, 2$. The DO method should allow a better representation of the directional distribution of incident radiation and radiation within the participating media, compared to the two-flux method. The radiative transfer equations for the forward and backward directions are:

$$\frac{\mu_j}{\beta} \cdot \frac{di_j^+}{dx} = (1 - \Omega) \frac{\phi e_b(x)}{\pi} - i_j^+(x) + \frac{\Omega}{4\pi} \sum_{k=1}^{24} w_k [i_k^+(x) + i_k^-(x)] \Phi_{jk} \quad (10)$$

$$-\frac{\mu_j}{\beta} \cdot \frac{di_j^-}{dx} = (1 - \Omega) \frac{\phi e_b(x)}{\pi} - i_j^-(x) + \frac{\Omega}{4\pi} \sum_{k=1}^{24} w_k [i_k^+(x) + i_k^-(x)] \Phi_{jk} \quad (11)$$

μ_j is the polar angle cosine for ordinate j ($j = 1, 2$), and w_k is the quadrature weight of ordinate k ($k = 1, \dots, 24$) (Modest, 2003). Φ_{jk} is the scattering phase function evaluated from Eq. (5) between incident ordinate j and scattered ordinate k . The radiative heat source is:

$$-\frac{dq_R}{dx} = \sum_{j=1}^2 w_j \mu_j \left(\frac{di_j^+}{dx} - \frac{di_j^-}{dx} \right) \quad (12)$$

When solving for a non-gray medium in the two spectral bands, each ordinate direction corresponds to two intensities $i_{j,SW}^{\pm}$, $i_{j,LW}^{\pm}$. Eqs. (10) and (11) are duplicated for the two spectral bands, and the radiative heat source is then:

$$-\frac{dq_R}{dx} = \sum_{j=1}^2 w_j \mu_j \left[\frac{di_{j,SW}^+}{dx} + \frac{di_{j,LW}^+}{dx} - \frac{di_{j,SW}^-}{dx} - \frac{di_{j,LW}^-}{dx} \right] \quad (13)$$

2.2.4. P_1 model

This radiative model comes from the method of spherical harmonics, P_N , using the first two terms of the spherical harmonics series of the radiation intensity, $i^{(0)} = G$ (total incident radiation) and $i^{(1)} = q_R$ (radiative flux) (Modest, 2003). Although this method can be used with different scattering phase functions, we have used it here only with isotropic scattering. The closure condition for the P_1 model in this case leads to two differential equations:

$$\begin{cases} \frac{dq_R}{dx} = \alpha_v(4e_b(x) - G) \\ \frac{1}{3\beta} \frac{dG}{dx} = -q_R \end{cases} \quad (14)$$

This can be formulated as a single diffusion equation for the total incident radiation (direction-integrated intensity) G :

$$-\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{3\beta} \frac{dG}{dx} \right) = \alpha_v(4e_b(x) - G) = \alpha_v(4\sigma_{sb}T_s^4(x) - G) \quad (15)$$

After solving for the total incident radiation, the gradient of the radiative flux is computed using Eq. (14), leading to the radiative source term needed for the solid phase energy equation, Eq. (2).

As presented in section 2.2.2, if incident collimated radiation is present, it can be treated separately. The total irradiance is the sum of diffuse (scattered and emitted) and collimated contributions $G = G_d + G_c$, where the collimated irradiance is $G_c(x) = q_c(0)e^{-\beta x}$, and $q_c(0)$ is the collimated flux entering the medium. Eq. (15) then solves for the diffuse irradiance G_d .

2.2.5. Monte Carlo method

A Monte Carlo (MC) method (Delatorre et al., in press) was implemented for reference computations. The MC algorithm solves the integral expressions of the radiative source term and the radiative losses of the porous medium. The MC algorithm includes the intensity splitting technique and the importance sampling technique to sample

the incident and scattering directions. The optical path is randomly generated with a probability density function depending on the scattering coefficients. The absorption is accounted along this random path. Two MC algorithms were used to separate the contribution of the external conical solar source and the contribution of thermal emission inside the medium.

2.3. Boundary conditions

2.3.1. Front boundary $x = 0$

The front aperture of the absorber is modeled as a pseudo-surface that interacts with the radiation and with the bulk absorber behind it. The surface has a porosity ϕ and surface absorptance α , which are assumed to be the same as the properties inside the absorber. The solid fraction of the surface, $1 - \phi$, absorbs the radiation incident on it, leading to local heating at the surface. The aperture surface boundary condition is then a balance of radiation, conduction to the solid bulk absorber, and convection to the entering fluid:

$$\alpha q_{in} = \alpha \sigma T_s^4(0) - k_s \frac{dT_s}{dx} \Big|_0 + h_a \left(T_s(0) - \frac{T_f(0) + T_m}{2} \right) \quad (16)$$

The temperature of the fluid is taken as the average of the inlet state upstream of the absorber, and the point of entry into the absorber after exchanging heat with the front surface. The surface convection coefficient at the aperture h_a is based on the analysis in Wu et al. (2011) that provides the spatial variation of convection coefficient in the entrance region of a reticulated structure. The surface convection coefficient in the developed region is calculated from the volumetric coefficient, Eq. (3), and the specific surface area; the surface convection coefficient at the aperture is then set to 1.7 times the developed value, based on the same ratio found in Wu et al. (2011). The corresponding boundary condition for the fluid phase, representing the convection of heat from the front pseudo-surface before the fluid enters the bulk absorber, is:

$$\dot{m}C_p(T_f(0) - T_m) = (1 - \phi)h_a \left(T_s(0) - \frac{T_f(0) + T_m}{2} \right) \quad (17)$$

The simultaneous solution of (16) and (17) defines $T_s(0)$ and $T_f(0)$, where T_m is given as input. Due to the dependence of h_a on the temperature, this is solved iteratively. The radiation flux entering the bulk of the absorber, after a partial interception by the frontal area, is ϕq_{in} . The boundary condition for the two-flux approximation is then:

$$i^+(0) = \phi q_{in} / \pi \quad (18)$$

For the P_1 model, the inlet boundary condition taking into account the solar energy entering the medium after partial interception by the frontal area is:

$$-\frac{1}{3\beta} \frac{dG}{dx} \Big|_0 = \phi q_{in} - \frac{G(0)}{2} \quad (19)$$

$G(0)/2$ is the expression of the radiative losses towards the ambient, obtained when the Marshak boundary condition is used (Modest, 2003). For the S_4 approximation we apply at the aperture two radiative boundary conditions to define the two incident ordinates. The first is the incident heat flux:

$$\sum_{j=1}^2 \mu_j w'_j i_j^+(0) = \phi q_{in} \quad (20)$$

w'_j is the summed quadrature weight of ordinate j (Modest, 2003), taking into account the sum of all identical ordinates due to axial symmetry. The second boundary condition is based on the second moment of the incident radiation intensity:

$$\int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta_0} i_{in}(\theta) \cos^2 \theta \sin \theta d\theta d\varphi = \sum_{j=1}^2 \mu_j^2 w'_j i_j^+(0) \quad (21)$$

i_{in} is the intensity directional distribution created by the solar concentrator. In this work we assume that the incident radiation intensity is uniform within a cone of opening angle θ_0 , and zero outside this cone. The contribution of ambient diffuse radiation is ignored since in most cases it is negligible compared to the concentrated direct radiation incident flux.

$$i_{in}(\theta) = \begin{cases} \frac{q_{in}}{\pi s \theta_0^2}; & 0 \leq \theta \leq \theta_0 \\ 0; & \theta > \theta_0 \end{cases} \quad (22)$$

Lambertian incident radiation is obtained when $\theta_0 = \pi/2$, and collimated incident radiation corresponds to the limit $\theta_0 \rightarrow 0$.

2.3.2. Back boundary $x = L$

The back surface of the absorber at $x = L$ is also defined as a pseudo-surface that is partly solid, with a surface porosity that is assumed equal to the volumetric porosity ϕ . An empty space is provided behind the absorber to allow exit and collection of the hot fluid, enclosed with a back wall, as shown in Fig. 2. A radiative enclosure is defined between two parallel planes, where surfaces 1 and 2 are the solid and void parts of the back surface of the absorber, and 3 represents the back wall. In case of a more complex geometry of the fluid exit duct, the back wall is a virtual surface that represents the duct's effective radiative properties. Given the properties of the back wall, the radiative exchange in the enclosure can be solved, and the resulting net flux absorbed at the back wall is the energy loss from the back of the absorber to the environment. For example, if the back wall is perfectly reflective, then the loss at the back of the absorber is zero.

Consistent with the one-dimensional nature of the model, the sidewalls of the cavity are assumed to have negligible influence, and surfaces 1, 2 and 3 exchange radiation essentially as infinite parallel planes. The enclosure radiative problem follows the standard formulation (Modest,

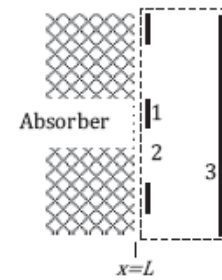


Fig. 2. The radiative problem at the end of the absorber: dashed line is the radiative enclosure; 1 solid absorber edge; 2 void; 3 back wall.

2003) for the incident and outgoing radiative fluxes (irradiance and radiosity) $q_{in,i}$, $q_{out,i}$ for each surface i ($i = 1, 2, 3$):

$$\begin{aligned} q_{out,i} &= \alpha_i \sigma T_i^4 + (1 - \alpha_i) q_{in,i} + q_{ext,i} \\ q_{in,i} &= \sum_{j=1}^3 F_{i-j} q_{out,j} \end{aligned} \quad (23)$$

α_i is the surface absorptance/emittance of surface i . Surface 1 has emittance equal to the absorber material's surface absorptance, and its temperature is $T_s(L)$. Surface 2 has emittance 1 (incident radiation is not reflected), and its temperature is set to zero, since there is no surface emission, only the specified external flux $q_{ext,2}$ that enters the enclosure from the absorber. The emittance and temperature of the back wall depend on the receiver design.

$q_{ext,i}$ is the external radiation flux that enters the enclosure through surface i . For the opaque surfaces 1 and 3 it is zero, and for the virtual surface 2 it is radiation flux entering from the bulk of the absorber. For the 2F method it is: $\pi i_1^+(L)/\phi$. For the discrete ordinate solution, the external flux is obtained from the intensities of the S_4 solution in the bulk absorber:

$$q_{ext,2} = \frac{[\mu_1 w'_1 i_1^+(L) + \mu_2 w'_2 i_2^+(L)]}{\phi} \quad (24)$$

The division by the porosity represents the difference in areas between the computational homogeneous medium domain inside of the absorber, and the real area where radiation can exit the back surface of the absorber. The view factors between the 3 surfaces are: $F_{1-3} = F_{2-3} = 1$; $F_{3-1} = 1 - \phi$; $F_{3-2} = \phi$; all other view factors are zero. Given a full set of boundary conditions, the enclosure problem can be solved numerically or analytically to find the incident and outgoing fluxes on all surfaces.

The net flux that is lost via the back wall is $-q_{net,3} = q_{in,3} - q_{out,3}$. The boundary condition for the solid phase of the edge of the absorber, considering conduction through the solid absorber, convection at the edge surface, and radiative exchange with the back enclosure, is then:

$$\left. -k_s \frac{dT_s}{dx} \right|_L = q_{net,1} + h_b \left(T_s(L) - \frac{T_f(L) + T_{ex}}{2} \right) = 0 \quad (25)$$

The convection coefficient at the back surface h_b is taken from (Fu et al., 1998). The fluid exit temperature T_{ex} is calculated from an energy balance on the exiting fluid:

$$\dot{m}C_p(T_{ex} - T_f(L)) = (1 - \phi)h_b\left(T_s(L) - \frac{T_f(L) + T_{ex}}{2}\right) \quad (26)$$

The boundary condition for the backwards intensity (2F model) or the two negative intensities (S_4 model) in the bulk absorber is derived from the net flux of surface 2, under the assumption that radiation on all surfaces in the enclosure is diffuse:

$$\bar{i}_1(L) = \bar{i}_2(L) = \phi \frac{q_{in,2}}{\pi} \quad (27)$$

2.4. Absorber performance

The set of differential equations and boundary conditions was solved using MATLAB. After the solution is obtained, the absorber efficiency can be calculated as the thermal power per unit area imparted to the fluid, divided by the incident flux:

$$\eta = \dot{m} \int_{T_{in}}^{T_{ex}} C_p(T) dT / q_{in} \quad (28)$$

The different losses can be derived separately from the solution. When the back surface of the absorber is assumed to be a perfectly reflector, there are no losses at the back surface. The losses related to the front pseudo-surface include reflection and thermal emission:

$$(1 - \phi)[(1 - \alpha_a)q_{in} + \alpha_a \sigma T_s^4(0)] \quad (29)$$

The loss by back scattering and emission from the bulk of the absorber is $\pi \bar{i}^-(0)$ for the two-flux solution, and the corresponding expression for the S_4 solution is:

$$\sum_{j=1}^2 \mu_j w'_j \bar{i}_j^-(0) \quad (30)$$

It is possible to separate the two contributions by repeating the simulation with a cold medium ($T_s(x) \approx 0$ K), a case that produces only back scattering loss. This can be subtracted from the full result of Eq. (30) to obtain the bulk emission loss.

2.5. Validation

A major uncertainty in the model is the use of the very simple approximations to represent the radiative transport in the absorber. The validity of these approximations was tested by comparison to the MC simulation. Two numerical validation cases (Table 1) were chosen to compare the accuracy of the radiative transfer methods: the first one is a cold medium (only radiative transport is solved, and the problem is decoupled from the convective energy balance) with a single scattering albedo of 0.9, and isotropic

scattering. The second case is a hot medium with realistic radiative properties of ceramic foam volumetric absorbers, where fully coupled simulations are run with the MC and DO radiative solution. The directional extent of the incident radiation for both MC and DO simulations was defined a cone with opening half-angle of 45° . The two-flux approximation was computed using the two extreme cases of collimated and diffused incident radiation, and the P_1 model used only collimated incident light.

Fig. 3 shows the total irradiance inside the 1-D absorber for the cold medium case, using the different radiative transfer methods and corresponding incidence. The MC simulations needed 10^6 bundles of rays to compute the incident radiation and the boundary fluxes due to the solar source, whereas 5×10^4 bundles were needed to compute the radiation and the boundary fluxes due to the medium thermal emission. These numbers of bundles were used to obtain a standard deviation associated to the MC estimate lower than 0.2%. The maximum relative error for the DO (S_4) is 5.1% compared to the MC results. The small discrepancies in the irradiance profile should be due to the limited number of directions used with the S_4 . The 2F approximation with a diffuse incident flux overestimates the irradiance at the entrance, whereas both the 2F and P_1 models underestimate the irradiance when a collimated source is considered. Indeed, the P_1 and 2F methods are not able

Table 1
Absorber properties for cold and hot validation cases.

	Cold simulation	Hot simulation
Absorptance	0.097	0.90
Absorption coefficient (m^{-1})	15	108 (Eq. (4))
Scattering coefficient (m^{-1})	140	12 (Eq. (4))
Scattering phase function	Isotropic	Eq. (5)
Thermal conductivity ($W m^{-1} K^{-1}$)	–	1.0
Mass flow per unit area ($kg s^{-1} m^{-2}$)	–	0.65
Porosity	0.90	0.90
Mean cell size (mm)	4	4
Incoming solar power ($kW m^{-2}$)	800	800

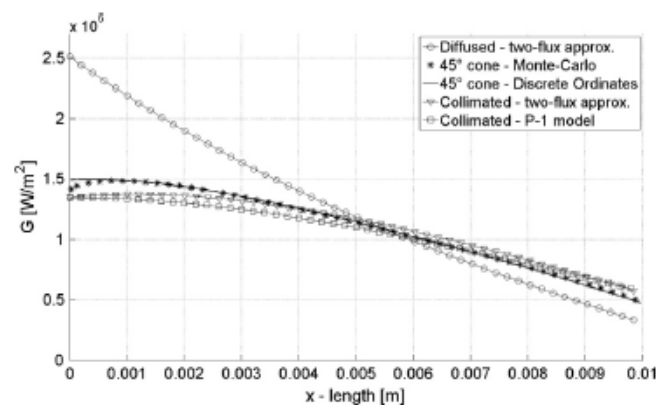


Fig. 3. Cold medium case- comparison of Monte-Carlo, Discrete Ordinates S_4 , Two-flux approximation and P_1 model total irradiance for a highly scattering cold medium.

to handle the conical incidence, and forcing a diffuse or collimated incidence leads to significant differences. Based on this first numerical test, we choose the S_4 as the best method to model the radiative transfer inside volumetric absorbers, and the second numerical comparison will focus on S_4 and MC.

Fig. 4 presents the radiative source terms and the temperature fields inside the absorber obtained for the “hot” validation case after convergence of the coupled absorber model using either S_4 or MC. Small discrepancies on the radiative source term are observed with a relative global error of 0.82%. Those differences are due to the inlet boundary condition. In the case of the Monte-Carlo, all the flux is in a 45° cone leading to a deeper penetration inside the absorber (higher radiative source term inside the absorber). Concerning the Discrete Ordinates, the flux is spread on the two positive intensities, meaning that there is flux inside the whole positive hemisphere (not only a cone). Thus, the radiative source term is slightly lower.

The solid and fluid temperature fields, Fig. 4(b), present a maximum temperature difference of 13 K for the solid. Similarly, a negligible difference of 0.2% is found for the solar-to-thermal efficiency, due to the difference in fluid temperature at the outlet (around 8 K).

A comparison between the computing time of the S_4 and MC was done. The convergence of the fully coupled absorber simulation needs almost 6 h with a parallelized MC (8 processors), equivalent to about 170,120 s for one processor. For the same simulation but solving the radiative heat transfer with the S_4 method, the full convergence is obtained in less than 12 s with 1 processor. The use of S_4 leads then to a time reduction factor of more than fourteen thousands (about 14,200). Consequently, we conclude that the S_4 approximation is very efficient in computation time, and accurate enough to describe the behavior of radiative transfers inside a volumetric absorber. Therefore, its use is confirmed for the remainder of the study.

3. Results

3.1. Parametric study setup

A set of absorber data was selected as the baseline for the investigation of volumetric absorber performance, as shown in Table 2. This corresponds to an open receiver made of SiC foam, where air enters at atmospheric pressure and ambient temperature, and the incident radiation is produced with a high quality heliostat field with little or no secondary concentration. The mass flow rate was selected based on the estimate that if the absorber efficiency would be around 90% under the given incident flux, then the air exit temperature would be about 1000 °C.

All of the absorber geometric, optical and thermal properties are set to a uniform value across the absorber. The possibility of graded properties (changing over the depth of the absorber) was not considered in the scope of the current work, but it should be investigated as another possible means to influence the absorber performance. A preliminary study was done for the thermal conductivity using temperature-dependent conductivity of a SiC absorber vs. a constant average value, showing that the average value is a good approximation. The surface emittance of the front surface is the same as the bulk material. The reflectance of the back wall of the receiver is 1, indicating that there is no radiative energy loss at the back of the absorber.

Table 2
Volumetric absorber data common to all cases.

