



**HAL**  
open science

# Conception de récepteurs solaires à lit fluidisé sous flux radiatif concentré

Germain Baud

► **To cite this version:**

Germain Baud. Conception de récepteurs solaires à lit fluidisé sous flux radiatif concentré. Génie des procédés. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2011. Français. NNT : 2011INPT0106 . tel-04241112

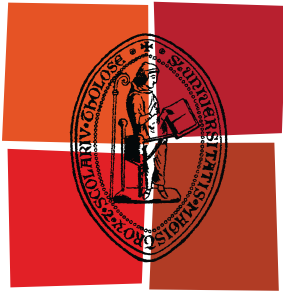
**HAL Id: tel-04241112**

**<https://theses.hal.science/tel-04241112>**

Submitted on 13 Oct 2023

**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.



Université  
de Toulouse

# THÈSE

En vue de l'obtention du  
**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

**Délivré par :**  
Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

**Discipline ou spécialité :**  
Génie des Procédés et de l'Environnement

---

**Présentée et soutenue par :**  
Germain BAUD

**le :** mardi 8 novembre 2011

**Titre :**  
Conception de récepteurs solaires à lit fluidisé sous  
flux radiatif concentré

---

**Ecole doctorale :**  
Mécanique, Energétique, Génie civil et Procédés (MEGeP)

**Unité de recherche :**  
Ecole des Mines d'Albi-Carmaux, centre RAPSODEE

**Directeur(s) de Thèse :**  
Jean-Jacques Bezian  
Gabriel Olalde

**Rapporteurs :**

José Gonzalez Aguilar  
Lounes Tadrict

**Membre(s) du jury :**

Vincent Eymet, Chargé de mission scientifique, Université de Bordeaux  
Richard Fournier, Professeur des universités, UPS-Toulouse  
Didier Mayer, Directeur de recherche, MINES ParisTech.  
Olivier Simonin, Professeur des universités, INP Toulouse

**Laboratoire RAPSODEE**  
Ecole des Mines d'Albi-Carmaux  
81013 ALBI Cedex 9

**Laboratoire PROMES**  
7 rue du Four Solaire  
66120 ODEILLO

# Conception de récepteurs solaires à lit fluidisé sous flux radiatif concentré

Thèse présentée à  
l'Institut National Polytechnique de Toulouse

pour obtenir le grade de  
**Docteur en Génie des Procédés**

par  
**Germain BAUD**

soutenue le xx novembre 2011 devant le jury composé de

---

M. Jean-Jacques BEZIAN	Enseignant-Chercheur	Directeur
M. Gabriel OLALDE	Directeur de recherche	Directeur
M. José GONZALEZ AGUILAR	Docteur titulaire de l'HDR	Rapporteur
M. Lounes TADRIST	Professeur des Universités	Rapporteur
M. Vincent EYMET	Docteur	Examineur
M. Richard FOURNIER	Professeur des Universités	Examineur
M. Didier MAYER	Directeur de recherche	Examineur
M. Olivier SIMONIN	Professeur des Universités	Examineur

**Résumé :** L'objectif de ce travail est d'évaluer le positionnement et le potentiel des récepteurs à lit fluidisé à changement de section par rapport aux autres méthodes de chauffage de gaz à haute température par voie solaire.

A cette fin, une connaissance approfondie des phénomènes thermiques et hydrodynamiques du récepteur est nécessaire. Pour acquérir cette connaissance, nous avons modélisé les transferts thermiques dans le récepteur en portant une attention particulière sur les transferts radiatifs en prenant en compte les diffusions multiples de la lumière dans le milieu particulaire, les effets de parois sur les transferts radiatifs et la directionnalité du rayonnement solaire concentré. La détermination précise de la distribution de particules dans le ciel du lit fluidisé s'est avérée un paramètre critique pour le calcul des transferts thermiques.

Ces modèles, plus tard affinés par une confrontation avec des références expérimentales, nous ont permis d'explorer l'effet de la géométrie sur les transferts thermiques dans le récepteur. Ils ont permis entre autres de mettre en évidence l'intérêt d'utiliser une colonne de fluidisation à changement de section et l'importance de l'optimisation du couple concentrateur solaire / récepteur afin d'éviter d'éventuelles surchauffes au niveau des parois du récepteur. De même, il semble que l'homogénéisation de la température dans le lit fluidisé contenu dans le récepteur soit favorable à son rendement.

**Mots clés :** Rayonnement solaire concentré - lit fluidisé bouillonnant - récepteur solaire - transferts thermiques - transferts radiatifs - méthode de Monte Carlo

**Abstract :** The aim of this work is to evaluate the position and the potential of solar fluidized bed receivers compared to other methods for the solar heating of gases at high temperature. To this end, a thorough knowledge of the heat transfer and hydrodynamic of the receiver is necessary. To acquire this knowledge, we modeled the heat transfer in the receiver with a focus on the radiative transfer by taking into account the multiple scattering of light in the particle medium, the effect of walls on radiative heat transfer and the directionality of the concentrated solar radiation. The accurate determination of the distribution of particles within the fluidized bed has been a critical parameter for the calculation of heat transfer.

With these models, later refined by a confrontation with experimental references, we have studied the effect of geometry on heat transfer in the receiver. This study highlighted the necessity to use a switching section fluidization column and the importance to optimize the pair : solar concentrator / receiver to avoid any overheating at the walls of the receiver. Moreover, it appears that the homogenization of the temperature in the fluidized bed of the receiver increase its performance.

**Keywords :** Concentrated solar radiation - bubbling fluidized bed - solar receiver - heat transfer - radiative heat transfer - Monte Carlo method

# Remerciements

Mes remerciements à toutes les personnes qui auront contribué de près ou de loin à la réussite de cette thèse ainsi qu'à l'élaboration de ce mémoire.

Je tiens donc à remercier mes encadrants de thèse M. Jean-Jacques Bezian, M. Gabriel Olalde et Mme Mouna ElHafi pour leur aide et leurs conseils avisés, et cela malgré leur emploi du temps chargé.

Je remercie également M. José Gonzales Aguilar, Docteur titulaire de l'HDR et M. Lounes Tadriss, Professeur des Universités pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse et M. Vincent Eymet, Docteur, M. Richard Fournier, Professeur des Universités, M. Didier Mayer, Directeur de recherche et M. Olivier Simonin, Professeur des Universités pour avoir accepté le rôle d'examineur.

Je souhaite ensuite remercier l'ensemble du personnel de l'école des Mines d'Albi-Carmaux, pour leur accueil chaleureux ainsi que les équipes technique et administrative de l'Ecole des Mines d'Albi-Carmaux, notamment M. Jean-Claude Poussin avec qui nous avons mis au point une maquette expérimentale.

Une pensée particulière est adressée aux membres des laboratoires RAPSODEE, PROMES et LAPLACE que j'ai côtoyés parfois quotidiennement et qui ont bien voulu répondre patiemment et aimablement à mes nombreuses questions.