Incident flux	800 kW m ⁻²
Air inlet temperature	300 K
Air inlet pressure	10 ⁵ Pa
Mass flow rate per unit area	0.65 kg s ⁻¹ m ⁻²
Absorber thickness	0.020 m
Absorber thermal conductivity	40 W K ⁻¹ m ⁻¹
Absorber surface emittance (gray)	0.9

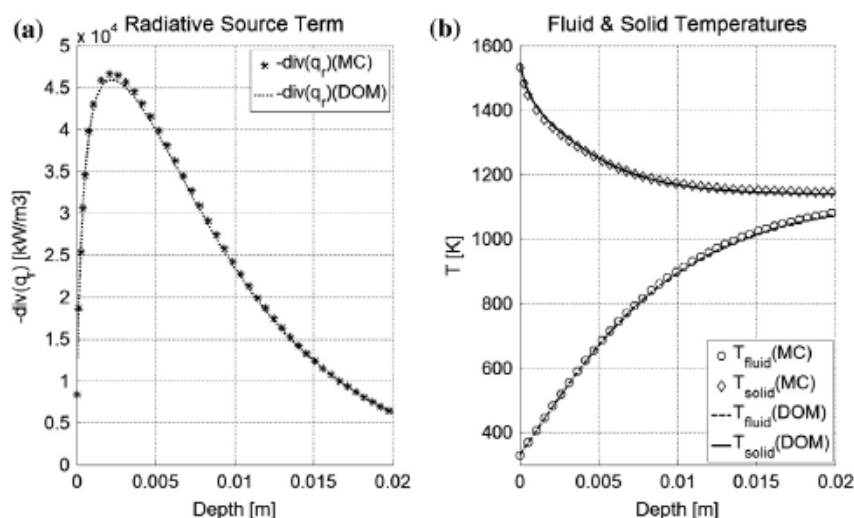


Fig. 4. Comparison of the “hot” case with the Discrete Ordinates (S_4 approximation) and the Monte-Carlo simulations, (a) Radiative source term, and (b) temperatures profiles.

3.2. Effect of geometric parameters

The impact of porosity and pore size on the absorber performance have been studied previously. For example, higher porosity and smaller pore size seem to improve performance (Wu et al., 2011); however, that analysis lacked a realistic front boundary condition, and relied on a less accurate radiative model, as discussed above. Applying the present model over a range of porosity and pore size values leads to the efficiency results shown in Fig. 5(a). The highest efficiency is found with higher porosity and higher, not lower, pore size. The efficiency is quite low, 0.76 or less over the entire range shown. The temperature distribution over the absorber for the best case ($d = 4$ mm, $\phi = 0.9$), Fig. 5(b), shows that the absorber temperature at the front surface is higher than the air exit temperature, and much higher than the local air temperature near the inlet, hence no volumetric effect is present. The losses are dominated by the high absorber temperature, and include thermal emission from the interior of the absorber (17.2%), and from the solid part of front surface (2.1%).

The poor performance of the absorber can be explained by the fact that the front layers of the absorber have the highest volumetric heat source due to absorption of the incident radiation, both inside the bulk of the absorber, and the localized absorption at the front surface. The mechanism for heat removal—convection to the air, and conduction deeper into the absorber, are insufficient to maintain a lower temperature. The thermal balance is achieved when the absorber temperature is high enough to remove all absorbed radiation by emission and convection. It is clear then that in order to achieve a volumetric behavior and higher efficiency, it is necessary to increase the alternative heat removal mechanisms. The thermal conductivity is already very high for a ceramic material (SiC is one of the best materials for heat conduction). Therefore, it is necessary to significantly enhance convective heat transfer within the absorber.

3.3. Effect of local convection

The means to enhance the convective heat transfer may include for example geometric changes of the pore structure, and modifications of the surface roughness within the pores. It is likely that such changes are difficult to achieve with existing methods of producing ceramic foams, and may require the development of new fabrication technologies. The current study does not address the fabrication methods, but rather investigates what improvement of volumetric absorber performance may be expected, if the volumetric convection coefficient could be increased by a given factor.

Fig. 6(a) shows the improvement in absorber efficiency when the volumetric convection coefficient calculated from Eq. (3) is multiplied by a factor between $2\times$ and $5\times$. Doubling the convection leads to a significant increase in efficiency from 0.76 to 0.83, while enhancement by a factor of 5 reaches efficiency of 0.86. Also shown are a significant decrease in the front surface absorber temperature $T_s(0)$, and an increase in the air exit temperature $T_f(L)$, due to the enhancement of convective transport. Fig. 6(b) shows the solid absorber temperature profiles $T_s(x)$ for the different values of the convection enhancement factor. For the higher values, a significant volumetric effect can be observed, corresponding to the significantly higher efficiency. The fluid temperature profiles (not shown) do not exhibit a qualitative change, and the fluid temperature increases monotonically in all cases. However, the rate of fluid temperature increase is higher, and the fluid exit temperature is higher, when convection is increased. This corresponds to the higher absorber efficiency as shown in Fig. 6(a).

It is interesting also to note that in the cases with a volumetric effect, the absorber temperature does not increase monotonically, and a small region near $x = 0$ shows higher temperature than further inside. This is a result of the localized absorption at the front surface, as expressed in the boundary condition of Eq. (16). This local effect is relatively small in Fig. 6(b) due to the high porosity (low solid

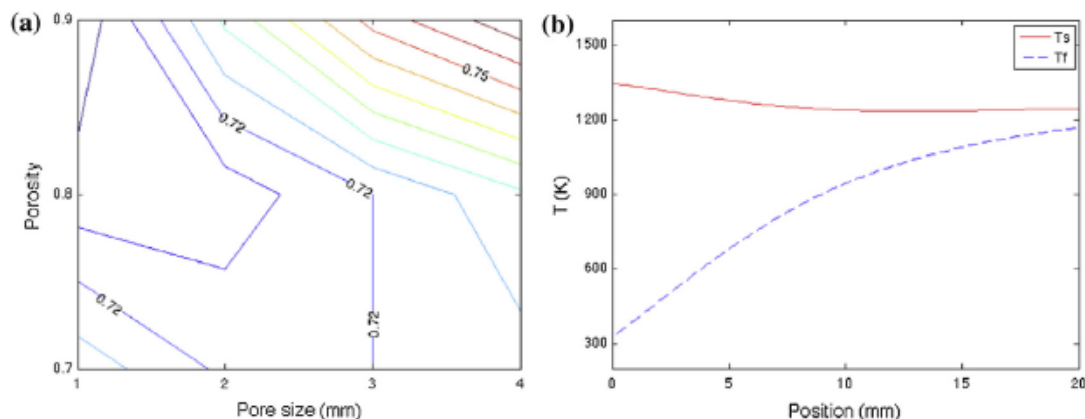


Fig. 5. (a) Absorber efficiency vs. porosity and pore size; (b) temperature distribution for the case $d = 4$ mm, $\phi = 0.9$. Other parameters values in Table 2.

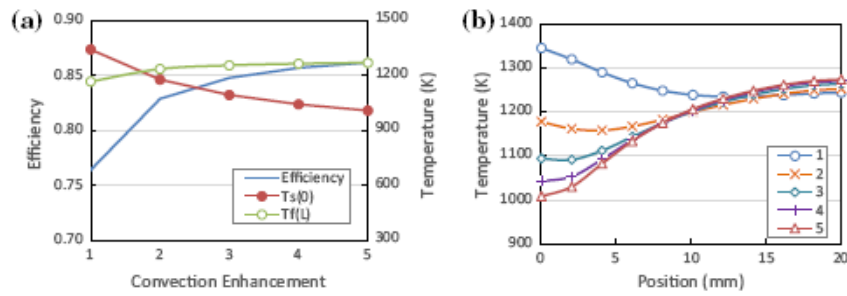


Fig. 6. (a) Effect of convection enhancement on the absorber efficiency and temperatures, for the case $d = 4$ mm, $\phi = 0.9$, and other parameter values from Table 2; (b) absorber temperature distributions $T_s(x)$ for different levels of convection enhancement.

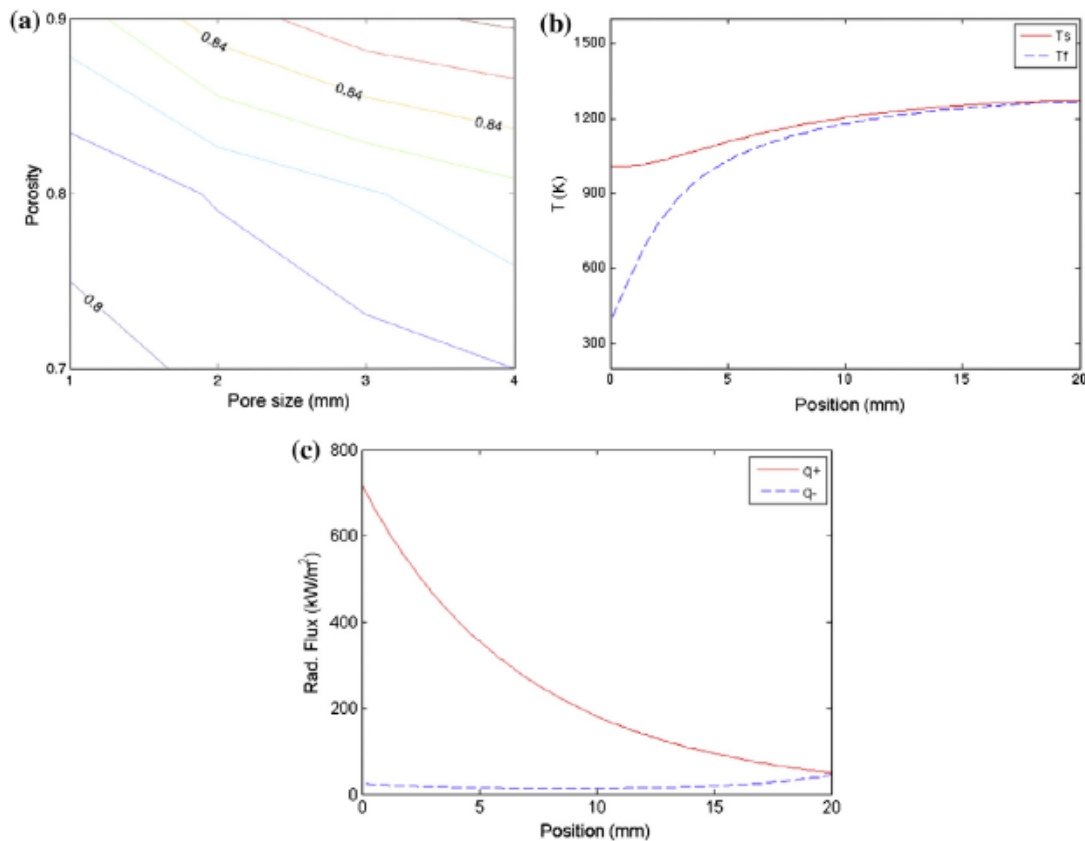


Fig. 7. (a) Absorber efficiency vs. porosity and pore size with $5\times$ enhancement of the convection coefficient, other parameter values are from Table 2; (b) temperature distribution for $d = 4$ mm, $\phi = 0.9$; (c) forward and backward solar radiative flux.

fraction) in this case. For cases with lower porosity, this local ‘hot spot’ at the front is more significant.

Fig. 7(a) shows the dependence of absorber efficiency on porosity and pore size in the case where the convective heat transfer is enhanced by $5\times$. The highest efficiency of 0.86 is achieved with higher porosity and larger pore size. Fig. 7(b) shows the temperature distribution across the absorber for the best case with $d = 4$ mm, $\phi = 0.9$, with a distinct volumetric effect ($T_s(0)$ lower than $T_f(L)$) by 261 K. The distribution of the forward and backward radiative flux, as seen in Fig. 7(c), indicates that most of the incident solar radiation is absorbed in the bulk of the absorber and only a small fraction reaches the back end of the absorber. Therefore the thickness of the absorber seems adequate.

The back scattering loss that includes both the reflection from the front surface and radiation that is back reflected from the depth of the absorber is only 3.1% of the incident flux. The dominant loss by emission from the bulk of the absorber is reduced to 9.1%, compared to 17.2% in the case of unenhanced convection.

3.4. Effect of thermal conductivity

When a volumetric temperature profile is established, high thermal conductivity enables the undesirable transport of heat by conduction from the back of the absorber towards the front. This diminishes the temperature gradient and can be detrimental to the absorber performance.

A hypothetical case is considered here where the thermal conductivity of the absorber material is set to $k_s = 1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, typical of metal oxide materials, but assuming that the high optical absorptance remains unchanged, which is not typical for common oxides. Fig. 8(a) shows the dependence of absorber efficiency on porosity and pore size for the case showed in Fig. 7(a) but with the low absorber thermal conductivity. The highest efficiency rises to 0.88 due to this change, since the low absorber thermal conductivity permits a steeper temperature gradient along the depth of the absorber, increasing the volumetric effect: $T_s(0)$ is lower than $T_f(L)$ by 360 K. Fig. 8(b) shows this stronger volumetric effect, in comparison to Fig. 7(b), achieved due to the lower thermal conductivity of the solid absorber. The gain in efficiency is about 2%, which is not dramatic but still a significant improvement compared to the higher thermal conductivity case.

The local heating effect of the front surface is more pronounced in the case of low thermal conductivity, since heat removal from the front surface by conduction is also reduced, and the front surface temperature is increased until convection and radiation can remove the excess heat absorbed at the front surface. In fact, if the thermal conductivity is reduced even further, this local high temperature can negate the improved volumetric effect and increase the emission loss. This is shown in Fig. 8(c), where conductivity below about 3 W/m K causes an increase the

front temperature, and below about 1 W/m K the efficiency shows a slight decrease. This indicates an optimum in the thermal conductivity property, but around this optimum, for 3 W/m K and lower, the variation in efficiency is small.

It is important to note that the effect of low thermal conductivity is helpful in gaining higher efficiency by increasing the volumetric effect, but only when a volumetric effect exists to begin with. Fig. 8(c) shows the impact of low thermal conductivity when no enhancement of convection is present, and therefore no volumetric effect exists. The efficiencies decrease significantly in comparison to Fig. 5, since the low convection along with low solid thermal conductivity result in higher, rather than lower, absorber temperatures at the aperture leading to higher emission loss.

3.5. The effect of spectral selectivity

Spectral selectivity is usually not considered at elevated temperatures, due to the increasing overlap between the solar spectrum and the emission spectrum. Nevertheless, we investigate here this possibility and evaluate its possible impact on the volumetric absorber performance. The simulation of the best case ($d = 4 \text{ mm}$, $\phi = 0.9$, $k_s = 1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, other parameters from Table 2) was repeated for several IR emittance values with a constant absorptance of 0.9. The case an ideal selective absorber with surface emittance of 1 for $\lambda < \lambda_c$ and 0 for $\lambda > \lambda_c$ was also

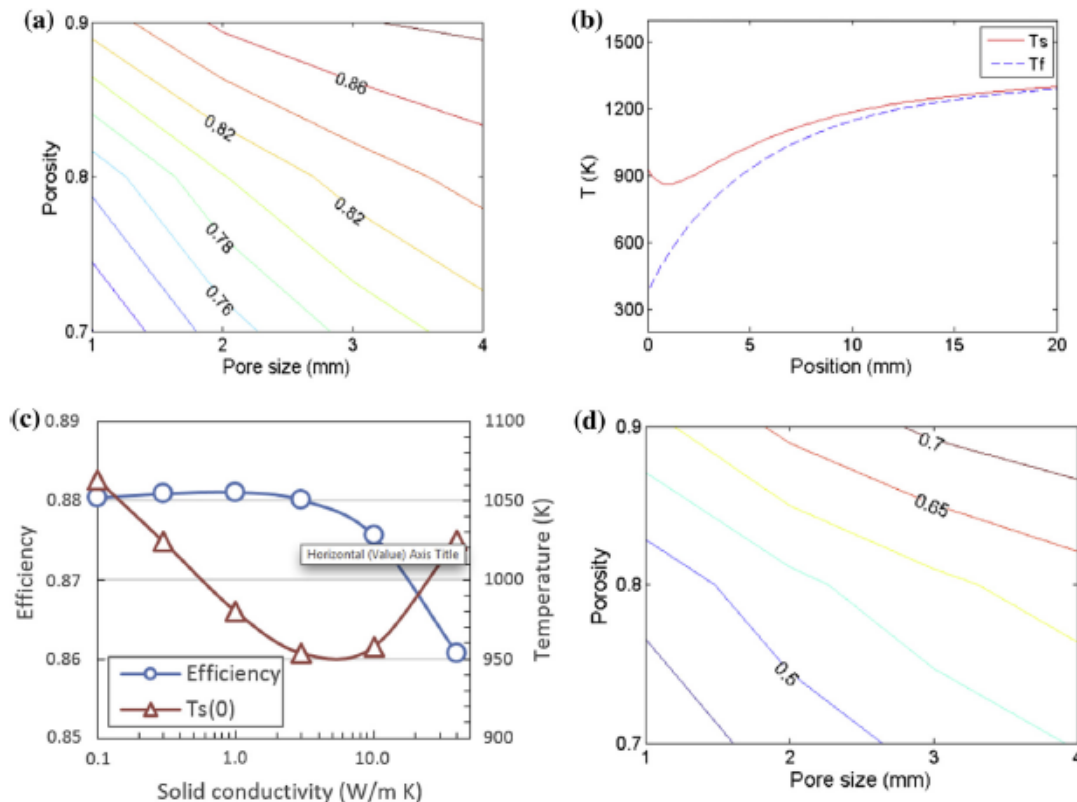


Fig. 8. (a) Absorber efficiency vs. porosity and pore size with absorber thermal conductivity of $1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ and $5\times$ enhancement of the convection coefficient; (b) temperature distribution for $d = 4 \text{ mm}$, $\phi = 0.9$; (c) efficiency and front solid temperature $T_s(0)$ vs. solid thermal conductivity k_s , for $d = 4 \text{ mm}$, $\phi = 0.9$ and $5\times$ convection enhancement; (d) absorber efficiency vs. porosity and pore size for $k_s = 1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ with no enhancement of convection.

included as a theoretical upper limit. The cutoff wavelength λ_c was determined for each case by optimization to yield maximal efficiency.

Fig. 9(a) shows the dependence of the efficiency on IR emittance. The case of an ideal selective absorber together with $5\times$ convection enhancement yields a very high efficiency of 0.97 under the current conditions (given incident radiation flux and air flow rate). For non-ideal spectral selectivity, the improvement from gray (emittance 0.9) to strongly selective (emittance 0.1) increases the absorber efficiency by about 4% to a value of 91%. These results indicate that there is no strict theoretical upper limit on volumetric absorber efficiency; if the materials and means can be found to achieve spectral selectivity and enhanced convection, then the absorber efficiency should reach close to 1.

The temperature distribution for this ideal selective case, Fig. 9(b), shows a good volumetric effect similar to the non-selective case shown in Fig. 8(b). The addition of ideal selectivity then does not change much the nature of the temperature profile, but it does reduce the amount of radiation emitted and lost from the absorber, and the resulting efficiency is then higher.

The case with low thermal conductivity and no convection enhancement was also simulated for several IR emittance values, and the results are also shown in Fig. 9(a). The solid absorber temperatures are much higher, and absorber efficiency is lower, close to the range measured in actual experiments. In spite of the higher temperatures, it is found that spectral selectivity is quite effective. Changing from gray (emittance 0.9) to strongly selective (emittance 0.1) increases the absorber efficiency by 4.3% to a value of 78%, and ideal selectivity in this case yields efficiency of 83.8%. The cutoff wavelength λ_c that is needed in this case shifts to lower values, due to the shift of the emission spectrum to shorter wavelengths at higher temperatures. For example, in the ideal selectivity case, a value of $2.01\ \mu\text{m}$ is needed when no convection enhancement is present, while $2.65\ \mu\text{m}$ is the best value for the same case but with increased convection and lower absorber temperatures.

Finally, it is important to note that real materials with good spectral selectivity at high temperature are not easy to find. Materials are available with high absorbance in

the solar spectrum, but their emittance at longer wavelengths will usually be similar, or only somewhat lower. Therefore achieving the full benefit of spectral selectivity will be difficult in practice.

3.6. The effect of front surface absorption

The absorption of radiation at the aperture surface has been largely ignored in past research. In one case it has been discussed but then neglected (Pitz-Paal et al., 1997) with the reasoning that for high porosity ceramic foams the effect of front surface absorption is small and unimportant. In this study we apply a full energy balance at the front surface as described in Eq. (16), and compare the results to the case where this local heat source is neglected as done in the past. Fig. 10 presents this comparison for two cases with low and high convection. In both cases, a local rise in temperature can be observed near the aperture, caused by the absorption of radiation at the aperture. The local temperature rise is about $110\ ^\circ\text{C}$ in (a) and $100\ ^\circ\text{C}$ in (b). This is a substantial difference in behavior that should not be neglected. The impact on absorber efficiency is small but not negligible: for the case shown in Fig. 10(a), the efficiency declines by 2.2% when adding the front surface absorption. For the case shown in Fig. 10(b), the decline is by 0.8%, since the temperatures and the related emission losses are smaller. It should be noted that the model used here is not highly accurate but an approximation, compressing the energy transport effects of the front layer (with depth of possibly one or two pore diameters) into a virtual boundary surface of zero depth. Nevertheless, the results shown here indicate that these boundary effects are important and should be represented in modeling and analysis of the absorber.

In addition to the significance of absorber efficiency, one of the few performance characteristics of the absorber that can be acquired during operation is emitted IR radiation exiting from the front surface, which can be measured remotely with an IR camera. When comparing this measurement to simulation, a correct representation of the front boundary condition is essential. The full solution of the front side boundary condition does not involve a significant additional computational effort, and there is

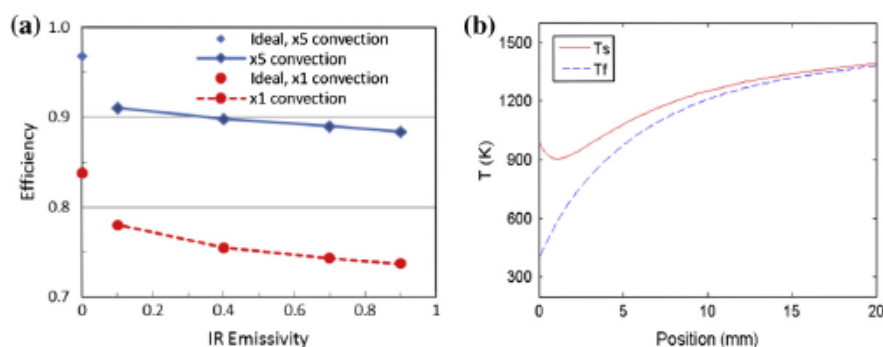


Fig. 9. (a) Efficiency as a function of the IR emittance; (b) temperature distribution for the case of an ideal selective absorber with $5\times$ enhanced convection.

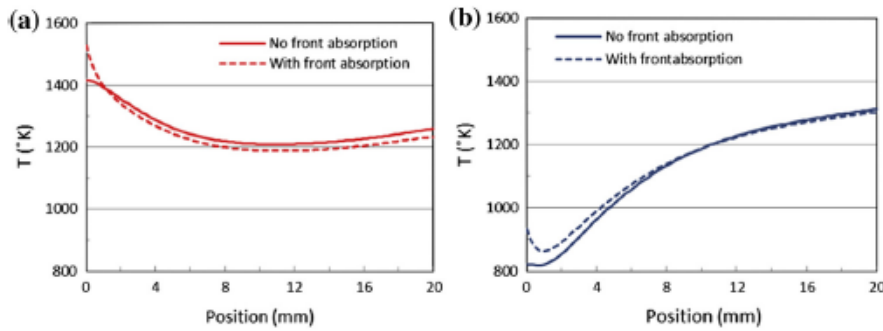


Fig. 10. (a) Solid absorber temperature distribution for the case $d = 4$ mm, $\phi = 0.9$, $k_s = 1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ and no convection enhancement, (b) with $5\times$ enhancement of convection.

no reason to neglect this effect. Note that the cases shown in Fig. 10 are of high porosity; in cases with lower porosity, more radiation will be absorbed at the front surface, and the local temperature rise at the front region will be higher.

3.7. The effect of back losses

For the cases shown above we applied an ideal boundary condition at the back wall, a perfect reflector and insulator that implies no loss of energy through the back wall. The general boundary condition in Section 2.3 allows estimating the loss associated with the back wall, if the wall properties are known. When considering real materials and geometry in a receiver where the hot air needs to be collected by an exit duct, some thermal losses are inevitable and should be taken into consideration. We estimated the magnitude of this loss by repeating the cases shown in Fig. 10 with the back wall defined as a gray surface with reflectance of 0.5 (representative of typical ceramic insulation), and temperature equal to the air outlet temperature (assuming high convective heat transfer between the exiting air and the back wall).

The loss due to the non-ideal back wall was in 3.4% for the case with no convection enhancement, and 0.8% in the case of $5\times$ convection enhancement. The difference is due to the higher absorber temperatures that occur in the case of low convection, which lead to a higher radiation flux reaching the back wall, together with a lower air exit temperature. Losses of the order of 1% or higher are significant, and therefore the back loss should be taken into account in future analyses. The analysis should be based on a better definition of the exit duct and the representative temperature of the back wall, which has a significant impact on the magnitude of the back loss.

4. Discussion

The relatively simple model presented here can be used for fast simulation, parametric study, and optimization of the absorber performance. It models the major effects and physical mechanisms that influence the absorber performance, and therefore it can be expected to represent well the impact of changing design parameters. Using this

model we have explored the absorber design parameter space and identified some interesting trends, which can serve as guidelines for future theoretical and experimental work. Clearly there is an additional range of phenomena that are created due to lateral variations in illumination and mass flux and by lateral boundary conditions; the one-dimensional model does not attempt to represent these effects, and they need a separate and more complex treatment.

A challenging aspect of the model is the use of effective medium properties, and in particular the volumetric convection coefficient. Existing knowledge and available correlations, based on both experimental data and detailed flow simulations, are inconsistent and contradictory as demonstrated in Appendix A. A further effort is needed to derive a consistent and reliable model of convective heat transfer through ceramic foams, which will address all relevant parameters (porosity, pore size, sample thickness), and provide valid results over a wide range of operational conditions. An effort in this direction was done (Kamiuto and Yee, 2005) but, as discussed in Appendix A, it is incomplete due to the neglect of the sample thickness length scale.

The effects of the boundary conditions, front and back surface, was considered in detail in contrast to previous studies that tended to idealize these conditions. We found that both boundary conditions have a significant effect, modifying the local temperature distribution near the surface, and contributing a loss that impacts the overall absorber performance. The energy balance at these boundaries should then be represented in detail.

The starting point for the study was the disappointing performance of current volumetric absorbers, which is much lower than the initial promise of the concept. The parametric study of absorber performance has revealed several insights that can be used to improve volumetric absorber designs. The absorber geometry has shown preference to higher porosity and larger pore size. The impact of both parameters is to reduce the rate of absorption of radiation, and spread the absorption process over a thicker layer of the absorber. This creates a larger volume where convective heat transfer takes place, and allows a gradual increase in temperature from the front towards the back of the absorber. However, geometric optimization is not

sufficient to achieve high efficiency, and the best configuration shown here resulted in absorber efficiency around 76%. Manipulation of two additional properties is needed: a significant enhancement of convective heat transfer compared to the values that are naturally found in ceramic foams, and a reduction of thermal conductivity compared to the common materials currently used in absorbers. Assuming optimistic values for these two additional parameters, absorber efficiency of up to 88% was predicted, a significant improvement compared to the previous values, and close to the desired range of a high performance volumetric absorber. For the convection coefficient, improvement seems monotonic with no optimum point, although an asymptotic upper limit may exist. For the thermal conductivity there is an optimal value (about 1 W/m K for the case investigated here), created by the balance of the bulk volumetric effect vs. the effect of absorption at the front boundary.

Another major improvement in performance can theoretically be achieved with spectral selectivity. This is surprising since common wisdom claims that spectral selectivity should be effective only at moderate temperatures, and not for an absorber at temperatures around 1000 °C or much higher. The model showed that ideal spectral selectivity can bring the volumetric absorber efficiency very close to unity, and non-ideal spectral selectivity was predicted to provide up to 4% increase in efficiency relative to a gray absorber. Nevertheless, this effect is quite difficult to obtain with existing real materials. Further study and development is required in order to identify a material that can present this type of behavior.

A significant increase in convective heat transfer as proposed here is challenging, and will require a careful optimization of the pore-level structure of the absorber. This cannot be done with traditional methods of fabrication of ceramic foams, and will require innovative methods such as additive manufacturing. Some encouragement can be derived from the wide scatter of experimental data for convection coefficient: while the selected correlation in the current model was chosen to provide a conservative typical value, it seems that in some experiment the measured values were significantly higher, sometime by a factor of 2 or more. The conclusion is that some geometric structures provide strongly enhanced convection, due to differences that we cannot yet identify clearly, but should be amenable to careful future study. For example, for a pore diameter of 1 mm and $Re = 17$ (Fig. 11(a) of Appendix A), the volumetric Nu number is 1.73 according to the correlation provided by Fu, but 5.52 following the Kamiuto correlation. The media tested by Fu included YZA, SiC, Mullite and Cordierite, while the media considered by Kamiuto included Cordierite-Aluminite, Nickel, Alumina, Cordierite and Mullite.

The requirement of low thermal conductivity is needed in order to maintain the high temperature gradient implied by the volumetric effect, and avoid a high conductive heat flux towards the front of the absorber. This property can be

achieved in principle using oxide ceramics, but these materials are usually not dark enough to serve as radiation absorbers. It is therefore necessary to develop new materials, combining low thermal conductivity, high absorptance of sunlight, as well as the other requirements usually applied to volumetric absorbers: resistance to high temperatures and thermal shock, mechanical stability, etc.

In all cases considered here the calculated pressure drop was less than 1 mbar, which is very small. Therefore fan work does not constitute a significant loss, and detailed pressure loss results were not reported here. This range of very low pressure drop is consistent with experimental evidence in volumetric absorbers. It should also be noted that following the conclusions of this work, preference should be given to larger pores, which leads to lower pressure drop across the absorber.

Variations in more than one dimension were intentionally omitted from the current model, in order to simplify and permit fast computation. However, in real solar concentrator systems the incident radiation flux, the temperatures, and the local air velocity are likely to have a non-uniform lateral distribution. In particular, the flow into the absorber will not be uniform as well, and in some cases this might lead to thermally induced flow instability (Kribus et al., 1996). The lateral non-uniformity of the temperature can increase the overall emission loss (Pitz-Paal et al., 1997). High thermal conductivity of the absorber mitigates this effect, in contrast to its detrimental effect on the volumetric temperature gradient into the absorber. An interesting possibility would be then to consider an absorber with anisotropic thermal conductivity in order to balance these contradicting effects. Additional effects not treated here include losses through sidewalls, and any asymmetric effects due to presence of flow inlets, etc. These effects must be analyzed using a more sophisticated model with two- or three-dimensional capabilities.

The study presented here was based on one typical case in terms of incident radiation flux, air flow rate, and air inlet temperature. Other cases with different boundary conditions will lead to a different range of absorber efficiency, but it is expected that the major trends identified here should also apply in these cases. This conjecture should be of course validated by repeating a similar study with different sets of boundary conditions. A more fundamental need for validation is the comparison of the model predictions vs. Experimental results, which is currently underway by the authors.

5. Conclusions

The overall conclusion from this parametric study is that volumetric absorbers that were constructed and tested to date have performed far below the desired level of efficiency, not due to some fundamental barrier that defines an upper limit on performance, but because their geometry and materials have not been properly optimized for maximum efficiency. In the past, commercially available ceramic

foams have been used as volumetric absorbers, offering a limited range of features and materials that are not optimal for the application. It is then necessary to develop ceramic porous structures that are tailored to the application in terms of both geometric features and material properties. This will require a significant effort and poses major challenges in identification and synthesis of new materials, detailed optimization of absorber structure to achieve the ambitious performance goals, and development of new fabrications methods to achieve the desired new structures. Overcoming these challenges is essential in order to realize the promise of high-temperature, high-efficiency solar thermal plants. The analysis and parametric study, as presented here, can provide the guidelines and goals of such development, and help in achieving a significant improvement in volumetric absorber efficiency.

Acknowledgements

This work was supported by a grant from the Ministry of Science and Technology, Israel, and by the Ministry of Foreign Affairs and the Ministry of National Education and Research, France. Additional support was provided by the French “Investments for the future” programme managed by the National Agency for Research under contract ANR-10-LABX-22-01.

Appendix A. Correlations for effective volumetric properties

Modeling of the porous absorber as a continuous homogeneous medium requires the definition of several averaged volumetric properties. Two of these properties pose a certain challenge since several conflicting correlations have been proposed in the literature to represent them. It should be noted that the averaged properties depend on the material properties and on details of the pore geometry, and it is often hard to generalize due to the wide range of foams, and the difficulty in foams testing. The purpose of this section is to review available models and to evaluate the sensitivity of the model predictions to the uncertainty in the foam averaged properties. The analysis refers to the volumetric heat transfer coefficient used in Eqs. (1) and (2), and the extinction coefficient used in Eq. (4).

A.1. Volumetric convection coefficient

The volumetric convection coefficient in ceramic foams was subject to many studies that produced different correlations, but did not agree even on the identification of the characteristic length scales to be used in the correlations. Various scales were used, including: a formal pore diameter based on manufacturer’s specification, $d = 1/PPC$; a ‘passage’ diameter that includes the porosity, $d_m = \sqrt{4\phi/\pi}/PPC$ (Fu et al., 1998); and an effective strut diameter $D_s = d \cdot 2w/\sqrt{\pi}$ where $w = 0.5 + \cos[\frac{1}{3}\arccos(2\phi - 1) + 4\pi/3]$ (Kamiuto and Yee, 2005). Additional proposed

length scales include an effective hydraulic diameter derived from the specific surface, and another derived from the permeability. In addition, a second length scale is the sample thickness, which some authors have ignored, but others have shown to be significant (Fu et al., 1998) Younis and Viskanta, 1993a. Some of the correlations include the porosity explicitly, others include it via its influence on the length scale, and some correlations are completely independent on porosity. In the following we will use the pore size d as the characteristic length for the definition of the dimensionless numbers Re and Nu_v , unless otherwise specified.

Experimental work on alumina foams has led to the following correlation (Younis and Viskanta, 1993b):

$$Nu_v = 0.137 \left[1 + 33.73 \left(\frac{d}{L} \right) \right] Re^{0.472[1+4.957(\frac{\phi}{\pi})]} \quad (31)$$

This was based on measurements in the range $11.9 \leq Re \leq 798.1$ and $0.034 \leq d/L \leq 0.169$. The porosity was 0.875. The maximum deviation of the data from the fit was 14.3%. The same authors proposed a different correlation for a second type of alumina foam (Younis and Viskanta, 1993a):

$$Nu_v = 0.819 \left[1 - 7.33 \left(\frac{d}{L} \right) \right] Re^{0.38[1+15.5(\frac{\phi}{\pi})]} \quad (32)$$

This was proposed for $5.1 \leq Re \leq 564$ and $0.005 \leq d/L \leq 0.136$, and porosity between 0.83 and 0.87. The maximum deviation was about 27.1%. Later work from the same group tried to generalize for several samples from different materials, with length scale d_m (Fu et al., 1998):

$$Nu_{v,d_m} = \left(0.0426 + 1.236 \frac{d_m}{L} \right) Re_{d_m} \quad (33)$$

This applies in the range of $2 \leq Re_{d_m} \leq 836$ and $0.031 \leq d_m/L \leq 0.26$ for porosity between 0.742 and 0.916. The deviation was within $\pm 20\%$.

A correlation that attempts to generalize a large amount of previous experimental results was proposed, based on strut diameter as length scale D_s (Kamiuto and Yee, 2005):

$$Nu_{v,D_s} = 0.124(Re_{D_s}Pr)^{0.791} \quad (34)$$

Range of applicability was $1 \leq Re_{D_s} \leq 1000$ and porosity between 0.742 and 0.948. The deviation was reported as $\pm 40\%$ for 78% of the data. However, the strut diameter, d_s was used as a single length scale, and the dependence on sample thickness that was reported in previous work is absent.

An alternative approach to developing convection correlations is to use flow simulations with detailed pore-level geometry. An advantage of the numerical approach is the ability to observe the spatial variation of the local heat transfer coefficient, in contrast to the previous empirical studies which only provided correlations for the average heat transfer coefficient across a full slab of porous medium. However, it is difficult to generalize the local Nu into an average value, as both the solid and fluid

temperatures vary along the flow direction. Another limitation is that due to the large computational resources needed, only a small set of specific geometries is considered, and it is not known if similar results would be achieved with a different geometry. The geometry of a real RPC sample, measured by tomography, was used to derive the following correlation (Petrasch et al., 2007):

$$Nu_v = 1.5590 + 0.5954Re^{0.5626}Pr^{0.4720} \quad (35)$$

This is valid in the range $0.2 < Re < 200$, $0.1 < Pr < 10$. However, only a single pore diameter (2.54 mm) and a single porosity (0.857) were investigated.

Another flow simulation was performed over an artificially designed periodic porous geometry (Wu et al., 2011), leading to a correlation was suggested for the fully developed region and is based on both Re and porosity, in the range $70 < Re < 800$ and $0.7 < \phi < 0.856$:

$$Nu_v = (32.504\phi^{0.38} - 109.94\phi^{1.38} + 166.65\phi^{2.38} - 86.98\phi^{3.38})Re^{0.438} \quad (36)$$

Fig. 11 compares the correlations for three different pore diameters while the other parameters were fixed: $\phi = 0.9$, $L = 20$ mm, $Pr = 0.71$. The correlations were all converted to a consistent length scale of the formal pore diameter d . The correlations of Younis and Fu were obtained for foams thickness below 14 mm, and are extrapolated here

for $L = 20$ mm. The gray vertical bar in each plot shows the range of interest in Re corresponding to the parametric study below.

We note that for each value of the pore diameter, the differences among the correlations are very large, in some cases more than a factor of 3. It is therefore necessary to select carefully which correlations seem to be more reliable than the others. First, two of the candidates are rejected based on the following arguments:

- Petrasch et al. (2007) – it is based on a single geometry with specific pore diameter and porosity, therefore its generalization is not supported by actual results; it uses a single length scale and ignores the sample length L ; and for $d \geq 2.5$ mm, the trend in the Nu vs. Re is very different compared to all other correlations.
- Wu et al. (2011) – it is based on an artificial geometry that is not a real RPC; its stated range of validity is most cases outside the needed range of the parametric study; and in all cases, the correlation is overestimating the Nu compared to the others.