Enfin, je tiens à remercier ma famille : mes parents Violette et Patrice ainsi que ma femme Kyoko qui m'ont épaulé pendant ces trois années de thèse.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>8</b>
<b>2</b>	<b>Les récepteurs solaires à particules</b>	<b>10</b>
2.1	Introduction . . . . .	10
2.2	La production d'énergie électrique solaire par voie thermodynamique . . . . .	10
2.3	Les récepteurs solaires métalliques et céramiques . . . . .	13
2.3.1	Exemples de récepteurs solaires métalliques et céramiques . . . . .	13
2.3.2	Exemples de récepteurs solaires appliqués à la chimie . . . . .	15
2.3.3	Bilan sur les récepteurs solaires métalliques et céramiques . . . . .	17
2.4	Les récepteurs solaires à particules . . . . .	18
2.4.1	Classement des différents récepteurs solaires à particules . . . . .	18
2.4.2	Exemples de récepteurs solaires à particules . . . . .	19
2.5	Le récepteur à lit fluidisé bouillonnant à changement de section . . . . .	26
2.6	Positionnement de la thèse . . . . .	29
2.6.1	Présentation de la thèse de A. Bounaceur . . . . .	30
2.6.2	Orientation de la thèse . . . . .	33
2.6.3	Définition de la géométrie de base . . . . .	35
2.7	Conclusion . . . . .	36
<b>3</b>	<b>Modèle thermique 1D d'un lit fluidisé bouillonnant</b>	<b>38</b>
3.1	Introduction . . . . .	38
3.2	Transferts thermiques dans le récepteur . . . . .	38
3.2.1	Bilan global . . . . .	39
3.2.2	Les transferts thermiques dans le lit fluidisé . . . . .	40
3.2.3	Champ de température vertical . . . . .	41
3.2.4	Les différents modèles thermiques appliqués aux lits fluidisés . . . . .	42
3.3	Modèle thermique monodimensionnel du lit fluidisé . . . . .	44
3.3.1	Les équations du modèle . . . . .	44
3.3.2	La conduction vive du lit fluidisé . . . . .	45
3.3.3	Le coefficient d'échange entre les particules et l'air . . . . .	49
3.3.4	Les termes sources radiatifs . . . . .	50

3.3.5	Conditions aux limites et conditions initiales . . . . .	50
3.3.6	Résolution numérique . . . . .	51
3.3.7	Couplage asynchrone . . . . .	51
3.4	Conclusion . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Transferts radiatifs dans un récepteur à lit fluidisé</b>	<b>54</b>
4.1	Introduction . . . . .	54
4.2	Les transferts radiatifs dans un lit fluidisé . . . . .	54
4.2.1	Interactions rayonnement/matière . . . . .	55
4.2.2	Choix de la Méthode de Monte Carlo (MMC) pour la résolution de l'ETR	60
4.2.3	Les propriétés optiques des particules . . . . .	60
4.3	Propriétés optiques des particules du récepteur . . . . .	63
4.3.1	Entrées et sorties du code . . . . .	63
4.3.2	Résultats sur les propriétés optiques : Caractérisation radiative des par- ticules . . . . .	64
4.4	Modélisation 1D des transferts radiatifs . . . . .	68
4.4.1	Présentation du code Karine dans son application aux lits fluidisés . . . .	68
4.4.2	Résultats 1D sur un cas d'étude théorique . . . . .	72
4.5	Modélisation 3D des transferts radiatifs . . . . .	76
4.5.1	Présentation de la démarche de codage dans l'environnement de dévelop- pement EDStaR . . . . .	76
4.5.2	Exemple du calcul d'une grandeur et de sa sensibilité . . . . .	78
4.5.3	Modélisation d'un flux solaire incident . . . . .	83
4.5.4	Calcul de la répartition du rayonnement solaire dans le lit fluidisé et calcul des pertes infra rouges du récepteur vers l'extérieur . . . . .	87
4.6	Conclusion . . . . .	89
<b>5</b>	<b>Hydrodynamique d'un lit fluidisé à changement de section</b>	<b>91</b>
5.1	Introduction . . . . .	91
5.2	Le modèle eulérien pour simuler les écoulements dans les milieux diphasiques . .	91
5.3	Hypothèse de découplage entre thermique et écoulement . . . . .	93
5.4	Les paramètres de modélisation . . . . .	93
5.4.1	La géométrie et les conditions limites . . . . .	93
5.4.2	Le maillage . . . . .	95
5.4.3	Les conditions initiales et propriétés des particules . . . . .	95
5.5	Tableau récapitulatif des paramètres de simulation . . . . .	95
5.6	Etude 3D de l'hydrodynamique du lit fluidisé . . . . .	97
5.6.1	Sensibilité au maillage . . . . .	97
5.6.2	Sensibilité au modèle de distribution de taille de particules . . . . .	99
5.6.3	Sensibilité au terme de transfert de quantité de mouvement entre les phases	102
5.7	Conclusion . . . . .	103

<b>6</b>	<b>Étude expérimentale d'une maquette de récepteur</b>	<b>104</b>
6.1	Introduction . . . . .	104
6.2	Généralités sur le dispositif expérimental . . . . .	104
6.3	Description du dispositif expérimental . . . . .	106
6.3.1	Colonne de fluidisation et éléments mécaniques . . . . .	106
6.3.2	Mesure de l'extinction du flux : Système émetteur et capteur de puissance	107
6.3.3	Mesure de la perte de charge : Prises et capteurs de pression . . . . .	108
6.4	Premiers essais et limitations du dispositif V1 . . . . .	109
6.4.1	Mesure de l'extinction du flux . . . . .	109
6.4.2	Mesure de la perte de charge . . . . .	110
6.4.3	Système d'échappement . . . . .	111
6.5	Nouveaux essais sur le dispositif amélioré V2 . . . . .	112
6.5.1	Etalonnage à vide . . . . .	112
6.5.2	Protocole expérimental et erreurs de mesure . . . . .	113
6.5.3	Paramètres expérimentaux étudiés . . . . .	115
6.6	Analyse des résultats . . . . .	117
6.6.1	Extinction du flux incident et variation de fraction volumique moyenne .	117
6.6.2	Influence de la vitesse de fluidisation sur la distribution du flux incident .	119
6.6.3	Influence de la quantité de particules sur la distribution du flux incident	122
6.7	Conclusion . . . . .	125
<b>7</b>	<b>Confrontation des modèles à l'expérience</b>	<b>126</b>
7.1	Introduction . . . . .	126
7.2	Ajustement du modèle hydrodynamique . . . . .	126
7.2.1	Choix du modèle du terme d'échange entre les phases . . . . .	126
7.2.2	Champ de fraction volumique moyen et instationnaire, visualisation . . .	128
7.3	Vérification du modèle de transfert radiatif . . . . .	130
7.3.1	Comparaison entre valeurs expérimentales et numériques de l'extinction d'un flux radiatif visible dans un lit fluidisé . . . . .	130
7.3.2	Intéraction turbulence/rayonnement . . . . .	132
7.4	Vérification du modèle thermique . . . . .	135
7.4.1	Présentation du dispositif expérimental . . . . .	135
7.4.2	Comparaison des champs de température . . . . .	137
7.5	Conclusion . . . . .	139
<b>8</b>	<b>Géométrie du récepteur et transferts thermiques</b>	<b>140</b>
8.1	Introduction . . . . .	140
8.2	Analyse des transferts radiatifs pour les cas de base . . . . .	140
8.2.1	Transferts radiatifs 1D . . . . .	140
8.2.2	Effet de la géométrie sur la répartition du rayonnement incident . . . . .	143
8.3	Champs de température, rendement et transferts radiatifs dans le cas de base . .	146



8.4	Application des codes de calculs à la modification de la géométrie du récepteur . . . . .	148
8.4.1	Effet de la position du récepteur par rapport au plan focal de la parabole sur la répartition du rayonnement solaire . . . . .	148
8.4.2	Effet du changement de section du récepteur sur le lit fluidisé . . . . .	151
8.4.3	Effet du raccourcissement de la zone inférieure du récepteur . . . . .	156
8.5	Conclusion . . . . .	159
<b>9</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>160</b>
	<b>Appendices</b> . . . . .	<b>175</b>
<b>A</b>	<b>Généralités sur les lits fluidisés</b> . . . . .	<b>176</b>
A.1	Le phénomène de fluidisation par les gaz . . . . .	176
A.2	Classification des poudres . . . . .	177
A.3	Vitesse minimale et taux de vide minimum de fluidisation, vitesse maximale de fluidisation . . . . .	178
A.3.1	Vitesse minimale de fluidisation . . . . .	178
A.3.2	Taux de vide minimum de fluidisation . . . . .	180
A.3.3	Vitesse maximale de fluidisation . . . . .	180
A.4	Le régime de fluidisation de bullage . . . . .	180
A.4.1	Domaine d'existence de la fluidisation de bullage . . . . .	181
A.4.2	Mouvement des bulles et du solide . . . . .	181
A.4.3	Caractéristiques des bulles et porosité du régime de bullage . . . . .	183
A.4.4	Le désengagement des particules . . . . .	183
<b>B</b>	<b>Notations utiles à la description des transferts radiatifs en milieu diffusant</b> <b>185</b>	
B.1	Luminance . . . . .	185
B.2	Coefficients d'absorption et de diffusion . . . . .	185
B.3	Section et facteur d'efficacité . . . . .	186
B.4	Fonction de phase . . . . .	186
<b>C</b>	<b>Les méthodes de résolution de l'ETR</b> . . . . .	<b>188</b>
C.1	Méthode de lancer de rayon . . . . .	188
C.2	Méthode zonale . . . . .	188
C.3	Méthode aux harmoniques sphériques . . . . .	189
C.4	Méthode des flux . . . . .	189
C.5	Méthode aux ordonnées discrètes . . . . .	190
C.6	Méthode de Monte Carlo . . . . .	191
C.7	La méthode intégrale . . . . .	191

<b>D</b>	<b>Utilisation de la CFD dans les milieux diphasiques</b>	<b>193</b>
D.1	Classification des modélisations des milieux diphasiques . . . . .	193
D.2	Le modèle eulérien pour milieux diphasiques . . . . .	194
D.3	Description du modèle eulérien . . . . .	195
D.3.1	Les équations et hypothèses du modèle Eulérien . . . . .	195
D.3.2	Modélisation de la turbulence . . . . .	200
D.4	La discrétisation des équations dans FLUENT . . . . .	201
D.5	La détermination du pas de temps . . . . .	203
D.6	La relaxation numérique . . . . .	203
D.7	Le suivi de la convergence et l'exploitation des résultats . . . . .	203
<b>E</b>	<b>Modèles spectraux de gaz appliqués aux lits fluidisés</b>	<b>204</b>
E.1	Les modèles spectraux de gaz . . . . .	204
E.2	Le modèle à bande étroite en k-distribution basé sur une discrétisation des valeurs de $k_a$ . . . . .	205

# Chapitre 1

## Introduction

Les réserves en combustibles fossiles s'amenuisent, et la consommation d'énergie, ainsi que le dégagement de CO<sub>2</sub>, restent en constante progression. Les énergies renouvelables, et notamment l'énergie solaire deviennent donc de bons candidats pour prendre une place importante dans les ressources énergétiques nécessaires aux besoins de la planète.

L'énergie solaire thermique (pour le chauffage de l'eau chaude sanitaire, et partiellement des locaux habités) sera un complément indispensable de l'électricité solaire. Cependant, c'est cette dernière qui semble la plus prometteuse, comprenant la production localisée par cellules photovoltaïques et centralisée par centrales solaires thermodynamiques. Celles-ci sont actuellement disponibles sous la forme de champs de miroirs cylindro-paraboliques, sources chaudes de cycle de Rankine classique (turbines à vapeur). Les rendements mesurés sont globalement compris entre 15 et 20% (contre 10 à 15% pour les champs photovoltaïques). Une des voies de recherche jugée prometteuse est de passer en cycles basés sur des turbines à gaz avec des fluides de travail (air) atteignant des températures de l'ordre de 750 à 1000°C, qui permettrait des rendements supérieurs à 25% [1]. C'est dans cette problématique que s'inscrit ce travail.

Cette thèse a pour objectif d'évaluer le positionnement des récepteurs à lit fluidisé à changement de section par rapport aux autres méthodes de chauffage de gaz à haute température par voie solaire.

Le récepteur solaire à lit fluidisé bouillonnant à changement de section est une technologie intéressante qui possède des avantages non négligeables par rapport aux technologies concurrentes. Par exemple, nous pouvons citer sa surface d'échange solide/gaz importante, son coefficient d'absorption solaire élevé et son isothermicité. Mais s'il est vrai qu'un récepteur solaire à lit fluidisé bouillonnant possède des propriétés thermiques avantageuses, il possède aussi des faiblesses qu'il faut étudier et prévoir. Les limitations principales de ce type de procédé sont liées à l'apparition de points chauds au niveau des parois et à la dégradation des surfaces transparentes par le contact des particules.

Pour comparer efficacement le récepteur solaire à lit fluidisé à changement de section avec les technologies existantes, il est important de pouvoir déterminer le champ de température dans le lit fluidisé par un modèle thermique. De l'évolution de la température dans le récepteur, nous pouvons ensuite en déduire le rendement thermique global ainsi que le niveau de température atteint par le gaz en sortie. Pour prédire les phénomènes importants liés aux parois et à l'aspect directionnel du rayonnement incident, la simulation des transferts radiatifs en géométrie complexe dans un milieu particulaire absorbant et diffusant est nécessaire. Dans les deux cas, la connaissance de la distribution de particules du lit fluidisé à travers le temps est un facteur clef de succès, car c'est la concentration de particules dans le récepteur qui conditionne les propriétés thermiques et optiques du milieu fluidisé.

Afin d'affiner le potentiel de la fluidisation bouillonnante dans son application solaire ainsi que la pertinence de la forme évasée du récepteur, une connaissance approfondie des phénomènes thermiques et hydrodynamiques dans le récepteur est donc nécessaire. Pour acquérir cette connaissance de la thermique du récepteur, des outils ainsi qu'une méthode de simulation des transferts thermiques d'un récepteur solaire à lit fluidisé ont été développés. Ces outils peuvent également servir au dimensionnement d'un récepteur à lit fluidisé bouillonnant en fonction du système concentrateur et des contraintes d'une centrale solaire thermodynamique à tour.

Ce manuscrit débute sur une étude bibliographique centrée autour des récepteurs solaires à particules. Après cette introduction, nous présentons la modélisation thermique 1D du récepteur à lit fluidisé. Pour renseigner ce modèle, il faut connaître d'une part les échanges radiatifs au sein du récepteur et d'autre part la concentration volumique de particules dans le lit fluidisé. Ainsi, le chapitre 4 traite de la modélisation des transferts radiatifs de notre système et le chapitre 5 traite de la simulation 3D de la dynamique du lit fluidisé de particules. Par la suite, le sixième chapitre présente le dispositif expérimental qui a permis d'ajuster les codes de calculs dynamiques et radiatifs présentés dans les chapitres précédents. L'ensemble des modèles retenus sont ensuite confrontés avec les résultats issus d'un prototype de récepteur solaire à chaud développé en 2008 par A. Bounaceur [2] et testé sous le flux d'un concentrateur parabolique au laboratoire PROMES à Odeillo. Enfin, un huitième chapitre présente le modèle global appliqué à différents cas test afin d'explorer l'influence de la géométrie du récepteur et du concentrateur solaire sur la thermique du récepteur solaire à lit fluidisé bouillonnant.