The remaining correlations of Younis and Viskanta (1993b), Fu et al. (1998) and Kamiuto and Yee (2005) seem to be in reasonable agreement for the larger pores $d = 2.5$ (differences are up to 52%), and $d = 4$ mm (differences of only 18%). However for the smaller pore size, the Kamiuto

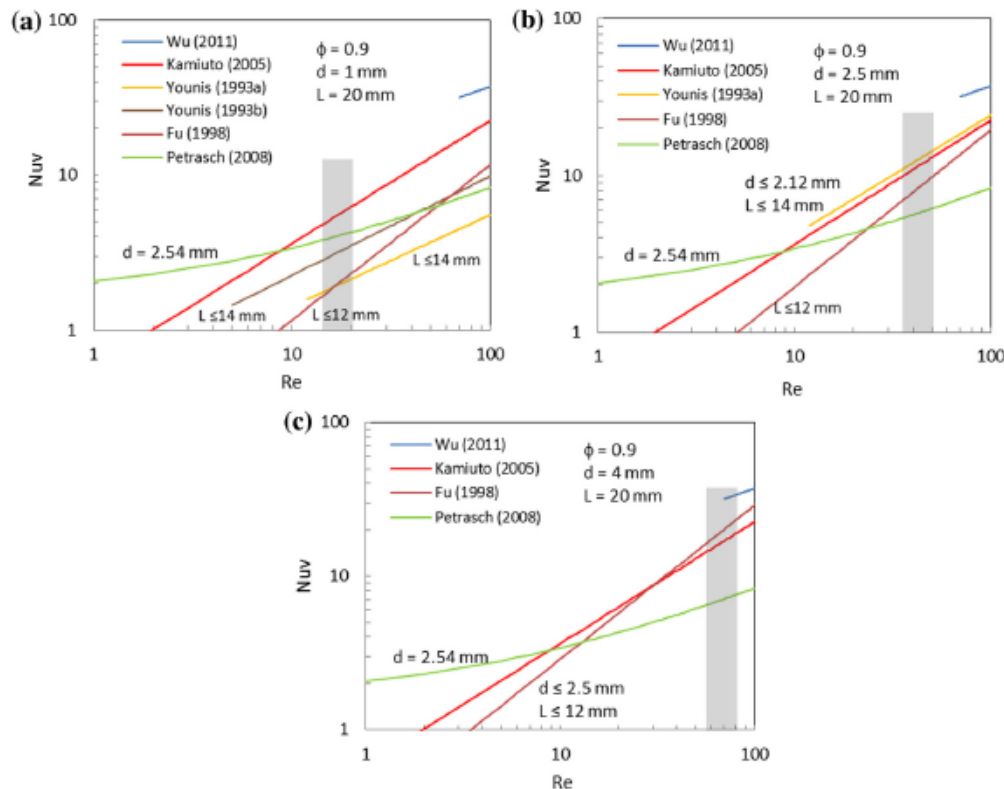


Fig. 11. Comparison of correlations for volumetric convection coefficient; gray bar is the Re range of interest for the parametric study (a) $d = 1$ mm, (b) $d = 2.5$ mm and (c) $d = 4$ mm.

correlation overestimates convection by a factor of about 2.5 within the range of interest compared to the other two correlations. A reason for this effect could be the absence of the second length scale in the correlation of Kamiuto. Therefore, we have selected the correlation of Fu, Eq. (3), as the one with the broader applicability, a wide base of experimental data, and better representation of relevant length scales. However, the correlation of Kamiuto should not be dismissed, since it is also based on a large amount of experimental data. We may conclude then that the selected correlation may be representative of convection in some typical ceramic foams, but in some other cases it may be possible to obtain much higher convection.

A.2. Extinction coefficient

The correlation used in the current study is given in Eq. (4), where we considered $C = 4.8$ based on empirical study on oxide-bonded (OB) SiC (Hendricks and Howell, 1996). The formulation of Eq. (4) is based on geometric optics analysis where the porous ceramic was considered as a suspension of mono-dispersed independently scattering spherical particles (Hsu and Howell, 1992). In this ideal case, the C becomes 3. Hendricks and Howell (1996) have suggested that Eq. (4) could be extended for actual foams simply by the adjusting the constant C . Thus, the approximation in Eq. (4) is that the C can be treated as a semi-empirical coefficient determined by the foam material and geometry.

The possible deviation between Eq. (4) and actual foams data is presented in Fig. 12: The semi-empirical coefficient C is shown by plotting the extinction coefficient β vs. the term $(1 - \phi)/d$. Eq. (4) is represented by the solid and dashed lines for $C = 4.8$ and $C = 4.4$, respectively. The data includes OB SiC and PS zirconia from Hendricks and Howell (1996), and alumina and SiSiC from Parthasarathy et al. (2012).

For the alumina, the C values lie between 3.3 and 5.3, with an average of 4.2 and a standard deviation of 0.7 (17%). For the OB SiC, the values lie between 3.6 and 5.3, with an average of 4.6 and standard deviation of 0.6 (12%). The best fit is at $C = 4.8$ (Hendricks and Howell, 1996). For the PS zirconia, the values lie between 4.75

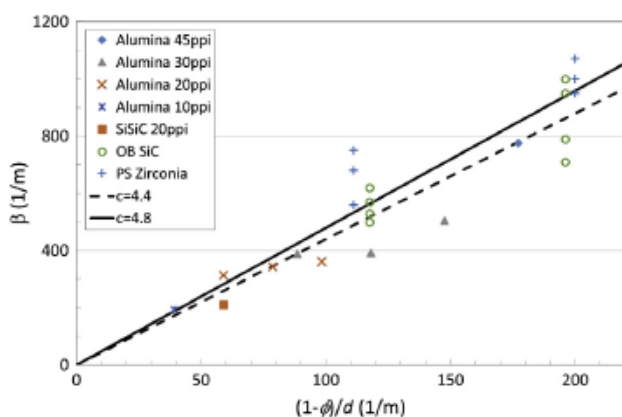


Fig. 12. Eq. (4) vs. empirical data.

Table 3

Sensitivity of absorber efficiency to variations in extinction empirical constant.

C	4.1	4.8	5.5
Absorber efficiency	0.771	0.764	0.756

and 6.75, with an average of 5.6 and standard deviation of 0.7 (13%). However, the best fit was considered at $C = 4.4$ (Hendricks and Howell, 1996). This level of uncertainty (12–17%) is reasonable considering the testing set-up and procedure limitations.

The sensitivity of the absorber efficiency to changes in the value of the empirical constant in the extinction coefficient correlation was estimated by comparing the simulation of a representative case (OB SiC) with one standard deviation away from the proposed value, i.e., $C = 4.8 \pm 0.7$. The results are given in Table 3. The absorber efficiency shows a small decrease of 1.5% when the extinction coefficient increased by 34%, from 4.1 to 5.5. This decrease is expected since higher extinction coefficient means that more incident radiation is absorbed near the front of the absorber, and less is absorbed further into the depth of the absorber, leading to higher front temperatures and higher emission loss. However, it appears that the effect is small and the absorber has low sensitivity to fairly large variations in the empirical constant.

References

- Ávila-Marín, A.L., 2011. Volumetric receivers in solar thermal power plants with central receiver system technology: a review. *Sol. Energy* 85 (5), 891–910, May.
- Bai, F., 2010. One dimensional thermal analysis of silicon carbide ceramic foam used for solar air receiver. *Int. J. Therm. Sci.* 49 (12), 2400–2404.
- Becker, M., Fend, T., Hoffschmidt, B., Pitz-Paal, R., Reutter, O., Stamatov, V., Steven, M., Trimis, D., 2006. Theoretical and numerical investigation of flow stability in porous materials applied as volumetric solar receivers. *Sol. Energy* 80, 1241–1248.
- Cheng, Z.D., He, Y.L., Cui, F.Q., 2013. Numerical investigations on coupled heat transfer and synthetic performance of a pressurized volumetric receiver with MCRT-FVM method. *Appl. Therm. Eng.* 50, 1044–1054.
- Delatorre, J., Baud, G., Bézian, J.J., Blanco, S., Caliot, C., Comet, J.F., Coustet, C., Dauchet, J., El Hafi, M., Eymet, V., Fournier, R., Gautrais, J., Gourmel, O., Joseph, D., Meilhac, N., Pajot, A., Paulin, M., Perez, P., Piaud, B., Roger, M., Rolland, J., Veynandt, F., Weitz, S., 2014. Monte Carlo advances and concentrated solar applications. *Sol. Energy* 103, 653–681.
- Fend, T., Pitz-Paal, R., Reutter, O., Bauer, J., Hoffschmidt, B., 2004. Two novel high-porosity materials as volumetric receivers for concentrated solar radiation. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 84, 291–304.
- Fu, X., Viskanta, R., Gore, J.P., 1998. Measurement and correlation of volumetric heat transfer coefficients of cellular ceramics. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 17, 285–293.
- Hendricks, T.J., Howell, J.R., 1996. Absorption/scattering coefficients and scattering phase functions in reticulated porous ceramics. *J. Heat Transfer* 118 (1), 79.
- Hischier, I., 2012. Experimental and numerical analyses of a pressurized air receiver for solar-driven gas turbines. *J. Sol. Energy Eng.* 134 (2), 021003.

- Hoffschmidt, B., Tellez, F.M., Valverde, A., Fernandez, J., Fernandez, V., 2003. Performance evaluation of the 200-kWth HiTRec-II open volumetric air receiver. *J. Sol. Energy Eng.* 125, 87–94.
- Hsu, P., Howell, J.R., 1992. Measurements of thermal conductivity and optical properties of porous partially stabilized zirconia. *Exp. Heat Transf.* 5, 293–313.
- Kamiuto, K., Yee, S.S., 2005. Heat transfer correlations for open-cellular porous materials. *Int. Commun. Heat Mass Transf.* 32 (7), 947–953.
- Karni, J., Kribus, A., Ostrach, B., Kochavi, E., 1998. A high-pressure window for volumetric solar receivers. *J. Sol. Energy Eng. ASME* 120 (2), 101–107.
- Kribus, A., Ries, H., Spirkel, W., 1996. Inherent limitations of volumetric solar receivers. *J. Sol. Energy Eng.* 118, 151–155.
- Kribus, A., Zaibel, R., Carey, D., Segal, A., Karni, J., 1998. A solar-driven combined cycle plant. *Sol. Energy* 62 (2), 121–129.
- Kribus, A., Doron, P., Rubin, R., Reuven, R., Taragan, E., Duchan, S., Karni, J., 2001. Performance of the directly-irradiated annular pressurized receiver (DIAPR) operating at 20 bar and 1200 °C. *J. Sol. Energy Eng.* 123 (1), 10–17.
- Kribus, A., Grijnevitch, M., Caliot, C., 2013. Parametric study of volumetric absorber performance. In: *SolarPACES 2013*.
- Modest, M.F., 2003. *Radiative Heat Transfer*, second ed. McGraw-Hill, New York.
- Parthasarathy, P., Habisreuther, P., Zarzalis, N., 2012. Identification of radiative properties of reticulated ceramic porous inert media using ray tracing technique. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 113 (15), 1961–1969.
- Petrusch, J., Wyss, P., Steinfeld, a., 2007. Tomography-based Monte Carlo determination of radiative properties of reticulate porous ceramics. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 105 (2), 180–197.
- Pitz-Paal, R., Hoffschmidt, B., Böhmer, M., Becker, M., 1997. Experimental and numerical evaluation of the performance and flow stability of different types of open volumetric absorbers under non-homogeneous irradiation. *Sol. Energy* 60, 135–150.
- Pitz-Paal, R., Amin, A., Oliver Bettzuge, M., Eames, P., Flamant, G., Fabrizi, F., Holmes, J., Kribus, A., van der Laan, H., Lopez, C., Garcia Novo, F., Papagiannakopoulos, P., Pihl, E., Smith, P., Wagner, H.-J., 2012. Concentrating solar power in Europe, the Middle East and North Africa: a review of development issues and potential to 2050. *J. Sol. Energy Eng.* 134 (2), 024501.
- Quintard, M., Whitaker, S., Quintard, S., Whitaker, M., 2005. Coupled, nonlinear mass transfer and heterogeneous reaction in porous media. In: Vafai, K. (Ed.), *Handbook of Porous Media*, second ed. Taylor & Francis, Boca Raton, FL.
- Roldán, M.I., Smirnova, O., Fend, T., Casas, J.L., Zarza, E., 2014. Thermal analysis and design of a volumetric solar absorber depending on the porosity. *Renew. Energy* 62 (February), 116–128.
- Schwarzbözl, P., Buck, R., Sugarmen, C., Ring, A., Crespo, M.J.M., Altwegg, P., Enrilee, J., 2006. Solar gas turbine systems: design, cost and perspectives. *Sol. Energy* 80, 1231–1240.
- Spirkl, W., Ries, H., Kribus, A., 1997. Performance of surface and volumetric solar thermal absorbers. *J. Sol. Energy Eng.* 119 (2), 152–155.
- Taine, J., Bellet, F., Leroy, V., Iacona, E., 2010. Generalized radiative transfer equation for porous medium upscaling application to the radiative Fourier law. *Int. J. Heat Mass Transf.* 53 (19–20), 4071–4081.
- Tyner, C., Kolb, G., Prairie, M., 1996. *Solar Power Tower Development: Recent Experience*, Sandia.
- Wang, F., Shuai, Y., Tan, H., Yu, C., 2013. Thermal performance analysis of porous media receiver with concentrated solar irradiation. *Int. J. Heat Mass Transf.* 62, 247–254.
- Wang, F., Tan, J., Yong, S., Tan, H., Chu, S., 2014. Thermal performance analyses of porous media solar receiver with different irradiative transfer models. *Int. J. Heat Mass Transf.* 78 (November), 7–16.
- Wu, Z., Caliot, C., Bai, F., Flamant, G., Wang, Z., Zhang, J., Tian, C., 2010. Experimental and numerical studies of the pressure drop in ceramic foams for volumetric solar receiver applications. *Appl. Energy* 87 (2), 504–513.
- Wu, Z., Caliot, C., Flamant, G., Wang, Z., 2011. Numerical simulation of convective heat transfer between air flow and ceramic foams to optimise volumetric solar air receiver performances. *Int. J. Heat Mass Transf.* 54 (7–8), 1527–1537.
- Wu, Z., Caliot, C., Flamant, G., Wang, Z., 2011. Coupled radiation and flow modeling in ceramic foam volumetric solar air receivers. *Sol. Energy* 85 (9), 2374–2385.
- Younis, L.B., Viskanta, R., 1993a. Experimental determination of the volumetric heat transfer coefficient between stream of air and ceramic foam. *Int. J. Heat Mass Transf.* 36 (6), 1425–1434.
- Younis, L., Viskanta, R., 1993b. Convective heat transfer between an air stream and a reticulated ceramic. *Multiph. Transp. Porous Media*, 109.

4. Méthode des moyennes volumiques « Volume Average Method »

Tiré d'un cours en anglais de Guy LAURIAT, dispensé à l'Université de Marne la Vallée.

Mathematical representation of the Volume Average Method

For any scalar, vector or tensor quantity ψ , the **phase average** is defined as

$$\langle \psi \rangle \equiv \frac{1}{V} \int_V \psi dV \quad (1)$$

If this quantity is taken to zero in the solid phase (respectively the fluid phase), it is noted ψ_f (respectively ψ_s).

Thus, the phase average becomes

$$\langle \psi_f \rangle \equiv \frac{1}{V} \int_{V_f} \psi_f dV \quad (2)$$

The **intrinsic phase average** is defined as

$$\langle \psi_f \rangle^f \equiv \frac{1}{V_f} \int_{V_f} \psi_f dV \quad (3)$$

The comparison of equations (2) and (3) shows

$$\langle \psi_f \rangle = \frac{V_f}{V} \langle \psi_f \rangle^f \quad (4)$$

For a porous medium, the void fraction V_f/V is the porosity ε . Thus, equation (4) becomes

$$\langle \psi_f \rangle = \varepsilon \langle \psi_f \rangle^f \quad (5)$$

Further relations can be obtained

$$\langle \langle \psi_f \rangle \rangle = \langle \langle \psi_f \rangle^f \rangle = \langle \langle \psi_f \rangle^f \rangle = \langle \psi_f \rangle = \varepsilon \langle \psi_f \rangle^f \quad (6a)$$

$$\langle \langle \psi_f \rangle^f \rangle^f = \langle \psi_f \rangle^f \quad (6b)$$

Volume average product

Gray's representation of flow theory was to represent a point function by the sum of its intrinsic phase-averaged value and deviation from the average value

$$\psi_f = \langle \psi_f \rangle^f + \psi'_f \quad (7a)$$

$$\gamma_f = \langle \gamma_f \rangle^f + \gamma'_f \quad (7b)$$

where the deviation term is zero in the solid phase

$$\langle \psi'_f \rangle^f = \langle \gamma'_f \rangle^f = 0 \quad (8)$$

The fluid-phase averaged product of ψ_f and γ_f can be expressed as

$$\langle \psi_f \gamma_f \rangle^f = \langle \langle \psi_f \rangle^f \langle \gamma_f \rangle^f \rangle^f + \langle \langle \psi_f \rangle^f \gamma'_f \rangle^f + \langle \psi'_f \langle \gamma_f \rangle^f \rangle^f + \langle \psi'_f \gamma'_f \rangle^f \quad (9)$$

Using relations (6a) and (6b) leads to

$$\langle \psi_f \gamma_f \rangle^f = \langle \psi_f \rangle^f \langle \gamma_f \rangle^f + \langle \psi'_f \gamma'_f \rangle^f \quad (10)$$

The term $\langle \psi'_f \gamma'_f \rangle^f$ is the dispersion component of the fluid-phase averaged product. Equation (10) could be rewritten as

$$\langle \psi_f \gamma_f \rangle = \varepsilon \langle \psi_f \rangle^f \langle \gamma_f \rangle^f + \langle \psi'_f \gamma'_f \rangle \quad (11a)$$

$$\langle \psi_f \gamma_f \rangle = \langle \psi_f \rangle \langle \gamma_f \rangle^f + \langle \psi'_f \gamma'_f \rangle = \langle \psi_f \rangle^f \langle \gamma_f \rangle + \langle \psi'_f \gamma'_f \rangle \quad (11b)$$

$$\langle \psi_f \gamma_f \rangle = \frac{1}{\varepsilon} \langle \psi_f \rangle \langle \gamma_f \rangle + \langle \psi'_f \gamma'_f \rangle \quad (11c)$$

Theorems

Slattery's averaging theorem (1967)

- scalar quantity $\langle \overrightarrow{\text{grad}} \psi_f \rangle$

$$\langle \overrightarrow{\nabla} \psi_f \rangle = \overrightarrow{\nabla} \langle \psi_f \rangle + \frac{1}{V} \int_{S_{fs}} \psi_f \overrightarrow{n} dS \quad (12a)$$

- vector quantity $\langle \text{div} \overrightarrow{U}_f \rangle$

$$\langle \overrightarrow{\nabla} \overrightarrow{U}_f \rangle = \nabla \langle \overrightarrow{U}_f \rangle + \frac{1}{V} \int_{S_{fs}} \overrightarrow{U}_f \cdot \overrightarrow{n} dS \quad (12b)$$

Modified averaging theorem (Gray, 1975)

$$\langle \vec{\nabla} \psi_f \rangle = \varepsilon \vec{\nabla} \langle \psi_f \rangle^f + \frac{1}{V} \int_{S_{fs}} \psi_f \vec{\nabla} dS \quad (13)$$

Transport theorem (Whitaker, 1973)

$$\left\langle \frac{\partial \psi_f}{\partial t} \right\rangle = \frac{\partial}{\partial t} \langle \psi_f \rangle - \frac{1}{V} \int_{S_{fs}} \psi_f (\vec{V}_{fs} \cdot \vec{n}) dS \quad (14)$$

where S_{fs} is the interface area between fluid and solid phases, \vec{n} is the outwardly directed unit normal for the portion dS of the interface (\vec{n} pointed out from fluid-phase into solid-phase), and \vec{V}_{fs} is the interface velocity vector.

General transport equation for averaged quantities

The general form of a transport equation for a scalar quantity ψ_f in the fluid phase is

$$\frac{\partial \psi_f}{\partial t} + \nabla \cdot (\psi_f \vec{v}_f) = \nabla \cdot \vec{Q}_f + S_f \quad (15a)$$

where \vec{v}_f is the microscopic velocity or the **interstitial velocity**, \vec{Q}_f a vectorial (or tensorial) function of ψ_f and S_f a scalar.