# Chapitre 2

## Étude bibliographique sur les récepteurs solaires à particules

### 2.1 Introduction

Cette étude bibliographique permet d'introduire mon travail de thèse dans le contexte actuel de l'énergie électrique d'origine solaire et de présenter les caractéristiques du récepteur solaire à lit fluidisé bouillonnant à changement de section par rapport aux autres technologies de récepteurs solaires.

### 2.2 La production d'énergie électrique solaire par voie thermodynamique

Pour produire de l'électricité en utilisant l'énergie solaire, il existe deux grandes familles de procédés : Les systèmes photovoltaïques et les systèmes thermodynamiques. Les systèmes photovoltaïques ont de sérieux atouts, comme un rendement indépendant de la taille de l'installation, un entretien très faible et une bonne fiabilité. Par contre, les rendements atteints dépassent rarement les 10% en moyenne annuelle. La voie thermodynamique, quand à elle, utilise des cycles classiques basés sur des composants éprouvés, avec des rendements en électricité dépassant souvent les 25% au point nominal et les 20% en moyenne annuelle.

Les centrales solaires thermodynamiques recouvrent l'ensemble des techniques qui visent à transformer l'énergie rayonnée par le soleil en chaleur à température élevée, puis à convertir cette chaleur en énergie mécanique et électrique au moyen d'un cycle thermodynamique moteur couplé à une génératrice électrique.

Les systèmes sans concentration captent les composantes directes et diffuses du rayonnement et produisent la chaleur à un niveau de température inférieur à 250°C, pour une utilisation en chauffage et climatisation de bâtiments ou sous forme de chaleur industrielle pour alimenter

des procédés thermiques.

À ces exceptions près, les centrales solaires thermodynamiques mettent en œuvre des systèmes concentrateurs, qui permettent de produire la chaleur à une température supérieure à  $250^{\circ}\text{C}$  avec d'excellents rendements thermiques, parfois supérieurs à 70%. Un des principaux avantages de ces systèmes est que la chaleur solaire transférée dans l'absorbeur au fluide caloporteur peut être stockée de manière fugitive pour s'affranchir des passages nuageux, ou sur des périodes de quelques heures pour décaler l'utilisation en dehors des plages ensoleillées de la journée. L'hybridation avec une source de chaleur fossile ou biomasse permet d'accroître la disponibilité des installations et de produire la chaleur de manière garantie. Cette chaleur est convertie en électricité par des cycles thermodynamiques, bien maîtrisés par l'industrie de la production électrique.

Une première période intensive de recherche sur le domaine, entre 1975 et 1990, a permis de vérifier la pertinence de concept, pour 3 types de procédés (cf. fig. 2.1 et fig. 2.2) :

- Les centrales à capteurs cylindro-paraboliques, avec des températures de source chaude limitées à  $380^{\circ}\text{C}$  environ et des puissances entre 10 MW et 100 MW ;
- Les paraboles autonomes ayant un moteur Stirling (10 kW à 25 kW) au foyer, avec des températures de source chaude dépassant les  $500^{\circ}\text{C}$  ;
- Les centrales à tour, limitées elle aussi à environ  $550^{\circ}\text{C}$ , pour des puissances unitaires supérieures à 10 MW.

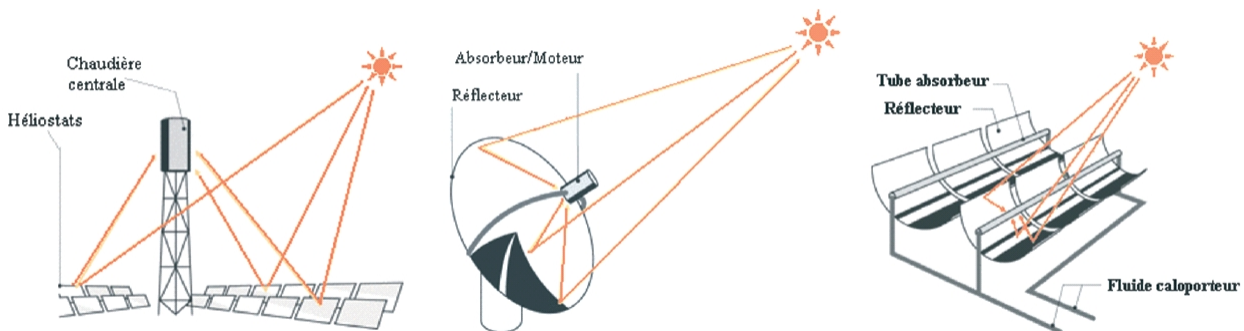


FIGURE 2.1 – Les différents concepts de concentration pour procédés thermodynamiques

Si l'on veut encore augmenter les rendements de ces systèmes thermodynamiques, pour avoisiner les 60% d'efficacité, une solution prometteuse est d'utiliser, dans le cadre des centrales à tour, des cycles combinés. Un cycle combiné, c'est le couplage d'une turbine à gaz et d'une turbine à vapeur. La turbine est basée sur un cycle de Brayton (2 isentropiques et 2 isenthalpiques). Sa source froide est l'air ambiant et sa source chaude, qui consiste normalement en une chambre de combustion, est ici remplacée par un récepteur d'énergie solaire concentrée à air. Pour obtenir de meilleures performances, on récupère ensuite la majeure partie de l'enthalpie contenue dans les gaz d'échappement de la turbine à gaz pour servir de source chaude à un cycle à vapeur classique. La seule contrainte est de disposer, sur le site où on installe le cycle

	Parabolic Trough	Power Tower	Dish/Engine
Size <sup>(a)</sup>	30-320MW	10-200MW	5-25kW
Approximate operating temperature	400°C	600°C	750°C
Annual capacity factor <sup>(a)</sup>	23-50%	20-77%	25%
Peak Efficiency	20% <sup>(b)</sup>	23%	29.4% <sup>(b)</sup>
Net annual efficiency <sup>(a)</sup>	11 <sup>(b)</sup> -16%	7 <sup>(b)</sup> -20%	12-25%
Cost [\$/W] <sup>(a)</sup>	4.0-2.7	4.4-2.5	12.6-1.3
Cost [\$/W <sub>p</sub> ] <sup>(a) (c)</sup>	4.0-1.3	2.4-0.9	12.6-1.1

(a) Value range indicates changes over the 1997-2030 time frame  
(b) Demonstrated values; other values are estimated or predicted  
(c) \$/W<sub>p</sub> removes the effect of thermal storage (or hybridization for dish/engine)

FIGURE 2.2 – Caractéristiques techniques des principaux systèmes solaires thermiques actuels

combiné (cf. fig. 2.3), d'une source froide pour assurer la condensation totale de la vapeur en sortie de turbine.