Equation (15a) can be phase-averaged as

$$\left\langle \frac{\partial \psi_f}{\partial t} \right\rangle + \langle \nabla \cdot (\psi_f \vec{v}_f) \rangle = \langle \nabla \cdot \vec{Q}_f \rangle + \langle S_f \rangle \quad (15b)$$

By using the Slaterry's averaging theorem, the convective term can be expressed as

$$\langle \nabla \cdot (\psi_f \vec{v}_f) \rangle = \nabla \cdot \langle \psi_f \vec{v}_f \rangle + \frac{1}{V} \int_{S_{fs}} \psi_f \vec{v}_f \cdot \vec{n} dS \quad (15c)$$

since $\vec{v}_f = \vec{0}$ on S_{fs} , the area integral vanishes.

Using the averaging theorem for the diffusive term and the transport theorem for the transient term (with no-slip conditions $\vec{V}_{fs} = \vec{0}$) yields

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \psi_f \rangle + \nabla \cdot \langle \psi_f \vec{v}_f \rangle = \nabla \cdot \langle \vec{Q}_f \rangle + \langle S_f \rangle + \frac{1}{V} \int_{S_{fs}} \vec{Q}_f \cdot \vec{n} dS \quad (15d)$$

Using equation (11c) for the convective term, the average product can be rewritten in terms of the phase averaged quantities as

$$\langle \psi_f \vec{v}_f \rangle = \frac{1}{\varepsilon} \langle \psi_f \rangle \langle \vec{v}_f \rangle + \langle \psi_f' \vec{v}_f' \rangle \quad (15e)$$

Finally, the phase averaged transport equation can be stated as

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \psi_f \rangle + \frac{1}{\varepsilon} \nabla \cdot (\langle \psi_f \rangle \langle \vec{v}_f \rangle) + \nabla \cdot \langle \psi_f' \vec{v}_f' \rangle = \nabla \cdot \langle \vec{Q}_f \rangle + \langle S_f \rangle + \frac{1}{V} \int_{S_{fs}} \vec{Q}_f \cdot \vec{n} dS \quad (15f)$$

In terms of fluid-phase averaged quantities, we obtain

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \psi_f \rangle^f + \nabla \cdot (\langle \psi_f \rangle^f \langle \vec{v}_f \rangle^f) + \nabla \cdot \langle \psi_f' \vec{v}_f' \rangle^f = \nabla \cdot \langle \vec{Q}_f \rangle^f + \langle S_f \rangle^f + \frac{1}{V_f} \int_{S_{fs}} \vec{Q}_f \cdot \vec{n} dS \quad (15g)$$

Hypothesis

Properties hypothesis

- The fluid is compressible and considered as ideal gas (air);
- The fluid has a Newtonian viscosity;
- The solid is optically gray.

Equations hypothesis

- The only body force is the gravitational acceleration;
- Steady-state established;
- Kinetic energy is negligible;
- The flow is laminar.

Averaged Navier-Stokes equations

We introduce the **Darcian velocity** \vec{v}_D , which is the phase-averaged velocity based on fluid velocity \vec{v}_f , with \vec{v}_p the fluid-phase averaged velocity

$$\vec{v}_D = \langle \vec{v}_f \rangle = \varepsilon \langle \vec{v}_f \rangle^f = \varepsilon \vec{v}_p \quad (16)$$

Conservation of mass

The microscopic continuity equation for the fluid-phase is

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_f \vec{v}_f) = 0 \quad (17a)$$

By using equation (16), the steady-state phase-averaged continuity equation becomes

$$\nabla \cdot (\rho_f \langle \vec{v}_f \rangle) = \nabla \cdot (\rho_f \vec{v}_D) = 0 \quad (17b)$$

Conservation of momentum

The microscopic momentum equation for the fluid-phase is

$$\frac{\partial (\rho_f \vec{v}_f)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_f \vec{v}_f \otimes \vec{v}_f) = \rho_f \vec{F} + \nabla \cdot \vec{\sigma}_f \quad (18a)$$

where \otimes is the tensor product, \vec{F} is the body forces per unit of mass and $\vec{\sigma}$ is the stress tensor.

If the gravitational acceleration is the only body force, we can set

$$\vec{F} = \vec{g} \quad (18b)$$

The stress tensor may be expressed by

$$\vec{\sigma}_f = -P_f \vec{\delta} + \vec{\tau}_f \quad (18c)$$

where P_f is the pressure, $\vec{\delta}$ is the unit tensor and $\vec{\tau}_f$ is the viscous stress tensor.

Averaging the divergence of the viscous stress tensor yields

$$\langle \nabla \cdot \vec{\tau}_f \rangle = \nabla \cdot \langle \vec{\tau}_f \rangle + \frac{1}{V} \int_{S_{fs}} \vec{\tau}_f \cdot \vec{n} \, dS \quad (18d)$$

The viscous stress tensor for compressible Newtonian fluid is

$$\vec{\tau}_f = \begin{cases} \tau_{xx} = 2\mu_f \partial_x u - \frac{2}{3} \mu_f \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \\ \tau_{yy} = 2\mu_f \partial_y v - \frac{2}{3} \mu_f \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \\ \tau_{zz} = 2\mu_f \partial_z w - \frac{2}{3} \mu_f \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \\ \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu_f (\partial_y u + \partial_x v) \\ \tau_{xz} = \tau_{zx} = \mu_f (\partial_z u + \partial_x w) \\ \tau_{zy} = \tau_{yz} = \mu_f (\partial_y w + \partial_z v) \end{cases} \quad (18e)$$

where μ_f is the dynamic viscosity of the fluid. The complete expression of the divergence of the stress tensor is

$$\nabla \cdot \bar{\tau}_f = \begin{cases} \partial_x(\tau_{xx} + \tau_{xy} + \tau_{xz}) \\ \partial_y(\tau_{yx} + \tau_{yy} + \tau_{yz}) \\ \partial_z(\tau_{zx} + \tau_{zy} + \tau_{zz}) \end{cases} \quad (18f)$$

And we will approximate the phase averaged as

$$\nabla \cdot \langle \bar{\tau}_f \rangle = \begin{cases} \partial_x(\langle \tau_{xx} \rangle + \langle \tau_{xy} \rangle + \langle \tau_{xz} \rangle) \\ \partial_y(\langle \tau_{yx} \rangle + \langle \tau_{yy} \rangle + \langle \tau_{yz} \rangle) \\ \partial_z(\langle \tau_{zx} \rangle + \langle \tau_{zy} \rangle + \langle \tau_{zz} \rangle) \end{cases} \text{ with } \begin{cases} \langle \tau_{xx} \rangle = 2\mu_f \partial_x \langle u \rangle - \frac{2}{3} \mu_f \bar{\nabla} \cdot \langle \bar{v} \rangle \\ \langle \tau_{yy} \rangle = 2\mu_f \partial_y \langle v \rangle - \frac{2}{3} \mu_f \bar{\nabla} \cdot \langle \bar{v} \rangle \\ \langle \tau_{zz} \rangle = 2\mu_f \partial_z \langle w \rangle - \frac{2}{3} \mu_f \bar{\nabla} \cdot \langle \bar{v} \rangle \\ \langle \tau_{xy} \rangle = \langle \tau_{yx} \rangle = \mu_f (\partial_y \langle u \rangle + \partial_x \langle v \rangle) \\ \langle \tau_{xz} \rangle = \langle \tau_{zx} \rangle = \mu_f (\partial_z \langle u \rangle + \partial_x \langle w \rangle) \\ \langle \tau_{zy} \rangle = \langle \tau_{yz} \rangle = \mu_f (\partial_y \langle w \rangle + \partial_z \langle v \rangle) \end{cases} \quad (18g)$$

Similarly, we have

$$\langle \bar{\nabla} P_f \rangle = \varepsilon \bar{\nabla} \langle P_f \rangle^f + \frac{1}{V} \int_{S_{fs}} P_f' \bar{n} dS \quad (18h)$$

Consequently, the macroscopic momentum equation is

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho_f \langle \bar{v}_f \rangle)}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \bar{\nabla} \cdot (\rho_f \langle \bar{v}_f \rangle \otimes \langle \bar{v}_f \rangle) + \bar{\nabla} \cdot (\rho_f \langle \bar{v}_f \rangle \otimes \langle \bar{v}_f \rangle) \\ & = -\varepsilon \bar{\nabla} \langle P_f \rangle^f - \nabla \cdot \langle \bar{\tau}_f \rangle + \varepsilon \rho_f \bar{g} + \frac{1}{V} \int_{S_{fs}} [\bar{\tau}_f + (P_f' + \rho_f \phi_f') \bar{\delta}] \cdot \bar{n} dS \end{aligned} \quad (18i)$$

The Darcy term is recovered from the surface integral term

$$\frac{1}{V} \int_{S_{fs}} [\bar{\tau}_f + (P_f' + \rho_f \phi_f') \bar{\delta}] \cdot \bar{n} dS \cong -\frac{\mu_f}{K_1} \varepsilon \langle \bar{v}_f \rangle \quad (18j)$$

The Forchheimer term is recovered from the fluctuations term for isotropic porous media

$$\bar{\nabla} \cdot (\rho_f \langle \bar{v}_f \rangle \otimes \langle \bar{v}_f \rangle) = \frac{1}{V} \int_{S_{fs}} \rho_f (\bar{v}_f' \bar{v}_f') \cdot \bar{n} dS \cong \frac{\rho_f}{K_2} \varepsilon \|\langle \bar{v}_f \rangle\| \langle \bar{v}_f \rangle \quad (18k)$$

Equations (18i) and (18m) allow us to recover the Darcy-Forchheimer law in the final approximate form of the momentum equation

$$\frac{\partial(\rho_f \langle \bar{v}_f \rangle)}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \bar{\nabla} \cdot (\rho_f \langle \bar{v}_f \rangle \otimes \langle \bar{v}_f \rangle) = -\varepsilon \bar{\nabla} P_1 - \nabla \cdot \langle \bar{\tau}_f \rangle + \varepsilon \rho_f \bar{g} - \frac{\mu_f}{K_1} \varepsilon \langle \bar{v}_f \rangle - \frac{\rho_f}{K_2} \varepsilon \|\langle \bar{v}_f \rangle\| \langle \bar{v}_f \rangle \quad (18l)$$

where $P_1 = \langle P_f \rangle^f$ denotes the intrinsic average pressure.

Using the pore velocity

$$\frac{\partial(\rho_f \varepsilon \bar{v}_p)}{\partial t} + \varepsilon \bar{\nabla} \cdot (\rho_f \bar{v}_p \otimes \bar{v}_p) = -\varepsilon \bar{\nabla} P_1 - \nabla \cdot \langle \bar{\tau}_f \rangle + \varepsilon \rho_f \bar{g} - \frac{\mu_f}{K_1} \varepsilon^2 \bar{v}_p - \frac{\rho_f}{K_2} \varepsilon^3 \|\bar{v}_p\| \bar{v}_p \quad (18m)$$

Introducing the Darcian velocity

$$\frac{\partial(\rho_f \bar{v}_D)}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \bar{\nabla} \cdot (\rho_f \bar{v}_D \otimes \bar{v}_D) = -\varepsilon \bar{\nabla} P_1 - \nabla \cdot \langle \bar{\tau}_f \rangle + \varepsilon \rho_f \bar{g} - \frac{\mu_f}{K_1} \varepsilon \bar{v}_D - \frac{\rho_f}{K_2} \varepsilon \|\bar{v}_D\| \bar{v}_D \quad (18n)$$

And the steady-state equation is

$$\frac{1}{\varepsilon} \bar{\nabla} \cdot (\rho_f \bar{v}_D \otimes \bar{v}_D) = -\varepsilon \bar{\nabla} P_1 - \nabla \cdot \langle \bar{\tau}_f \rangle + \varepsilon \rho_f \bar{g} - \frac{\mu_f}{K_1} \varepsilon \bar{v}_D - \frac{\rho_f}{K_2} \varepsilon \|\bar{v}_D\| \bar{v}_D \quad (18o)$$

Averaged energy equations

Conservation of energy – fluid phase

The microscopic energy equation for the fluid-phase is

$$\frac{\partial(\rho_f C_f T_f)}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot (\rho_f C_f T_f \bar{v}_f) = -\bar{\nabla} \cdot \bar{q}_f + \omega_f \quad (19a)$$

where \bar{q}_f is the heat flux vector and ω_f is the rate of internal heat generation.

Setting $\psi_f = \rho_f C_f T_f$, $\bar{Q}_f = -\bar{q}_f$ and $S_f = \omega_f$ in equation (15g) leads to the following fluid-phase averaged form

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \rho_f C_f T_f \rangle^f + \nabla \cdot (\langle \rho_f C_f T_f \rangle^f \langle \bar{v}_f \rangle^f) + \nabla \cdot \langle (\rho_f C_f T_f)' \bar{v}_f' \rangle^f = -\nabla \cdot \langle \bar{q}_f \rangle^f + \langle \omega_f \rangle^f - \frac{1}{V_f} \int_{S_{fs}} \bar{q}_f' \cdot \bar{n} dS \quad (19b)$$

Introducing the Fourier law of conduction

$$\bar{q}_f = -k_f \bar{\nabla} T_f \quad (19c)$$

and taking the fluid-phase average, we obtain from the Slattery's averaging theorem

$$\langle \vec{q}_f \rangle^f = -k_f \vec{\nabla} \langle T_f \rangle^f - \frac{k_f}{V_f} \int_{S_{fs}} T_f \vec{n} dS \quad (19d)$$

where k_f is the fluid thermal conductivity.

Considering convective heat exchange between solid and fluid phase, the source term is

$$\omega_f = h_v (T_s - T_f) \quad (19e)$$

And taking the fluid-phase average of equation (19e) yields

$$\langle \omega_f \rangle^f = h_v (\langle T_s \rangle^f - \langle T_f \rangle^f) \quad (19f)$$

Finally, the fluid-average energy equation of the fluid is

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \langle \rho_f C_f T_f \rangle^f + \nabla \cdot (\langle \rho_f C_f T_f \rangle^f \langle \vec{v}_f \rangle^f) + \nabla \cdot \langle (\rho_f C_f T_f)' \vec{v}_f' \rangle^f \\ &= \nabla (k_f \vec{\nabla} \langle T_f \rangle^f) + \frac{k_f}{V_f} \nabla \left(\int_{S_{fs}} T_f \vec{n} dS \right) + \frac{k_f}{V_f} \int_{S_{fs}} \nabla T_f \vec{n} dS + h_v (\langle T_s \rangle^f - \langle T_f \rangle^f) \end{aligned} \quad (19g)$$

Using the Darcian velocity, equations (19g) becomes

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \langle \rho_f C_f T_f \rangle^f + \frac{1}{\varepsilon} \nabla \cdot (\langle \rho_f C_f T_f \rangle^f \vec{v}_D) + \nabla \cdot \langle (\rho_f C_f T_f)' \vec{v}_f' \rangle^f \\ &= \nabla (k_f \vec{\nabla} \langle T_f \rangle^f) + \frac{1}{V_f} \vec{\nabla} \left(k_f \int_{S_{fs}} T_f \vec{n} dS \right) + \frac{k_f}{V_f} \int_{S_{fs}} \vec{\nabla} T_f \vec{n} dS + h_v (\langle T_s \rangle^f - \langle T_f \rangle^f) \end{aligned} \quad (19h)$$

The fluctuations term and the integral terms can be rewritten as conduction, introducing an effective thermal conductivity k_f^*

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \rho_f C_f T_f \rangle^f + \frac{1}{\varepsilon} \nabla \cdot (\langle \rho_f C_f T_f \rangle^f \vec{v}_D) = \nabla (k_f^* \vec{\nabla} \langle T_f \rangle^f) + h_v (\langle T_s \rangle^f - \langle T_f \rangle^f) \quad (19i)$$

which becomes, for stationary regime and in a control volume with constant and homogeneous properties

$$\frac{1}{\varepsilon} \nabla \cdot (\rho_f C_f T_f \vec{v}_D) = \nabla (k_f^* \vec{\nabla} T_f) + h_v (T_s - T_f) \quad (19j)$$

Conservation of energy – solid phase

The microscopic energy equation for the solid-phase is

$$\frac{\partial (\rho_s C_s T_s)}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_s + \omega_s \quad (20a)$$

Using the same approach than for the fluid-phase, we obtain

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \langle \rho_s C_s T_s \rangle^s \\ &= \nabla (k_s \vec{\nabla} \langle T_s \rangle^s) + \frac{1}{V_s} \vec{\nabla} \left(\int_{S_{fs}} k_s T_s \vec{n}_s dS \right) + \frac{1}{V_s} \int_{S_{fs}} k_s \vec{\nabla} T_s \vec{n}_s dS + h_v (\langle T_f \rangle^s - \langle T_s \rangle^s) - \langle \nabla \vec{q}_r \rangle \end{aligned} \quad (20b)$$

where \vec{q}_r denotes the radiative flux.