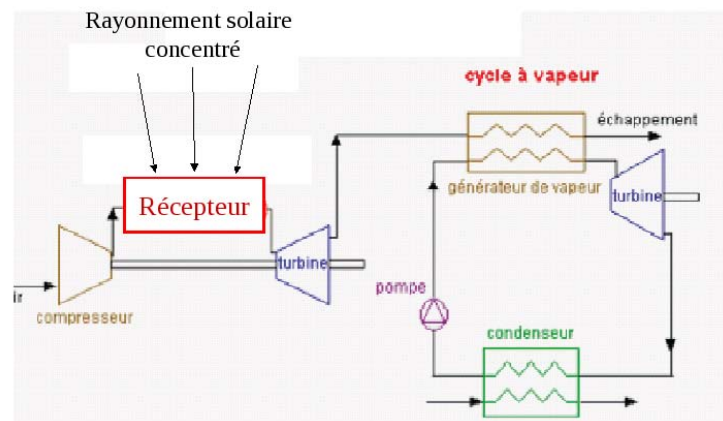


FIGURE 2.3 – Schéma d'un cycle combiné

Le concept de centrale solaire à cycle combiné est donc très prometteur car il met en œuvre un cycle et des machines à très haut rendement dans une gamme de puissance adaptée aux concentrateurs à tour. Mais le principal problème du cycle combiné à application solaire est que pour atteindre des rendements électriques proches des 60%, l'air caloporteur doit être chauffé à 1500°C dans un récepteur au foyer du concentrateur solaire.

Des expériences à puissance modeste ont déjà montré que le choix du récepteur reste délicat. Monter en puissance tout en limitant les pertes de chaleur et rendre plus fiable les récepteurs à air pressurisé constitue l'enjeu majeur des travaux menés actuellement sur cette filière. On bute notamment sur des limites de tenue en température des matériaux constituant le récepteur [3].

C'est ce composant qui demande actuellement le plus de développement technologique, tant au niveau de sa conception thermique que géométrique.

## 2.3 Les récepteurs solaires métalliques et céramiques

Des récepteurs métalliques et céramiques ont été développés pour répondre aux exigences des centrales thermodynamiques à haute température. Ces récepteurs métalliques [4] [5] [6] ou céramiques [7] [8] permettent d'atteindre des température de gaz à haute pression allant jusqu'à 1300°C.

Ces récepteurs à air sont principalement composés d'un absorbeur qui est chauffé par le flux solaire concentré et refroidi par le gaz, d'un système de distribution et de collecte du fluide, d'une cavité réceptrice et parfois d'une vitre de pressurisation et d'un concentrateur secondaire. Au cours des trentes dernières années, différentes technologies ont été développées. On peut donc différencier les récepteurs plans des récepteurs à cavité, les récepteurs à absorbeur surfacique, les récepteurs à absorbeur volumétrique, les récepteurs ouverts, les récepteurs pressurisés... Cette diversité de forme et de structure s'explique par une recherche constante d'efficacité afin de trouver un compromis entre :

- Un bon coefficient d'échange thermique entre l'absorbeur et le gaz ;
- Des pertes thermiques radiatives et convectives faibles ;
- Des pertes de charges raisonnables ;
- Une bonne résistance mécanique à la pression et aux contraintes thermomécaniques ;
- Une facilité de construction et d'entretien.

### 2.3.1 Exemples de récepteurs solaires métalliques et céramiques

Pour aborder le principe de fonctionnement ainsi que les rendements de conversion des récepteurs de types métalliques et céramiques, nous allons développer les exemples qui semblent les plus aboutis à savoir le récepteur DIAPR (Directly Irradiated Annular Pressurized Receiver), le récepteur de la centrale de SOLGATE (SOLar hybride GAs Turbine Electric power system) et le récepteur du projet Solhyco.

#### Le récepteur DIAPR

Le récepteur DIAPR, développé depuis les années 90 par l'équipe de recherche du WIS (Weizmann Institute of Science) est un récepteur à cavité composé d'un absorbeur volumique à la structure innovante [9]. Cet absorbeur constitué d'une matrice solide parsemée d'épines présente une bonne résistance aux contraintes thermiques tout en assurant une bonne absorption homogène du rayonnement et une uniformisation de la température dans le récepteur (cf. fig. 2.4).



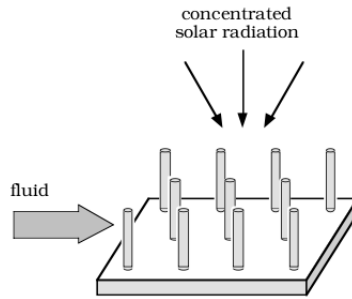


FIGURE 2.4 – Concept de l’absorbeur à épines du récepteur solaire DIAPR

Une maquette de  $500 \text{ kW}_{th}$  de ce récepteur, testé pendant des heures résiste à des flux de  $10 \text{ MW.m}^2$  et permet de produire un air chauffé à  $1300^\circ\text{C}$  à une pression pouvant atteindre 30 bars. Les rendements de conversion fluctuent entre 70 et 90% pour des flux solaires entre 1 et  $5 \text{ MW.m}^2$ . Malgré les bons résultats obtenus, une des limites du procédé réside dans son faible coefficient d’échange solide/gaz qui nécessite de concevoir un récepteur disposant d’une surface d’échange importante.

### Le récepteur DIAPR de la centrale de SOLGATE

Le projet scientifique SOLGATE [10] est une centrale électrique hybride dont le récepteur solaire chauffe directement de l’air sous pression qui est ensuite utilisé dans une turbine à gaz. Le projet a été développé pour prouver la faisabilité technologique d’une installation de production d’énergie solaire notamment celle d’un récepteur solaire à gaz à haute température.

Le récepteur utilisé pour le projet (cf. fig. 2.5) est en fait l’assemblage en série de 3 modules à basse, moyenne et haute température. Les trois modules hexagonaux du récepteur sont assemblés en nid d’abeille sur la tâche focale du champ d’héliostats. La puissance moyenne de chaque module est de  $400 \text{ kW}$  pour une élévation de la température d’environ  $250^\circ\text{C}$ .

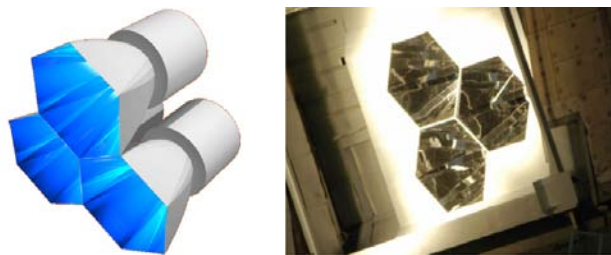


FIGURE 2.5 – Récepteur solaire testé lors du projet SOLGATE

Les modules à moyenne et haute température (cf. fig. 2.6) sont les assemblages d’un concentrateur secondaire hexagonal, d’une vitre en quartz refroidie activement et d’un récepteur volumétrique en SiC. De tels dispositifs peuvent fonctionner sous des flux de  $10 \text{ MW.m}^{-2}$  avec de

l'air à 30 bars de pression et des températures de 1300°C [11].

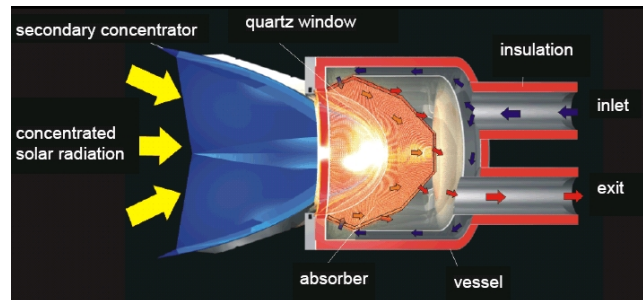


FIGURE 2.6 – Module à haute température du récepteur de SOLGATE

Le module à basse température utilise quant à lui une technologie différente dont la simplicité de mise en oeuvre permet une diminution du coût global du récepteur. Ce module est composé d'un concentrateur secondaire hexagonal et d'une cavité elliptique formée par une multitude de petits tubes dans lesquels circule l'air. Les avantages de ce type de récepteur sont de limiter les pertes thermiques par convection et radiation mais aussi d'éviter les pics de température à la paroi dans une utilisation à basse température. Pour éviter l'apparition de trop fortes contraintes dans les tubes, ceux-ci ont été construits dans un métal relativement souple.