As the unit normal \vec{n}_s is pointing from the solid-phase into the fluid-phase, we have $\vec{n}_s = -\vec{n}$ and equations (20b) becomes

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \langle \rho_s C_s T_s \rangle^s \\ &= \nabla (k_s \vec{\nabla} \langle T_s \rangle^s) - \frac{1}{V_s} \vec{\nabla} \left(k_s \int_{S_{fs}} T_s \vec{n} dS \right) - \frac{k_s}{V_s} \int_{S_{fs}} \vec{\nabla} T_s \vec{n} dS + h_v (\langle T_f \rangle^s - \langle T_s \rangle^s) - \langle \nabla \vec{q}_r \rangle \end{aligned} \quad (20c)$$

On the same assumptions than previously, the integral term can be rewritten as conduction, introducing a theoretical thermal conductivity k_s^*

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \rho_s C_s T_s \rangle^s = \nabla (k_s^* \vec{\nabla} \langle T_s \rangle^s) + h_v (\langle T_f \rangle^s - \langle T_s \rangle^s) - \langle \nabla \vec{q}_r \rangle \quad (20d)$$

which becomes, for stationary regime and in a control volume with constant and homogeneous properties

$$0 = \nabla (k_s^* \vec{\nabla} T_s) + h_v (T_f - T_s) - \nabla \vec{q}_r \quad (20e)$$

1. Codes de calcul HTVSA-1D ; version spectrale.

Programme principal

```

%% CLEANING -----
clear all, close all, clc %#ok<DUALC>

%% PROPERTIES -----

global Tamb

% Direct Normal Irradiation
DNI = 1e3 ; % [W/m2]

% General
phi = 838*1e3 * (DNI/1e3) ; % incident solar flux density [W/m2]
OA = 30 * pi/180; % half opening angle of conical incoming solar flux
sb = 5.67*1e-8; % Stefan-Boltzmann constant [W/m2/K4]
Tamb = 300 ; % ambient temperature [K]
T_Sun = 5750; % Sun temperature [K]
Patm = 101325; % atmospheric pressure [Pa]
Name = 'HTVSA_spectral';

% Solid (bulk material)
ks = 15; % thermal conductivity [W/m/K]

% Porous medium
por = 0.85 ; % porosity [-]
PPI = 8; % Pores Per Inch
dc = 0.0254 / PPI ; % cell diameter [m]
if por>0.90
    d = dc / (4.4 - 2.5*por) ; % pore diameter [m]
else
    d = dc / (3.65 - 5/3*por) ; % pore diameter [m]
end
K1 = d*d / (1039.-1002.*por); % viscous permeability [m2]
K2 = d / (0.5138*por^-5.739); % inertial permeability [m]
L = 4 * 1e-2; % sample length [m]
O = 5*1e-2; % sample diameter [m]
A = pi/4 * O^2; % sample section [m2]
PS = por ; % 1-(1-por)/2; % porosity of pseudo-surface

% Optical properties => FOR EACH SPECTRAL BAND -----
b = 4.8*(1-por)/d; % Hendricks & Howell 96 [m-1]

% DOM / S4-quadrature properties
ord = [ 0.9082483 0.2958759 -0.2958759 -0.9082483 ] ; % ordinates i.e.  $\mu=\cos(\theta)$ 
w = [ 2.0943951 4.1887902 4.1887902 2.0943951 ] ; % solid angles (sum. = 4pi)
w = w / sum(w) * 4*pi ;

% Scattering Phase Function - Diffusive Sphere
SP = SPF_S4() ;
W = pi/6 * [1 1 1 1]; % direction weight

% Fluid
m = 1e-3; % mass flow rate [kg/s]
ms = m/A ; % surface mass flow rate [kg/s/m2]
R0 = rho_f(Tamb,Patm); % density before sample [kg/m3]
M0 = mu_f(Tamb); % dynamic viscosity before sample [Pa*s]
Cp0 = Cp_f(Tamb); % specific heat before sample [J/kg/K]
Kf0 = k_f(Tamb); % thermal conductivity before sample [W/m/K]
U0 = m / (A*R0); % velocity before sample [m/s]
Mw = 28.97*1e-3; % molecular weight of air [kg/mol]

% Mesh
N = round( 200 * L*1e2 ) ; % number of mesh [-]
dx = L/N; % length of one mesh [m]

```

```

X = zeros(1,N); % memory allocation for mesh vector
for it=1:N
    X(it) = (it-0.5)*dx; % mesh-center coordinates vector [m]
end

% Solver parameters
CC_dom = 1e-10; % convergence criterium for DOM
CC_nse = 1e-5; % convergence criterium for NSE
URC = 0.50; % under relaxation coefficient
I_max = 700; % maximum number of iterations

%% LOAD SPECTRAL DATA -----
    % ZrB2 properties (HDR)
DATA = load('ZrB2_HDR.txt'); % wavelength & reflectivity
wl = DATA(:,1)*1e-6; % wavelength vector [ $\mu\text{m}$ *1e-6=m]
ab = 1 - DATA(:,2); % absorptivity = 1 - reflectivity [-]
NSB = length(wl) - 1;

%% INITIALISATION -----

U = U0*ones(1,N); % velocity vector
P = Patm*ones(1,N); P0 = Patm; % pressure vector
Tf = (Tamb+por*phi/(2*ms*Cp_f(Tamb))-200)*ones(1,N);
Ts = (Tamb+por*phi/(2*ms*Cp_f(Tamb))+200)*ones(1,N);
I_1 = phi/(10*pi)*ones(1,N,NSB);
I_2 = phi/(10*pi)*ones(1,N,NSB);
I_3 = phi/(10*pi)*ones(1,N,NSB);
I_4 = phi/(10*pi)*ones(1,N,NSB);
I_1s = phi/(10*pi)*ones(1,N,NSB);
I_2s = phi/(10*pi)*ones(1,N,NSB);
I_3s = phi/(10*pi)*ones(1,N,NSB);
I_4s = phi/(10*pi)*ones(1,N,NSB);
iter = 0; % iteration counting (NSE)
It = 0;

    % Front surface temperature
Tso = Ts(1); % initial value
Tsov = (1000:0.1:2200); % resolution data
    % Front fluid temperature
Tfo = Tamb;

    % Parameters for boundaries conditions
ae = 0; ei = 0; eo = 0; ksol = 0; kir = 0;

    % Cumulative Planck Fractions
F_ir = zeros(1,N);

%% PLANCK FRACTIONS -----

    % Cumulative Planck fraction for the Sun should be unity
F_sol = PF_sum( wl(1), wl(end), T_Sun );
f0 = PF_sum( wl(1), wl(end), Tso );

%% LOOP -----

% Memory allocation
as = zeros(N,1); bs = zeros(N,1); cs = zeros(N,1); ds = zeros(N,1);
S1 = zeros(1,N); S2 = zeros(1,N); S3 = zeros(1,N); S4 = zeros(1,N);
T1 = zeros(1,N); T2 = zeros(1,N); C = zeros(1,N);
ccTf = 1; ccTs = 1;

Clock = clock; % calculation start date

disp(' ')
disp('Calculation running...')
disp('« COLD » simulation for Solar source')

```

```

for i=1:NSB

    % Spectral resolution
    [I_1s(:,:,i) I_2s(:,:,i) I_3s(:,:,i) I_4s(:,:,i)] = ...
        spectral_cold( i, ab(i), wl(i), wl(i+1), ...
            por, d, phi, OA, dx, ...
            I_1s(:,:,i), I_2s(:,:,i), I_3s(:,:,i), I_4s(:,:,i), ...
            CC_dom, F_sol) ;

    % Luminances @ inlet (x=0) & outlet (x=L):
    SS = load(['Solar_Scattering_',num2str(i)]);
    I1o_s(i)=SS(1); I2o_s(i)=SS(2); I3o_s(i)=SS(3); I4o_s(i)=SS(4);
    I1l_s(i)=SS(5); I2l_s(i)=SS(6); I3l_s(i)=SS(7); I4l_s(i)=SS(8);

    % Absorption coefficient for Solar Radiation
    ksol = ksol + ( PF_sum(wl(i),wl(i+1),T_Sun)/F_sol ) * ( b*ab(i) ) ;
    % ksol is the cumulative absorption coefficient for the solar flux
    % P_frac/F_sol is the "normalized" Planck fraction
    % b is the extinction coefficient & ab is the absorptivity

end

% Limit luminances
Io_s = [ sum(I1o_s) sum(I2o_s) sum(I3o_s) sum(I4o_s) ] ;
Il_s = [ sum(I1l_s) sum(I2l_s) sum(I3l_s) sum(I4l_s) ] ;
% Total irradiance
G_sol = w(1)*sum(I_1s,3) + w(2)*sum(I_2s,3) + w(3)*sum(I_3s,3) + w(4)*sum(I_4s,3) ;
% Radiative fluxes at inlet and outlet
Ss_0 = abs( sum( ord.*w.*Io_s ) - por*phi ) ;
Ss_L = abs( sum( ord.*w.*Il_s ) ) ;

disp(' ')
disp('Figure 666 shows initialization fields for temperatures,')
disp('and Solar Source calculation (cold).')
% Plots
figure(666)
subplot(2,1,1)
plot([0 X],[Tfo Tf],'.-b',[0 X],[Tso Ts],'.-r')
grid on
axis([0 L Tamb 1.1*max(Ts)])
t=title(['Tf & Ts initialized fields']);
subplot(2,1,2)
plot(X,G_sol,'.-k')
grid on
axis([0 L 0 1.1*max(G_sol)])
t=title(['Solar Source irradiance (cold)']);
grid on

% pause

while ( ccTf(end)>CC_nse || ccTs(end)>CC_nse )  && iter<I_max

    tic; % starting clock
    figure(666)

    % Convergence criterium -----
    iter = iter+1;
    It(iter) = iter; %#ok<SAGROW>
    clc
    disp(' ')
    disp('Calculation running...')
    disp(['NSE iteration #',num2str(iter)])

    % Results STORAGE -----
    for it = 1:N
        T1(it) = Tf(it); % Fluid temperature storage
        T2(it) = Ts(it); % Solid temperature storage
    end
end

```

```

% Properties UPDATE -----
R = rho_f(Tf,P); % density
M = mu_f(Tf); % dynamic viscosity
for it=2:N
    C(it) = ( Cp_f(Tf(it-1)) + Cp_f(Tf(it)) ) / 2 ;
end
C(1) = ( Cp_f(Tfo) + Cp_f(Tf(1)) ) / 2 ;
C0 = ( Cp_f(Tamb) + Cp_f(Tfo) ) / 2 ;
Ks = (1-por)*ks/3; % * ones(N,1); % effective solid thermal conductivity
H = h_vol_Fu(d,L,ms,Tfo,Tf(end),Tf); % volumetric heat exchange coefficient
hs = h_sin_Fu(por,d,L,ms,Tfo,Tf(end)); % inlet convective exchange

% DISCRETE ORDINATES METHOD solver for SPECTRAL BANDS -----
%
% a- absorptivity
% li- inferior limit of spectral band
% ls- superior limit of spectral band
% por- porosity
% d- pore diameter
% phi- incoming solar flux
% OA- opening angle of concentrator
% dx- spatial discretization
% Ts- solid temperature field
% I_i- luminance fields
%
% The results correspond to the given spectral band. To get the whole
% spectral result, one should add each luminance fields from each
% spectral band.
% [I_1 I_2 I_3 I_4] = spectral(i,a,li,ls,por,d,phi,OA,dx,Ts,I_1,I_2,I_3,I_4) ;
%
ae = 0 ;    ei = 0 ;    eo = 0 ;    kir = 0 ;

F_ir = PF_sum( wl(1), wl(end), Ts ) ;
f0=PF_sum(wl(1),wl(end),Tso);

for i=1:NSB

    % Spectral resolution
    [I_1(:, :, i) I_2(:, :, i) I_3(:, :, i) I_4(:, :, i)] = ...
        spectral_hot( i, ab(i), wl(i), wl(i+1), ...
            por, d, dx, ...
            Ts, I_1(:, :, i), I_2(:, :, i), I_3(:, :, i), I_4(:, :, i), ...
            CC_dom, F_ir, Tso, f0 ) ;

    % Luminances @ inlet (x=0) & outlet (x=L):
    OL = load(['Limit_luminances_', num2str(i)]);
    I1o(i)=OL(1); I2o(i)=OL(2); I3o(i)=OL(3); I4o(i)=OL(4);
    I1l(i)=OL(5); I2l(i)=OL(6); I3l(i)=OL(7); I4l(i)=OL(8);

    % Inlet boundary condition
    ae = ae + PF_sum(wl(i),wl(i+1),T_Sun)*ab(i) ;
    ei = ei + PF_sum(wl(i),wl(i+1),Tso)*ab(i) ;
    eo = eo + PF_sum(wl(i),wl(i+1),Ts(end))*ab(i) ;

    % Absorption coefficient for Infra-Red
    kir = kir + (PF_sum(wl(i),wl(i+1),Ts)./F_ir) * (b*ab(i)) ;

    clc
    disp(' ')
    disp('Calculation running...')
    disp(['NSE iteration #', num2str(iter)])
    disp(['DOM runing - spectral band ', num2str(i), ' over ', num2str(length(wl)-
1)])
end
% -----

```

```

% Radiative Transfers: calculation -----
% IR Irradiance from DOM / S4-quadrature
G_ir = w(1)*sum(I_1,3) + w(2)*sum(I_2,3) + w(3)*sum(I_3,3) + w(4)*sum(I_4,3) ;
% Radiative source term
dQ = kir.* ( por*4*sb*Ts.^4 - G_ir ) - ksol*G_sol ;
% Radiative fluxes at inlet and outlet
Io = [ sum(I1o) sum(I2o) sum(I3o) sum(I4o) ] ;
Sir_0 = abs( sum( ord.*w.*Io ) ) ;
I1 = [ sum(I1l) sum(I2l) sum(I3l) sum(I4l) ] ;
Sir_L = abs( sum( ord.*w.*I1 ) + por*sb*Ts(end)^4 ) ;

% ENERGY SOLID: TDMA solver -----
% Inlet boundary condition: -kse*(dT/dx),in = (1-PS)*a*(phi-sb*Ts,in^4) + (1-
PS)*hs*((Tamb+Tf,in)/2-Ts,in)
s_zero = Ks*(Ts(1)-Tso)/(dx/2) + (1-por)*(ae*phi-ei*sb*Tsov.^4) + hs*(1-
por)*((Tamb+Tfo)/2-Tso);
[val_s,idx_s] = min(abs(s_zero));
Tso = Tso(idx_s); f0=PF_sum(wl(1),wl(end),Tso);
as(1) = 0;
bs(1) = 3*Ks/dx + H(1)*dx;
cs(1) = - Ks/dx;
ds(1) = H(1)*Tf(1)*dx - dQ(1)*dx + 2*Ks/dx*Tso ;
% Temperature inside mesh: kse*(d2Ts/dx2) = hv*(Tf-Ts) - div(Qr)
for it=2:N-1
    as(it) = - Ks/dx;
    bs(it) = H(it)*dx + 2*Ks/dx;
    cs(it) = - Ks/dx;
    ds(it) = H(it)*Tf(it)*dx - dQ(it)*dx;
end
% Outlet boundary condition (x=L): -kse(dT/dx),out = 0
as(N) = - Ks/dx;
bs(N) = H(N)*dx + Ks/dx;
cs(N) = 0;
ds(N) = H(N)*Tf(N)*dx - dQ(N)*dx ;
% Solid THOMAS -----
Ts = TDMAsolver(as,bs,cs,ds);

% ENERGY FLUID: direct calculation -----
% Inlet boundary condition: ms*Cp*(Tfo-Tamb) = hs*(1-por)*(Tso-(Tamb+Tfo)/2)
Tfo = ( hs*(1-por)*(Tso-Tamb/2) + ms*C0*Tamb ) / ( ms*C0 + hs*(1-por)/2 );
% First mesh: 0->1 = dx/2
Tf(1) = ( ms*C(1)/(H(1)*dx/2)*Tfo + Ts(1) ) / ( ms*C(1)/(H(1)*dx/2) + 1 );
% Temperature inside mesh (i->i+1 = dx): ms*(~Cp)*dTf/dx = hv*(Ts-Tf)
for it=2:N
    Tf(it) = ( ms*C(it)/(H(it)*dx)*Tf(it-1) + Ts(it) ) / ( ms*C(it)/(H(it)*dx)
+ 1 );
end

% VELOCITY: direct calculation -----
for it=1:N
    U(it) = ms./R(it) ; % fluid velocity
end

% PRESSURE: direct calculation -----
% Outlet boundary condition: P(x=L) = P,out = P,atm
P(N) = Patm;
% Pressure inside mesh : -dP/dx = Darcy-Frochheimer
for it=N-1:-1:1
    P(it) = ( M(it)/K1*U(it) + R(it)/K2*U(it)^2 ) * dx + P(it+1);
end
% Pressure drop: Detla(P) = P,out - P,in
P0 = ( M(1)/K1*U(1) + R(1)/K2*U(1)^2 ) * dx/2 + P(1);

Tf = T1 + (Tf-T1)*URC(1);
Ts = T2 + (Ts-T2)*URC(1);

% Convergence errors -----
ccTf(iter) = mean(abs((Tf-T1)./T1)); %#ok<SAGROW>

```



```

ccTs(iter) = mean(abs((Ts-T2)./T2)); %#ok<SAGROW>

Time_s(iter) = toc; %#ok<SAGROW> % stoping clock

% Plots
figure(666)
    subplot(2,1,1)
plot([0 X],[Tfo Tf],'.-b',[0 X],[Tso Ts],'.-r')
grid on
axis([0 L Tamb 1.1*max(Ts)])
t=title(['Tf & Ts // NSE #',num2str(iter)]);
    subplot(2,1,2)
% plot(X,-dQ,'.-k')
semilogy(It,ccTf,'b.-',It,ccTs,'r.-',[It(1) It(end)+1],[CC_nse CC_nse],'k-')
axis([1 It(end)+1 CC_nse/10 1])
% axis([0 L 0 1.1*max(abs(dQ))])
t=title(['Residuals // NSE #',num2str(iter)]);
% t=title(['-div(Qr) // NSE #',num2str(iter)]);
grid on

end

close all
clc
disp('Calculation done.')

%% ENERGY: GLOBAL BALANCE -----
% Positive and negative flux
q_p = ord(1)*w(1)*sum(I_1+I_1s,3) + ord(2)*w(2)*sum(I_2+I_2s,3) ;
q_n = ord(3)*w(3)*sum(I_3+I_3s,3) + ord(4)*w(4)*sum(I_4+I_4s,3) ;
% Enthalpy of fluid
T0 = Tamb; Tfl = Tf(end);
Enthalpy = 1043*(Tfl-T0) - 3.66*1e-1*(Tfl^2-T0^2)/2 + 9.776*1e-4*(Tfl^3-T0^3)/3 -
6.595*1e-7*(Tfl^4-T0^4)/4 + 1.467*1e-10*(Tfl^5-T0^5)/5;
Enthalpy = ms*Enthalpy / 1e3 ;
% Inlet energy
CSP = phi / 1e3 ; % solar source
BW = por*sb*Ts(end)^4 / 1e3 ; % back wall contribution
IN_kWm2 = CSP ;
% Radiative losses calculation
% At inlet
R_ps_in = (1-por)*(1-ae)*phi / 1e3 ; % pseudo-surface reflexion [kW/m2]
E_ps_in = (1-por)*ei*sb*Tso^4 / 1e3 ; % pseudo-surface emission [kW/m2]
E_v_in = Sir_0 / 1e3 ; % volumetric emission, i.e. IR scattering losses at inlet
[kW/m2]
S_in = Ss_0 / 1e3 ; % solar scattering losses at inlet [kW/m2]
qr_in_bis = R_ps_in + E_ps_in + E_v_in + S_in ;
% At outlet
E_v_out = Sir_L / 1e3 - BW ; % volumetric emission, i.e. IR scattering losses at
outlet [kW/m2] should be 0 cause thermal equilibrium with environment
S_out = Ss_L / 1e3 ; % solar scattering losses at outlet [kW/m2]
qr_out_bis = S_out + E_v_out ;
% Total
Qr_loss = qr_in_bis + qr_out_bis ; % total radiative losses [kW/m2]
% Outlet energy
OUT_kWm2 = Enthalpy + Qr_loss ;
% Balance
Balance_kWm2 = OUT_kWm2 - IN_kWm2 ;
Balance_pc = ( Balance_kWm2 / IN_kWm2 ) * 100 ;

%% THERMAL EFFICIENCY OF THE RECEIVER -----
Efficiency_pc = Enthalpy / (phi/1e3) * 100 ;

%% IR-CAMERA FLUX FOR VALIDATION -----

% Cut-off wavelength of IR-camera
Lc = 5e-6 ; % [m]
idx = find(wl<=Lc, 1, 'last' );