D'après les tests effectués, l'efficacité du récepteur se situe entre 68% et 79%. Les performances mesurées correspondent bien aux attentes des concepteurs, mais on a rapidement constaté des fissures dans celui-ci. Les parois en SiC des récepteurs haute température, lieu des échanges thermiques avec l'air, restent très vulnérables à la fatigue thermique [3].

### Le récepteur du projet Solhyco

Le récepteur du projet Solhyco est un récepteur tubulaire à cavité développé par la DLR afin de proposer un récepteur efficace et de faible coût (cf. fig. 2.7). L'absorbeur est constitué de quarante tubes de 2,5m de long placés en parallèle dans une cavité fermée par une vitre de quartz.

D'après une étude numérique, la température d'air à la sortie de ce récepteur atteint les 800°C pour un rendement de l'ordre de 80%. Une fois de plus, malgré de bonnes performances thermiques, le coefficient d'échange de l'absorbeur avec l'air est faible et le volume occupé par le récepteur doit donc être très important pour que le transfert de chaleur se fasse convenablement.

### 2.3.2 Exemples de récepteurs solaires appliqués à la chimie

L'application des récepteurs solaires ne s'arrête pas aux cycles thermodynamiques et il existe aussi tout un panel d'applications dans les domaines de la chimie dont nous présentons ici quelques réalisations.

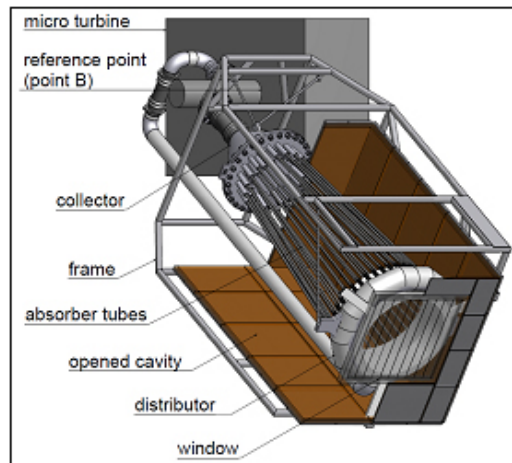


FIGURE 2.7 – Le récepteur du projet Solhyco

### Les réacteurs tubulaires

Les réacteurs tubulaires sont principalement utilisés dans le reformage du méthane en présence d'eau (cf. fig. 2.8). Différentes technologies de récepteur ont été étudiées, même si dans la majorité des cas le chauffage est indirect. Par exemple, en 1993, le projet ASTERIX [12] met en oeuvre un reformeur à échangeur thermique intégré au taux de conversion de méthane de 95%. Parallèlement, en 1994, le projet WIS [13] propose un réformeur tubulaire éclairé directement dont la plage de rendement thermique se situe entre 47 et 57% pour un rendement de conversion de 94%.

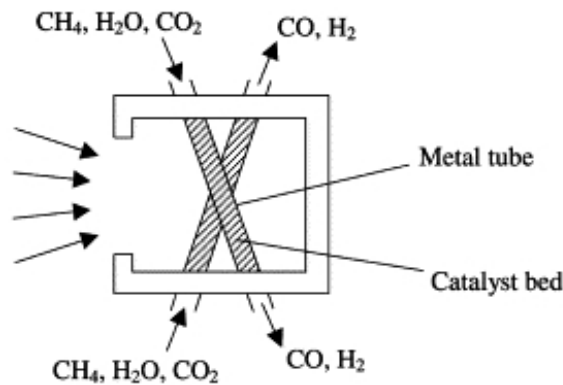


FIGURE 2.8 – Réacteurs solaires tubulaires

Le principal problème de ce dispositif est la résistance thermique des matériaux constituant

les tubes de l'échangeur qui limitent les températures de travail mais aussi la faible vitesse du transfert thermique qui limite la vitesse de réaction.

### Les réacteurs volumétriques

En chimie, les réacteurs volumétriques à ensoleillement direct (cf. fig. 2.9) sont très intéressants car ils permettent :

- l'absorption du rayonnement solaire directement dans le reformeur, là où a lieu la réaction ;
- d'accepter des flux solaires importants, ce qui permet de les rendre plus compacts et de limiter les pertes radiatives ;
- d'offrir une réponse rapide dans les régimes transitoires, du fait de leur compacité ;
- d'obtenir de hauts rendements ;
- d'exploiter les phénomènes photocatalitiques.

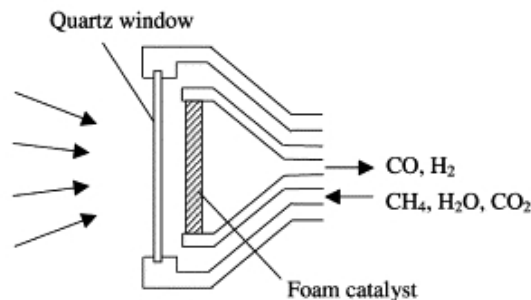


FIGURE 2.9 – Réacteurs solaires volumétriques

Ce type de réacteurs est développé par de grands groupes comme le SNL (USA) [14] et la DLR (Germany) dans son application au reformage du méthane. Jusque dans les années 1990, le projet CAESAR [15] a permis d'obtenir des rendements thermiques de 31 à 85% pour une conversion de méthane de 39 à 69%. Le projet SCR [16], qui s'est étendu de 1987 à 1996 avoisine des rendements thermiques de 90% pour une conversion de méthane entre 60 et 88%.

### 2.3.3 Bilan sur les récepteurs solaires métalliques et céramiques

Les efforts importants de recherche effectués ces dernières années ont permis de développer des récepteurs solaires performants en terme de rendement de conversion et de température de chauffage d'air sous pression. Mais malgré ces avancées, ces récepteurs présentent des limitations importantes qui subsistent encore aujourd'hui à savoir une vulnérabilité à la fatigue thermique liée aux fortes discontinuités de la ressource solaire et à l'inhomogénéité de la répartition du rayonnement incident dans le récepteur, un coût de production très élevé ou des coefficients d'échange solide/gaz faibles.

## 2.4 Les récepteurs solaires à particules

Pour essayer de répondre aux problèmes cités précédemment, les récepteurs solaires à particules présentent une alternative très intéressante. Dans les récepteurs à particules, le rayonnement solaire concentré est absorbé par un milieu particulaire traversé par un gaz qui s'échauffe à son contact. D'une part, l'utilisation de particules permet d'augmenter les échanges solides/gaz par l'augmentation de la surface spécifique de l'échangeur. D'autre part, les milieux particulaires peuvent présenter une très bonne absorption du rayonnement solaire que l'on peut moduler en faisant varier la concentration de particules. De plus, la mise en mouvement des particules absorbantes peut contribuer à homogénéiser la température dans le récepteur. Enfin, la présence de solides dont la capacité calorifique est plus importante que celle du gaz est un bon moyen pour stabiliser la température du gaz et stocker de l'énergie sous forme de chaleur.

Les récepteurs solaires à particules proposent un grand nombre de dispositifs aux concepts divers et variés adaptables à l'utilisation en centrale thermodynamiques. Nous allons maintenant les passer en revue.

### 2.4.1 Classement des différents récepteurs solaires à particules

Plusieurs critères rendent l'identification des récepteurs à particules possible (cf. fig. 2.10).

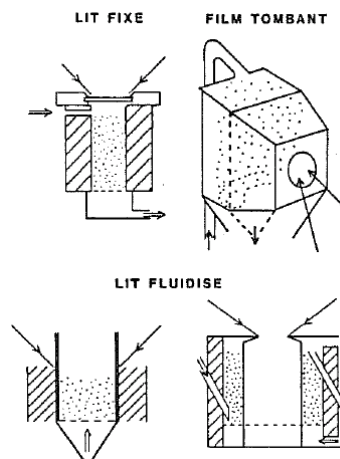


FIGURE 2.10 – Différents types de récepteurs solaires à particules

Un premier critère est le mode de chauffage des particules. En effet, on peut chauffer un lit de particules soit de manière directe, soit de manière indirecte. Dans le cas de l'échangeur à illumination directe, le rayonnement concentré pénètre dans le récepteur par une ou plusieurs parois transparentes pour venir chauffer directement les particules. Dans la configuration à chauffage indirect, le rayonnement solaire vient impacter une surface opaque et absorbante

qui une fois chauffée va transmettre sa chaleur par convection et rayonnement aux particules contenues par le récepteur.

Un deuxième critère de différenciation concerne le mode de contact solide-gaz qui peut être un empilement de solide comme le lit fixe ou un milieu mobile comme les lits tombants et les lits fluidisés.

Un autre critère de discrimination des récepteurs solaires à haute température est le type d'application envisagé. Il peut être soit de convertir l'énergie solaire en énergie thermique et produire de l'électricité par un cycle thermodynamique, soit de convertir l'énergie solaire en énergie chimique afin de pouvoir stocker de l'énergie sous la forme de combustibles chimiques, notamment l'hydrogène.

## 2.4.2 Exemples de récepteurs solaires à particules

Les réacteurs solaires, dans le cas qui nous intéresse, sont utilisés pour chauffer un gaz à haute température dans un cycle thermodynamique visant la production d'électricité. Mais l'application des lits de particules dans le domaine de l'énergie solaire ne s'arrête pas là et il est bon de savoir que les lits fluidisés sont aussi utilisés dans de nombreuses applications chimiques. De plus, alors que l'étude des récepteurs à vocation thermodynamique semble avancer au ralenti depuis ces dernières années, des travaux beaucoup plus récents peuvent être trouvés dans les applications à la chimie. L'application chimique la plus répandue est la production d'hydrogène par la thermolyse de l'eau en utilisant par exemple le couple redox Zn/ZnO. En fait, on retrouve ces applications pour des plages de températures très larges (cf. 2.11) et des réactions chimiques très variées. Cette diversité de paramètres donne naissance à une grande variété de réacteurs solaires qui peuvent prendre une dizaine de formes différentes dont les principales vont être abordées par les exemples ci-dessous.

Dans cette partie, il sera question de lits fluidisés. Pour plus de renseignements concernant le principe de fluidisation et les notions de base sur les lits fluidisés, veuillez vous rapporter à l'annexe A.

### Les réacteurs à lit fixe

Gregg [17] ainsi que Taylor [18] ont été les premiers à appliquer l'utilisation d'un lit fixe à la gazéification du charbon dans la vapeur d'eau ou le CO<sub>2</sub>. Le rayonnement solaire concentré pénètre par une fenêtre de quartz situé sur le dessus (cf. fig. 2.12) ou le côté du lit pour venir chauffer les particules qui sont traversées par un courant de gaz. Lors de leurs expériences, plus de 40% de l'énergie solaire incidente a pu être stockée chimiquement.

Malheureusement, plus la puissance du rayonnement incident est haute, plus le rendement chute : 19 à 48% pour des puissances comprises entre 4 et 23 kW. Des pertes thermiques entre 70 et 60% ont été constatées expérimentalement. Les gradients de température dans le lit fixe ainsi que les pertes thermiques sont les deux problèmes majeurs de ce procédé qui doivent être résolus.

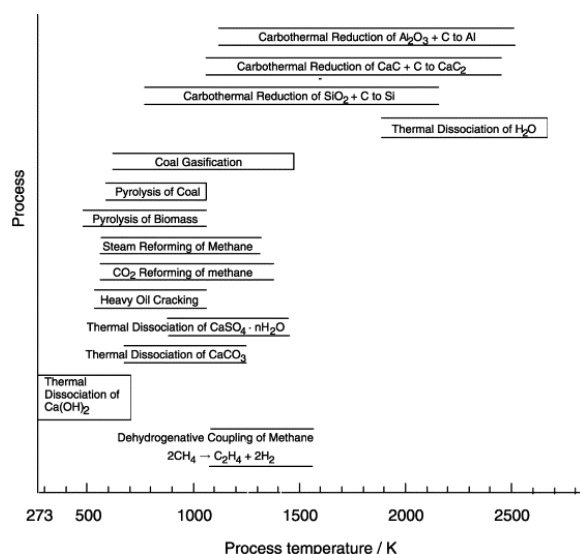


FIGURE 2.11 – Différents procédés chimiques solaires

D'autres travaux intéressants sur l'expérimentation des lits fixes, le calcul des transferts radiatifs dans le lit ainsi que la comparaison d'efficacité thermique entre lits fixes et lits fluidisés ont été menés par Olalde [19] et Flamant [20] [21] au laboratoire du four solaire d'Odeillo.

### Les réacteurs à lit rotatif

Le concept de ce type de récepteur consiste à absorber directement l'énergie solaire par des particules dans un courant de gaz réactif (cf. fig. 2.13). L'illumination directe de la suspension dense de particules a l'avantage de créer un gradient thermique entre la zone de réaction et les parois du dispositif, qui sont ainsi préservées.

Ce type de récepteur a été étudié par Flamant [22], Royere [23] et Badie [24] au four solaire d'Odeillo (France) dès les années 80 mais aussi par les équipes de PSI (Paul Scherrer Institut) en Suisse [25]. Des températures supérieures à 1000 K ont pu être facilement atteintes tout en gardant les parois à des températures avoisinant 550 K. Ces travaux s'inscrivent principalement dans une démarche de décomposition thermique d'oxydes de fer ou de zinc dans un courant de gaz inerte. Cette réaction, couplée à une autre réaction d'oxydo-réduction permet in fine la production d'hydrogène. Des efficacités thermiques de l'ordre de 30% ainsi que des températures de 2000 K ont pu être atteintes.

Les recherches sur ce type de procédés, permettant la production d'hydrogène par dégradation thermique d'espèces métalliques sont encore d'actualité dans ces deux laboratoires [26] [27] [28], notamment afin d'augmenter les rendements et de répondre aux problèmes liés à la résistance des matériaux du récepteur à haute température.