```

```

dL = ( wl(idx+1) - wl(idx) ) * 1e6 ;
E_v_spec = abs(ord(3)*w(3)*(I3o(idx))+ord(4)*w(4)*(I4o(idx)))/pi * A / dL ;
E_ps_spec = PF_sum(wl(idx),wl(idx+1),Tso)/PF_sum(wl(1),wl(end),Tso) * (1-
por)*ab(idx)*sb*Tso^4 / pi * A / dL ;
Q_spec = ( E_v_spec + E_ps_spec ) ;

% Equivalent Black-Body Temperature
h = 6.62606957*1e-34 ; % [J.s]
c = 299792458 ; % [m/s]
k = 1.3806488*1e-23 ; % [J/K]
EBBT = h*c/(Lc*k) / log( 2*h*c^2/(Q_spec*1e6/A*Lc^5) + 1 ) ;

%% DISPLAY RESULTS -----
disp(['Start at ',num2str(Clock(4)), 'h ',num2str(Clock(5)), 'mn
',num2str(round(Clock(6))), 'sec.'])
Clock = clock; % calculation end date
disp(['End at ',num2str(Clock(4)), 'h ',num2str(Clock(5)), 'mn
',num2str(round(Clock(6))), 'sec.'])
disp(['Total number of iterations : ',num2str(iter)])
disp(['Calculation time : ',num2str(sum(Time_s),4), ' sec'])
disp(['Average time per iteration : ',num2str(sum(Time_s)/iter,4), ' sec/it'])
disp('-----')
disp(' ~ ENERGY BALANCE ~')
disp(['TOTAL INLET FLUX DENSITY: ',num2str(round(IN_kWm2)), ' kW/m2
(',num2str(IN_kWm2/IN_kWm2*1e2,3), '%)'])
disp([' - Solar Source: ',num2str(round(CSP)), ' kW/m2
(',num2str(CSP/IN_kWm2*1e2,3), '%)'])
disp([' - Back-Wall contribution: ',num2str(round(BW)), ' kW/m2
(',num2str(BW/IN_kWm2*1e2,3), '%)'])
disp(['TOTAL OUTLET FLUX DENSITY: ',num2str(round(OUT_kWm2)), ' kW/m2
(',num2str(OUT_kWm2/IN_kWm2*1e2,4), '%)'])
disp([' - Thermal power of fluid: ',num2str(round(Enthalpy)), ' kW/m2
(',num2str(Enthalpy/IN_kWm2*1e2,4), '%)'])
disp([' - Radiative losses: ',num2str(round(Qr_loss)), ' kW/m2
(',num2str(Qr_loss/IN_kWm2*1e2,4), '%)'])
disp('PSEUDO-SURFACE LOSSES (@inlet)-')
disp([' - Reflexion = ',num2str(round(R_ps_in)), ' kW/m2
(',num2str(R_ps_in/IN_kWm2*1e2,4), '%)'])
disp([' - Emission = ',num2str(round(E_ps_in)), ' kW/m2
(',num2str(E_ps_in/IN_kWm2*1e2,4), '%)'])
disp('INLET LOSSES-')
disp([' - IR scattering = ',num2str(round(E_v_in)), ' kW/m2
(',num2str(E_v_in/IN_kWm2*1e2,4), '%)'])
disp([' - Solar scattering = ',num2str(round(S_in)), ' kW/m2
(',num2str(S_in/IN_kWm2*1e2,4), '%)'])
disp('OUTLET LOSSES-')
disp([' - IR scattering = ',num2str(round(E_v_out)), ' kW/m2
(',num2str(E_v_out/IN_kWm2*1e2,4), '%)'])
disp([' - Solar scattering = ',num2str(round(S_out)), ' kW/m2
(',num2str(S_out/IN_kWm2*1e2,4), '%)'])
disp(['ENERGY BALANCE = ',num2str(round(Balance_kWm2)), ' kW/m2 ~
',num2str(Balance_pc,4), '%'])
disp('-----')
disp(' ~ PHYSICAL FIELDS & PERFORMANCE ~')
disp([' Ts(0) = ',num2str(round(Tso)), ' K ; Ts(L) = ',num2str(round(Ts(end))), '
K'])
disp([' Tf(0) = ',num2str(round(Tamb)), ' K ; Tf(L) = ',num2str(round(Tf(end))), '
K'])
disp(['Pressure drop: ',num2str((P0-Patm)/(L*1e2),3), ' mbar/m (',num2str(round(P0-
Patm)), ' Pa)') % [Pa/cm]=[mbar/m]
disp(['Solar-to-thermal efficiency: ',num2str(Efficiency_pc,4), '%'])
disp('(Ratio of Fluid-Thermal-Power to CSP.)')
disp(['(result to be used: Es2t-|de|= ',num2str(Efficiency_pc-
abs(Balance_pc),4), '%)'])
disp('-----')
disp('IR-CAMERA FLUX VALIDATION')
disp([' - IR-Camera wavelength = ',num2str(Lc*1e6), ' µm'])
disp([' - IR-Camera flux = ',num2str(Q_spec,3), ' W/µm.sr'])

```

```

%% SAVING RESULTS -----
Fields = [X' U' P' Tf' Ts' -dQ'/1e3];
Name_fields = [ Name '_fields'];
save(Name_fields, 'Fields', '-ascii', '-tabs')
Results = [IN_kWm2; OUT_kWm2; Enthalpy; sum(Time_s)];
Name_results = [ Name '_balance' ];
save(Name_results, 'Results', '-ascii', '-tabs')

%% GRAPHS

% Convergence
figure(1)
semilogy(It, ccTf, 'b.-', It, ccTs, 'r.-', [It(1) It(end)*1.1], [CC_nse CC_nse], 'k-')
axis([1 It(end)*1.1 CC_nse/10 1])
l=legend('\bf\delta T_{f}', '\bf\delta T_{s}'); set(l, 'fontsize', 14)
xlabel('Iterations', 'fontsize', 14)
ylabel('Residues [%]', 'fontsize', 14)
t=title('\bfTEMPERATURES RESIDUES'); set(t, 'fontsize', 20)
text(5, 0.5, ['\bfConvergence criterium: ', num2str(CC_nse)], 'fontsize', 12)
text(5, 0.1, ['\bfUnder-relaxation coefficient: ', num2str(URC)], 'fontsize', 12)

% Temperatures fields
figure(2)
plot([0 X], [Tfo Tf], '.-b', [0 X], [Tso Ts], '.-r')
grid on
l=legend('\bfT_{f}(x)', '\bfT_{s}(x)', 'location', 'southeast'); set(l, 'fontsize', 14)
xlabel('Depth [m]', 'fontsize', 14)
ylabel('Temperature [K]', 'fontsize', 14)
t=title('\bfTEMPERATURES PROFILES INSIDE THE ABSORBER'); set(t, 'fontsize', 20)
text(5e-4, Tfo, ['\bfT_{f,in} = ', num2str(Tfo, 4), ' K'], 'fontsize', 12)
text(5e-4, Tso, ['\bfT_{s,in} = ', num2str(Tso, 4), ' K'], 'fontsize', 12)

% Luminances / Intensities fields
figure(3)
subplot(1, 2, 1)
plot(X, sum(I_1, 3), '.-b', X, sum(I_2, 3), '.-g', X, sum(I_3, 3), '.-r', X, sum(I_4, 3), '.-m')
grid on
l=legend('\bfI_{1}(x) for \mu_{1}=+0.90', '\bfI_{2}(x) for \mu_{2}=+0.29', '\bfI_{3}(x) for \mu_{3}=-0.29', '\bfI_{4}(x) for \mu_{4}=-0.90', 'location', 'northeast');
set(l, 'fontsize', 14)
xlabel('Depth [m]', 'fontsize', 14)
ylabel('Luminances / Intensities [W/m^2.sr]', 'fontsize', 14)
t=title('\bfLUMINANCES / INTENSITIES INSIDE THE ABSORBER'); set(t, 'fontsize', 20)
subplot(1, 2, 2)
plot(X, q_p, '.-b', X, -q_n, '.-r')
grid on
l=legend('\bfq^{+}(x)', '\bfq^{-}(x)', 'location', 'northeast'); set(l, 'fontsize', 14)
xlabel('Depth [m]', 'fontsize', 14)
ylabel('Flux [W/m^2]', 'fontsize', 14)
t=title('\bfPOSITIVE & NEGATIVES FLUXES'); set(t, 'fontsize', 20)

% Pressure drop
figure(4)
plot([0 X], [P0 P], '.-b')
grid on
xlabel('Depth [m]', 'fontsize', 14)
ylabel('Pressure [Pa]', 'fontsize', 14)
t=title('\bfPRESSURE PROFILE INSIDE THE ABSORBER'); set(t, 'fontsize', 20)
text(L/10, P0, ['\bf\Delta P = ', num2str(P0-Patm, 3), ' Pa'], 'fontsize', 12)

```

Fonctions

```

function [I_1 I_2 I_3 I_4] =
spectral_cold(i,a,li,ls,por,d,phi,OA,dx,I_1,I_2,I_3,I_4,CC_dom,F_sol)

% General properties -----
N = length(I_1);    T_Sun = 5750;

% Spectral fraction -----
fs = PF_sum( li, ls, T_Sun ) / F_sol ;

% Radiative properties -----
b = 4.8*(1-por)/d;    ka = a*b;    kd = (1-a)*b;

% Quadrature properties -----
ord = [ 0.9082483 0.2958759 -0.2958759 -0.9082483 ];
w = [ 2.0943951 4.1887902 4.1887902 2.0943951 ];
w = w / sum(w) * 4*pi ;
SP = pi/6 * SPF_S4();

% Inlet boundary condition -----

    % Condition on IRRADIANCE (G) & RADIATIVE FLUX (qr)
% Mat = [ w(1) w(2) ; ord(1)*w(1) ord(2)*w(2) ];
% Sec = fs * por*phi * [ 2*(1-cos(OA))/sin(OA)^2 ; 1 ];
% Sol = Mat\Sec;    I1o = Sol(1);    I2o = Sol(2);

    % Condition on RADIATIVE FLUX (qr) & RADIATION PRESSURE (Pr)
Mat = [ ord(1)*w(1) ord(2)*w(2) ; ord(1)*ord(1)*w(1) ord(2)*ord(2)*w(2) ];
Sec = fs * por*phi * [ 1 ; 2/3*(1-cos(OA)^3)/sin(OA)^2 ];
Sol = Mat\Sec;    I1o = Sol(1);    I2o = Sol(2);

% Outlet boundary condition -----
I_out = 0;    I3l = I_out;    I4l = I_out;

% Solving equations with Discrete Ordinates Method -----

% Initialization
ccI1 = 1;    ccI2 = 1;    ccI3 = 1;    ccI4 = 1;    k = 0 ;

while ( ccI1>CC_dom || ccI2>CC_dom || ccI3>CC_dom || ccI4>CC_dom )

    % Results STORAGE -----
    I1 = I_1 ; I2 = I_2 ; I3 = I_3 ; I4 = I_4 ;

    % Incoming scattered intensities -----
    S1 = kd/(4*pi)*( I_1*SP(1,1) + I_2*SP(2,1) + I_3*SP(3,1) + I_4*SP(4,1) );
    S2 = kd/(4*pi)*( I_1*SP(1,2) + I_2*SP(2,2) + I_3*SP(3,2) + I_4*SP(4,2) );
    S3 = kd/(4*pi)*( I_1*SP(1,3) + I_2*SP(2,3) + I_3*SP(3,3) + I_4*SP(4,3) );
    S4 = kd/(4*pi)*( I_1*SP(1,4) + I_2*SP(2,4) + I_3*SP(3,4) + I_4*SP(4,4) );

    % FIRST INTENSITY: direct calculation -----
    % First mesh: 0->1 = dx/2
    I_1(1) = ( ord(1)/(dx/2)*I1o + S1(1) ) / ( ord(1)/(dx/2) + b ) ;
    % Intensity inside mesh (i->i+1 = dx):  $\mu_1 dI_1/dx = ka*I_b - b*I_1 + S_1$ 
    for it=2:N
        I_1(it) = ( ord(1)/dx*I_1(it-1) + S1(it) ) / ( ord(1)/dx + b ) ;
    end
    I1l = ( ord(1)/(dx/2)*I_1(N) + S1(N) ) / ( ord(1)/(dx/2) + b ) ;

    % SECOND INTENSITY: direct calculation -----
    % First mesh: 0->1 = dx/2
    I_2(1) = ( ord(2)/(dx/2)*I2o + S2(1) ) / ( ord(2)/(dx/2) + b ) ;
    % Intensity inside mesh (i->i+1 = dx):  $\mu_2 dI_2/dx = ka*I_b - b*I_2 + S_2$ 
    for it=2:N
        I_2(it) = ( ord(2)/dx*I_2(it-1) + S2(it) ) / ( ord(2)/dx + b ) ;
    end

```

```

I2l = ( ord(2)/(dx/2)*I_2(N) + S2(N) ) / ( ord(2)/(dx/2) + b ) ;

% THIRD INTENSITY: direct calculation -----
% Last mesh: N->L = dx/2
I_3(N) = ( ord(3)/(dx/2)*I3l - S3(N) ) / ( ord(3)/(dx/2) - b ) ;
% Intensity inside mesh (i->i+1 = dx):  $\mu_3 \cdot dI_3/dx = ka \cdot I_b - b \cdot I_3 + S_3$ 
for it=N-1:-1:1
    I_3(it) = ( ord(3)/dx*I_3(it+1) - S3(it) ) / ( ord(3)/dx - b ) ;
end
% Inlet value (radiative losses)
I3o = ( ord(3)/(dx/2)*I_3(1) - S3(1) ) / ( ord(3)/(dx/2) - b ) ;

% FOURTH INTENSITY: direct calculation -----
% Last mesh: N->L = dx/2
I_4(N) = ( ord(4)/(dx/2)*I4l - S4(N) ) / ( ord(4)/(dx/2) - b ) ;
% Intensity inside mesh (i->i+1 = dx):  $\mu_4 \cdot dI_4/dx = ka \cdot I_b - b \cdot I_4 + S_4$ 
for it=N-1:-1:1
    I_4(it) = ( ord(4)/dx*I_4(it+1) - S4(it) ) / ( ord(4)/dx - b ) ;
end
% Inlet value (radiative losses)
I4o = ( ord(4)/(dx/2)*I_4(1) - S4(1) ) / ( ord(4)/(dx/2) - b ) ;

% Convergence errors -----
k = k + 1;
ccI1 = mean( abs( (I_1 - I1) ./ I1 ) );
ccI2 = mean( abs( (I_2 - I2) ./ I2 ) );
ccI3 = mean( abs( (I_3 - I3) ./ I3 ) );
ccI4 = mean( abs( (I_4 - I4) ./ I4 ) );

end

Values = [I1o I2o I3o I4o I1l I2l I3l I4l];
save(['Solar_Scattering_',num2str(i)], 'Values', '-ascii', '-tabs')

%% END -----

```

```

function [I_1 I_2 I_3 I_4] =
spectral_hot(i,a,li,ls,por,d,dx,Ts,I_1,I_2,I_3,I_4,CC_dom,F_ir,Tso,f0)

% General properties -----
sb = 5.67*1e-8;    N = length(Ts);

% Spectral fraction -----
fir = PF_sum( li, ls, Ts ) ./ F_ir ;
fo = PF_sum( li, ls, Tso ) ./ f0 ;

% Radiative properties -----
b = 4.8*(1-por)/d;    ka = a*b;    kd = (1-a)*b;

% Quadrature properties -----
ord = [ 0.9082483 0.2958759 -0.2958759 -0.9082483 ];
w = [ 2.0943951 4.1887902 4.1887902 2.0943951 ];
w = w / sum(w) * 4*pi ;
SP = pi/6 * SPF_S4();

% Inlet boundary condition -----
I_in = 0;    I1o = I_in;    I2o = I_in;

% Outlet boundary condition -----
I_out = fir(N)*por*sb*Ts(end)^4/pi;    I3l = I_out;    I4l = I_out;

% Solving equations with Discrete Ordinates Method -----

% Initialization
ccI1 = 1;    ccI2 = 1;    ccI3 = 1;    ccI4 = 1;    k = 0 ;

while ( ccI1>CC_dom || ccI2>CC_dom || ccI3>CC_dom || ccI4>CC_dom )

```

```

% Results STORAGE -----
I1 = I_1 ; I2 = I_2 ; I3 = I_3 ; I4 = I_4 ;

% Incoming scattered intensities -----
S1 = kd/(4*pi)*( I_1*SP(1,1) + I_2*SP(2,1) + I_3*SP(3,1) + I_4*SP(4,1) );
S2 = kd/(4*pi)*( I_1*SP(1,2) + I_2*SP(2,2) + I_3*SP(3,2) + I_4*SP(4,2) );
S3 = kd/(4*pi)*( I_1*SP(1,3) + I_2*SP(2,3) + I_3*SP(3,3) + I_4*SP(4,3) );
S4 = kd/(4*pi)*( I_1*SP(1,4) + I_2*SP(2,4) + I_3*SP(3,4) + I_4*SP(4,4) );

% FIRST INTENSITY: direct calculation -----
% First mesh: 0->1 = dx/2
I_1(1) = ( ord(1)/(dx/2)*I1o + fir(1)*ka*por*sb*Ts(1)^4/pi + S1(1) ) / (
ord(1)/(dx/2) + b ) ;
% Intensity inside mesh (i->i+1 = dx):  $\mu_1 dI_1/dx = ka*Ib - b*I_1 + S_1$ 
for it=2:N
    I_1(it) = ( ord(1)/dx*I_1(it-1) + fir(it)*ka*por*sb*Ts(it)^4/pi + S1(it) )
/ ( ord(1)/dx + b ) ;
end
I11 = ( ord(1)/(dx/2)*I_1(N) + fir(N)*ka*por*sb*Ts(N)^4/pi + S1(N) ) / (
ord(1)/(dx/2) + b ) ;

% SECOND INTENSITY: direct calculation -----
% First mesh: 0->1 = dx/2
I_2(1) = ( ord(2)/(dx/2)*I2o + fir(1)*ka*por*sb*Ts(1)^4/pi + S2(1) ) / (
ord(2)/(dx/2) + b ) ;
% Intensity inside mesh (i->i+1 = dx):  $\mu_2 dI_2/dx = ka*Ib - b*I_2 + S_2$ 
for it=2:N
    I_2(it) = ( ord(2)/dx*I_2(it-1) + fir(it)*ka*por*sb*Ts(it)^4/pi + S2(it) )
/ ( ord(2)/dx + b ) ;
end
I21 = ( ord(2)/(dx/2)*I_2(N) + fir(N)*ka*por*sb*Ts(N)^4/pi + S2(N) ) / (
ord(2)/(dx/2) + b ) ;

% THIRD INTENSITY: direct calculation -----
% Last mesh: N->L = dx/2
I_3(N) = ( ord(3)/(dx/2)*I3l - fir(N)*ka*por*sb*Ts(N)^4/pi - S3(N) ) / (
ord(3)/(dx/2) - b ) ;
% Intensity inside mesh (i->i+1 = dx):  $\mu_3 dI_3/dx = ka*Ib - b*I_3 + S_3$ 
for it=N-1:-1:1
    I_3(it) = ( ord(3)/dx*I_3(it+1) - fir(it)*ka*por*sb*Ts(it)^4/pi - S3(it) )
/ ( ord(3)/dx - b ) ;
end
% Inlet value (radiative losses)
I3o = ( ord(3)/(dx/2)*I_3(1) - fo*ka*por*sb*Tso^4/pi - S3(1) ) / (
ord(3)/(dx/2) - b ) ;

% FOURTH INTENSITY: direct calculation -----
% Last mesh: N->L = dx/2
I_4(N) = ( ord(4)/(dx/2)*I4l - fir(N)*ka*por*sb*Ts(N)^4/pi - S4(N) ) / (
ord(4)/(dx/2) - b ) ;
% Intensity inside mesh (i->i+1 = dx):  $\mu_4 dI_4/dx = ka*Ib - b*I_4 + S_4$ 
for it=N-1:-1:1
    I_4(it) = ( ord(4)/dx*I_4(it+1) - fir(it)*ka*por*sb*Ts(it)^4/pi - S4(it) )
/ ( ord(4)/dx - b ) ;
end
% Inlet value (radiative losses)
I4o = ( ord(4)/(dx/2)*I_4(1) - fo*ka*por*sb*Tso^4/pi - S4(1) ) / (
ord(4)/(dx/2) - b ) ;

% Convergence errors -----
k = k + 1;
ccI1 = mean( abs( (I_1 - I1) ./ I1 ) );
ccI2 = mean( abs( (I_2 - I2) ./ I2 ) );
ccI3 = mean( abs( (I_3 - I3) ./ I3 ) );
ccI4 = mean( abs( (I_4 - I4) ./ I4 ) );

end

```

```
Values = [I1o I2o I3o I4o I1l I2l I3l I4l];
save(['Limit_luminances_', num2str(i)], 'Values', '-ascii', '-tabs')

%% END -----

function Hs=h_sin_Fu(por,d,L,m,Tfi,Tfo) % Local inlet heat transfer coefficient

global Tamb

if por>0.90
    A_V = (13.503-13.503*por)/d;
else
    A_V = (4.017-2.963*por)/d;
end

Tin = ( Tfi + Tfo ) / 2 ;

Mu = 0.6901*1e-5 + 4.319e-8*Tin - 8.460e-12*Tin^2;

Re = m*d ./ Mu ;

Nu_v = 0.187*Re^1.10 ;

Nu_l = Nu_v / ( A_V*d ) ;

Ta = ( Tfi + Tamb ) / 2 ;

kf = 0.5399*1e-2 + 7.617e-5*Ta - 1.389e-8*Ta^2;

Hs = Nu_l * ( kf / d ) * 1.7 ;

%%

function Hv=h_vol_Fu(por,d,L,ms,Tfo,TfL,Tf) % Volumetric heat transfer coefficient

if por>0.90
    A_V = (13.503-13.503*por)/d;
else
    A_V = (4.017-2.963*por)/d;
end

Tm = ( Tfo + TfL ) / 2 ;

Mu = 0.6901*1e-5 + 4.319e-8*Tm - 8.460e-12*Tm^2 ;

Re = ms*d ./ Mu ;

Nu_Vol = 0.187*Re^1.10 ;

for it=1:length(Tf)

    kf(it) = 0.5399*1e-2 + 7.617e-5*Tf(it) - 1.389e-8*Tf(it)^2 ;

    Hv(it) = Nu_Vol * ( kf(it) / d^2 ) ;

end

%%
```

2. Algorithme d'optimisation

Afin de réduire le nombre de pages des annexes, seul l'algorithme d'optimisation est retranscrit ici en langage fortran (f90) ; les codes développés sur Matlab et traduits n'ont pas été rapportés ici.

```

=====
!
!                               PROGRAM PSO_HTVSA
!*****
PROGRAM PSO_htvsa
=====
! Particle Swarm Optimization program to find the global minimum of a function
Written by F. ORDONEZ, PROMES
! This program is a PSO algorithm with constant inertia and maximum velocity
limitation with synchronous method of iteration (which the swarm achievements are
updated once a time increment is completed)
!
! M          = Number of particles
! V          = Particle velocity
! X          = Particle position
! R          = Function to optimize
! pbest      = Best local function. One for each particle at each time
! gbest      = Best global function. One for all particles at each time
! c1 and c2  = Acceleration coefficients. They determine the magnitude of the
random forces in direction of personal best and neighborhood best. The used values
correspond for a PSO with inertia according to recommendation of Clerc.
! weight     = Inertia parameter. Higher values results in relatively straight
particle trajectories with significant "overflying" at the target, resulting in a
good global search characteristic, lower values are desirables for a refined
localized search.
!
=====
USE random_uniform
USE OMP_LIB
!
IMPLICIT NONE
!
REAL(KIND=8), PARAMETER :: PI = 3.14159265358979D+0 ! value of pi
!
INTEGER(KIND=4), PARAMETER :: NUM_THREADS = 8 ! Threads number to use
!
INTEGER(KIND=4), PARAMETER :: MM = 65 ! Iterations
INTEGER(KIND=4), PARAMETER :: D = 2 ! Dimension of problem
INTEGER(KIND=4), PARAMETER :: M = 25 ! Particles number
!
REAL(KIND=8), PARAMETER :: c1 = 2.6D+0 ! Local acceleration
REAL(KIND=8), PARAMETER :: c2 = 1.5D+0 ! Social acceleration
REAL(KIND=8), PARAMETER :: weight = 0.5D+0 ! Inertia term
REAL(KIND=8), PARAMETER :: mv = 0.5D+0 ! Limited velocity fraction
!
! Parameters to optimize
REAL(KIND=8), PARAMETER :: MIN_PPI = 4.D+0 ! Minimum pore density (PPI = Pores
per Inch)
REAL(KIND=8), PARAMETER :: MAX_PPI = 20.D+0 ! Maximum pore density (PPI = Pores
per Inch)
REAL(KIND=8), PARAMETER :: MIN_por = 0.70D+0 ! Minimum porosity
REAL(KIND=8), PARAMETER :: MAX_por = 0.999D+0 ! Maximum porosity
!
REAL(KIND=8), ALLOCATABLE :: X(:,,:), pbest(:,,:), r1(:,,:), r2(:,,:), V(:,,:)
REAL(KIND=8), ALLOCATABLE :: gbest(:), minD(:), maxD(:), R(:), Rbest(:)
!
INTEGER(KIND=4) :: i, j, k
!
REAL(KIND=8) :: minR, Rgbest
!
REAL(KIND=8) :: start, finish
!
=====

```



```

!
! Here, the pore diameter and the porosity are the values to be optimized.
! All other parameters are fixed for the calculation.
!
! INLET parameters ; fixed/constant values
REAL(KIND=8), PARAMETER :: phi = 800.D+3      ! incoming CSP [W/m2]
REAL(KIND=8), PARAMETER :: OA = 30.D+0 * PI/180.D+0 ! concentrator half opening
angle [rad]
REAL(KIND=8), PARAMETER :: Tin = 300.D+0      ! incoming fluid temperature [K]
REAL(KIND=8), PARAMETER :: Pin = 101325.D+0   ! incoming fluid pressure [Pa]
REAL(KIND=8), PARAMETER :: ms = 0.5092958D+0 ! mass-flow rate over
aperture [kg/s/m2] 0.5092958 kg/s.m2 <--> 1 g/s (5cm diam.)
REAL(KIND=8), PARAMETER :: L = 4.D-2         ! length/depth of absorber [m]
REAL(KIND=8), PARAMETER :: ks = 15.D+0       ! solid thermal conductivity
[W/m/K]
REAL(KIND=8), PARAMETER :: a = 0.85D+0       ! absorptivity of the solid phase
[-] (0 < a < 1)
!
!=====
!
! Starting clock
CALL CPU_TIME ( start )
!
! Allocation of the used matrix
!
ALLOCATE (minD(D))
ALLOCATE (maxD(D))
ALLOCATE (X(M,D))
ALLOCATE (pbest(M,D))
ALLOCATE (V(M,D))
ALLOCATE (r1(M,D))
ALLOCATE (r2(M,D))
ALLOCATE (R(M))
ALLOCATE (Rbest(M))
ALLOCATE (gbest(D))
!
CALL OMP_SET_NUM_THREADS(NUM_THREADS)          ! Set number of threads
!
! Definition of the research boundaries [Rmp, RmpR32, FV]
!
minD=(/MIN_PPI, MIN_por/)
maxD=(/MAX_PPI, MAX_por/)
!
!=====
!
! INITIALIZATION OF X, V, pbest, R, Rbest, Rgbest and gbest
!=====
CALL init_tirage()
!
!=====
!
DO i=1,M ! num particules
  DO j=1,D ! nbre parametres
    X(i,j)=lfsr258()
    X(i,j)=(maxD(j)-minD(j))*X(i,j)+minD(j)
    V(i,j)=lfsr258()
    V(i,j)=(maxD(j)-minD(j))*V(i,j)*mv
  END DO
END DO
!
pbest=X
!
DO i=1,M
!=====
!
WRITE(*,*),'Particle # ',i
WRITE(*,*),'PPI = ',X(i,1)
WRITE(*,*),'Porosity = ',X(i,2)

```



```

        END IF
        !
        IF (R(i)==maxval(R) .and. R(i)>Rgbest) THEN
            Rgbest=R(i)
            gbest=(/X(i,1),X(i,2)/)
        END IF
    END DO
END DO
!
! Stopping clock
CALL CPU_TIME ( finish )
!
! Save the results
!
OPEN(1,file='R.dat')
WRITE(1,*)Rgbest,gbest
PRINT *,'Solar-to-Thermal efficiency [%] =',Rgbest
PRINT *,'PPI [-] =',gbest(1)
PRINT *,'Porosity [%] =',gbest(2)*1.D+2
PRINT *,'Calculation time [s] =', finish-start
STOP
!
END PROGRAM PSO_htvsa
!*****
! END PROGRAM PSO_htvsa
!=====
!
!=====
!
!                               SUBROUTINE init_tirage
!*****
SUBROUTINE init_tirage()
!=====
!
! AF - sub-diagonal (means it is the diagonal below the main diagonal)
! BF - the main diagonal
! CF - sup-diagonal (means it is the diagonal above the main diagonal)
! DF - right part
! XK - the answer
! L - number of equations
!=====
USE random_uniform
!
IMPLICIT NONE
!
INTEGER (KIND=8) :: i1, i2, i3, i4, i5
!
OPEN(21,FILE='seed0',STATUS='old')
READ(21,'(5I10)') i1, i2, i3, i4, i5
!
CALL init_seeds(i1, i2, i3, i4, i5)
!
CLOSE(21)
!
END SUBROUTINE init_tirage
!

```

3. Parcours recherche

Projets de recherche

« Optimized volumetric absorbers for high efficiency solar thermal conversion » (2012–2013)

Projet de recherche issu du programme « Renewable Energy: Solar, Storage » du Haut Conseil franco-israélien des Sciences et de la Technologie (P2R Israel 2012, projet 28098XA) mené en collaboration avec TAU⁶ - avec la participation du Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche (France), du Ministère des Affaires Etrangères (France) et du Ministère de la Science et de la Technologie (Israël).

ANR-OPTISOL (2013–2016)

Projet de recherche issu du programme SEED⁷ de l'ANR⁸ (ANR-11-SEED-0009) pour lequel la présente thèse de doctorat en Sciences de l'Ingénieur a été effectuée au laboratoire PROMES⁹ et à l'école doctorale « e2 »¹⁰ (ED305) de l'UPVD¹¹ portant sur « Absorbent Solaire Volumique Haute Température à Propriétés Optiques Contrôlées ».

Communications scientifiques

Articles scientifiques

Abraham KRIBUS, Yonatan GRAY, Michael GRIJNEVICH, Gur MITTELMAN, Sébastien MEY-CLOUTIER, Cyril CALIOT. *The promise and challenge of solar volumetric absorbers*. Solar Energy (Elsevier), Volume 110, 2014, Pages 463—481.

Sébastien MEY-CLOUTIER, Cyril CALIOT, Abraham KRIBUS, Yonatan GRAY, Gilles FLAMANT. *Experimental study of ceramic foams used as high temperature volumetric solar absorber* [soumis].

Proceedings

Sébastien MEY-CLOUTIER, Cyril CALIOT, Gilles FLAMANT, Abraham KRIBUS, Yonatan GRAY. *Etudes numériques et expérimentales d'absorbent solaires volumiques en SiC*. Proceeding for the 1st National Days of Solar Energy "JNES 2014" congress.

Sébastien MEY, Cyril CALIOT, Gilles FLAMANT, Abraham KRIBUS, Yonatan GRAY. *Optimization of high temperature SiC volumetric solar absorber*. Proceedings of the 19th International SolarPACES conference 2013. Energy Procedia (Elsevier), Volume 49, 2014, Pages 478—487.

Communications internationales

Présentation orale pour la 19ème conférence SolarPACES¹² organisée par le réseau SolarPACES à Las

⁶ Tel-Aviv University : <<https://english.tau.ac.il/>>

⁷ Systèmes Energétiques Efficaces et Décarbonés : <<http://www.agence-nationale-recherche.fr/suivi-bilan/editions-2013-et-anterieures/energie-durable/systemes-energetiques-efficaces-et-decarbones/>>

⁸ Agence Nationale de la Recherche : <<http://www.agence-nationale-recherche.fr/>>

⁹ Procédés, Matériaux et Energie Solaire : <<http://www.promes.cnrs.fr/>>

¹⁰ Energie & Environnement : <<http://www.univ-perp.fr/fr/menu/recherche/ecoles-doctorales/ecole-doctorale-energie-environnement/ecole-doctorale-energie-environnement-149.kjsp>>

¹¹ Université de Perpignan Via Domitia : < >

¹² Solar Power And Chemical Energy Systems : <<http://www.solarpaces.org/>>

Vegas, Nevada, Etats-Unis d'Amérique (17-20 septembre 2013).

Poster pour le 7^{ème} Symposium de Rayonnement RAD-13 organisé par ICHMT¹³ à Kusadasi, Turquie (2-8 juin 2013).

Communications européennes

Présentation orale & poster pour le 9^{ème} Congrès des Doctorants SOLLAB organisé par l'alliance SOLLAB¹⁴, le programme SFERA¹⁵ et le Centre DLR¹⁶ à Hornberg, Allemagne (13-14 mai 2013).

Présentation orale pour le séminaire de clôture du programme « Renewable Energy: Solar, Storage » organisé par le HCST à Paris, France (16 décembre 2013).

Présentation orale & poster pour le 10^{ème} Congrès des Doctorants SOLLAB organisé par l'alliance SOLLAB, le programme SFERA2 et le laboratoire PROMES à Odeillo, France (23-25 juin 2014)

Communications nationales

Présentation orale pour les 6^{èmes} Journées d'Etudes en Rayonnement Thermique organisée par la SFT¹⁷ et le Groupe de Recherche ACCORT¹⁸ au laboratoire PROMES à Odeillo (10-11 octobre 2012).

Présentation orale pour les 7^{èmes} Journées d'Etudes en Rayonnement Thermique organisée par la SFT et le Groupe de Recherche ACCORT au LTN¹⁹ à Nantes (21-22 mars 2013).

Présentation orale pour les 8^{èmes} Journées d'Etudes en Rayonnement Thermique organisée par la SFT et le Groupe de Recherche ACCORT et le GFC²⁰ au CETHIL²¹ à Lyon (6-7 février 2014).

Poster pour la 1^{ère} édition des Journées Nationales de l'Energie Solaire « JNES 2014 » organisée par le pôle de compétitivité DERBI²² et FédEsol²³ à l'Université de Perpignan Via Domitia (8-10 juillet 2014).

Poster pour la 2^{nde} édition des Journées Nationales de l'Energie Solaire « JNES 2015 » organisée par le pôle de compétitivité DERBI et FédEsol à l'Université de Perpignan Via Domitia (1-3 juillet 2015).

Autres événements

Événements européens

4^{ème} école d'été SFERA intitulée « Measurement Tools and Standardization Aspects for Concentrating Solar Technologies » organisée par le programme SFERA à Hornberg, Allemagne (15-16 mai 2013).

Séminaire intitulé « Porous ceramics for CSP applications » organisée par l'université SUPSI²⁴ à Lugano, Suisse (26 juin 2013).

1^{ère} école d'été SFERA2 intitulée « Solar Receivers & Reactors » organisée par le programme SFERA2 à

¹³International Center for Heat and Mass Transfer : <<http://www.ichmt.org/>>

¹⁴Alliance of European Laboratories for Research and Technology on Solar Concentrating Systems : <<http://www.sollab.eu/>>

¹⁵Solar Facilities for European Research Area : <<http://sfera2.sollab.eu/>>

¹⁶Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt : <<http://www.dlr.de/>>

¹⁷Société Française de Thermique : <<http://www.sft.asso.fr/>>

¹⁸Actions Concertées en Rayonnement Thermique : <<http://www.gdr-accort.cnrs.fr/>>

¹⁹Laboratoire de Thermocinétique de Nantes : <<http://www.polytech.univ-nantes.fr/ltm/>>

²⁰Groupe Français de Combustion : <<http://www.combustioninstitute.fr/>>

²¹Centre d'Energétique et de Thermique de Lyon : <<http://cethil.insa-lyon.fr/>>

²²Développement des Énergies Renouvelables dans le Bâtiment et l'Industrie : <<http://www.pole-derbi.com/>>

²³Fédération pour l'Energie Solaire : <<http://www.fedesol.cnrs.fr/>>

²⁴Scuola Universitaria Professionale della Svizzera italiana : <<http://www.supsi.ch/>>

Odeillo, France (25-27 juin 2014).

Evénements nationaux

Journées de travail en rayonnement STARSKI 2013 organisée par le groupe de recherche STARWest²⁵ au laboratoire CNRS-PROMES à Odeillo (11-13 mars 2013).

Journées de travail en rayonnement STARSKI 2014 organisée par le groupe de recherche STARWest au laboratoire CNRS-PROMES à Odeillo (26-28 février 2014).

Ecole thématique intitulée « ETR 2014 – Thermal Radiation in Semi-Transparent Medium » organisée par le CNRS et le groupe de recherche ACCORT au laboratoire PROMES à Odeillo (14-20 juin 2014).

Journées de travail en rayonnement STARLOUSE 2014 organisée par le groupe de recherche STARWest à Saint-Front (15-19 septembre 2014).

²⁵Regroupant le laboratoire PROMES d'Odeillo, le Centre RAPSODEE (Recherche d'Albi en génie des Procédés des Solides Divisés, de l'Energie et de l'Environnement : <<http://rapsodee.mines-albi.fr/>>) et le LAPLACE de Toulouse (Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie : <<http://www.laplace.univ-tlse.fr/>>).

Résumé



La production d'électricité par voie solaire apparait comme la solution la plus prometteuse pour l'avenir, tant en termes de coûts que de pollution. Cependant, afin d'atteindre le niveau de technologie requis pour envisager l'implémentation de telles centrales à grande échelle, plusieurs verrous technologiques et scientifiques sont encore à lever.

Dans cette optique, les récepteurs/absorbeurs volumiques pourraient permettre d'atteindre de plus hautes températures que les récepteurs surfaciques (technologie actuellement utilisée dans les tours solaires à concentration), permettant l'usage de cycles thermodynamiques à haute rendement, tels que les cycles Brayton. Via le projet ANR-OPTISOL, la thèse présentée ici veut répondre en partie à ces problématiques par l'étude des absorbeurs solaires volumiques :

- Une étude expérimentale des mousses céramiques utilisées comme absorbeur solaire volumique haute température a été menée au laboratoire CNRS-PROMES (UPR 8521). Une expérience a été conçue afin de tester des échantillons de 5cm de diamètre soumis au flux solaire concentré en conditions quasi-1D au foyer d'un four solaire à axe vertical ;
- Un code de calcul des transferts thermiques couplés en milieu poreux a été développé utilisant l'hypothèse de « milieu homogène équivalent », puis validé sur les campagnes expérimentales ;
- Finalement, un algorithme d'optimisation par essaim de particules a été utilisé afin de déterminer les propriétés géométriques optimales de mousses céramiques maximisant l'efficacité de conversion thermosolaire.

Abstract



Solar-to-electricity power plants appear to be the most promises way for large electricity production in the future, in terms of costs as well as environmental impacts. Thus, reaching the required technology level still requires research and innovations in order to implement such power plants at large scale.

In this context, volumetric solar receivers/absorbers could allow us to reach higher temperatures in comparison to surface receivers (actual concentrating solar power technology used in solar towers), leading to high efficiency thermodynamical cycles such as Brayton cycles. With the ANR-OPTISOL project, this thesis tends to give new answers on volumetric solar absorbers using ceramic foams:

- Experimental studies of open pores ceramic foams used as high temperature volumetric solar absorber have been conducted at CNRS-PROMES laboratory (UPR 8521), with designed of a dedicated experiment for 5cm diameter samples operating under quasi-1D conditions submitted to concentrated solar power at the focal point of a vertical axis solar furnace;
- A numerical code has been developed in order to solve coupled heat transfers in porous medium using the "equivalent homogeneous medium" hypothesis, then validated on the experimental campaigns;
- Finally, an optimization algorithm has been used ("particle swarm optimization") aiming the identification of the optimal geometrical characteristics maximizing the solar-to-thermal efficiency of ceramic foams.