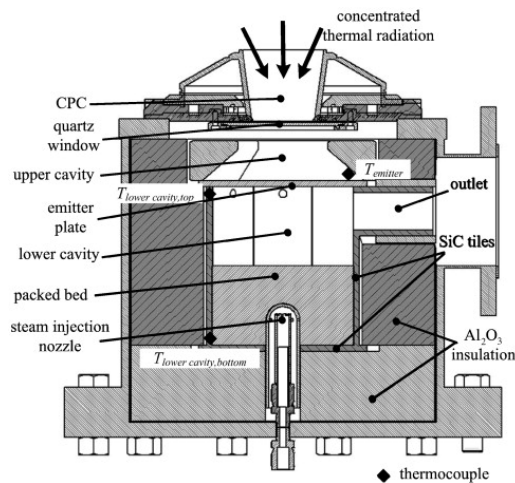


FIGURE 2.12 – Réacteur solaire à lit fixe à éclairage vertical

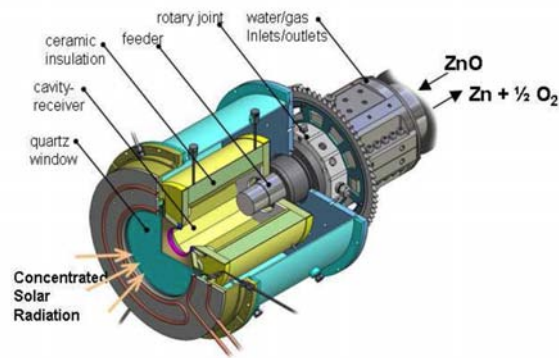


FIGURE 2.13 – Réacteur solaire à lit rotatif étudié à PSI, Suisse

### Les réacteurs à lit mobile

De morphologie un peu plus complexe que le lit fixe (cf. fig. 2.14), le lit mobile permet de maintenir le front de réaction au niveau de la tâche focale du concentrateur et ce malgré la consommation des réactifs constituant le lit. Un exemple de ce type de réacteur a été étudié dans les années 2000 [29] pour la gazéification solaire du charbon. Des rendements globaux de 58% ont pu être atteints pour des taux de conversion de charbon de 98%.

### Les récepteurs solaires et les réacteurs à lit tombant

Basé sur une idée originale de Falcone [30], un concept de récepteur solaire à lit tombant a été développé puis testé à l'échelle de pilote par les laboratoires Sandia dans les années 80. Encore étudié de nos jours aux USA [31] [32] ce récepteur est constitué d'une cavité et une ouverture rectangulaire (cf fig. 2.15). Ce récepteur adapté aux centrales solaires fut l'objet de



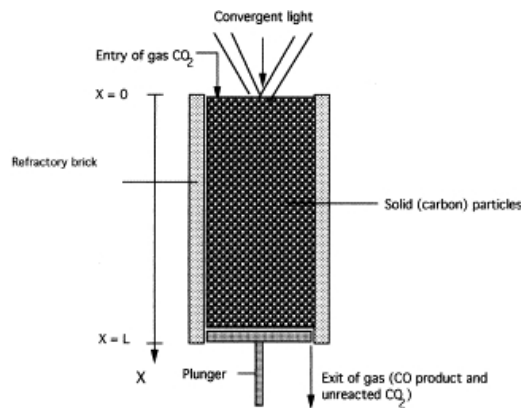


FIGURE 2.14 – Réacteur solaire à lit mobile

très nombreuses études et optimisations dont voici un exemple [33]. L'efficacité du récepteur pour chauffer des particules aux alentours de  $1000^{\circ}\text{C}$  est mesurée à 60% [34]. Malgré ce niveau d'efficacité acceptable, ce procédé demande encore à être amélioré au niveau des pertes radiatives et convectives de chaleur dues à l'ouverture du récepteur solaire. D'autre part, une fois le rayonnement capté par les particules tombant dans un gaz à pression atmosphérique, la chaleur doit encore être transférée au gaz turbiné par l'intermédiaire d'un échangeur de chaleur solide-gaz sous pression. Cet échangeur complexe pose quelques problèmes au niveau de sa conception et de son rendement.

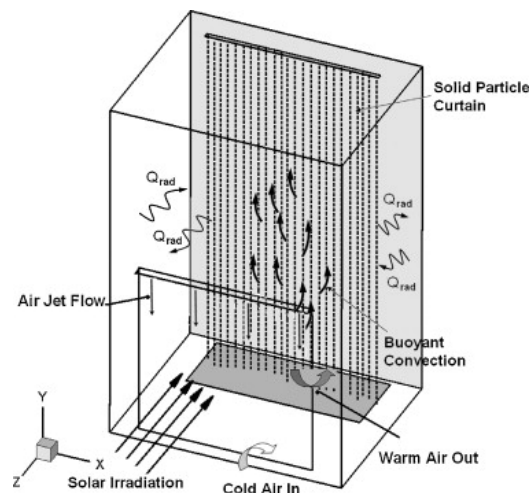


FIGURE 2.15 – Réacteur solaire à lit mobile

Antal [35] a lui aussi expérimenté un réacteur à lit tombant afin de gazéifier de la biomasse sous vapeur d'eau dans une colonne de quartz placée dans un four solaire de 1000 kW. Malheureusement, ce procédé peu adapté n'a permis d'atteindre que des rendements de 4% seulement.

De plus, des problèmes de détérioration des qualités optiques des parois transparentes sont vite apparus.

### Les réacteurs cyclone

Les réacteurs cyclone peuvent être utilisés pour des réactions de type flash comme la pyrolyse du bois. Les temps de séjours sont très faibles et les températures atteintes peuvent être importantes. Lede [36] a expérimenté ce type de réacteur pour la pyrolyse du bois et a obtenu des rendements de conversion de 80% pour des températures de particules de 600°C. Ce type de réacteur fut l'objet de recherches dans les laboratoires du PSI dans les années 1990 [37].

### Les réacteurs à particules entraînées

Un prototype abouti de réacteur à lit entraîné pour la production d'hydrogène et de nanoparticules de carbone a été développé au WIS [38]. Le principe de ce réacteur dit à tornade (cf fig. 2.16) est d'entraîner des particules de carbone de l'ordre du micromètre dans un courant tourbillonnant d'azote qui permet ainsi de les maintenir dans la zone éclairée du récepteur. L'augmentation de la température du milieu liée à l'absorption de l'énergie solaire par les particules de carbone permet d'atteindre la température de dissociation du méthane et donc la production d'hydrogène. Des études numériques et expérimentales ont prouvé la capacité de ce récepteur à atteindre des températures allant jusqu'à 1500°C sous un concentrateur de 10 kW de puissance pour un rendement de conversion de méthane maximal de 100%.

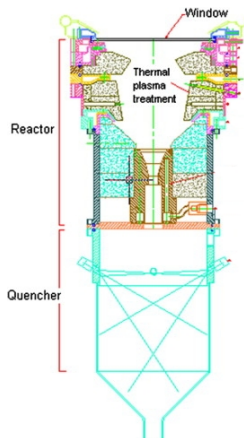


FIGURE 2.16 – Réacteur solaire à lit entraîné du laboratoire WIS

Une variante horizontale de ce type de réacteur a également été étudié à PSI [39] pour la production d'hydrogène (cf fig. 2.16). Des rendements de conversion très élevés ont également été atteints pour le méthane alors que le rendement global maximal était de 16%.

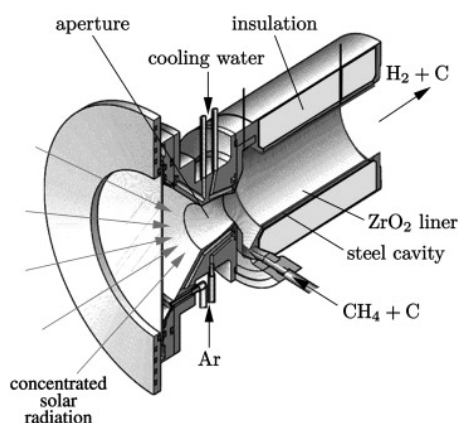


FIGURE 2.17 – Réacteur solaire à lit entraîné du laboratoire PSI

### Les réacteurs à lit fluidisé

Les lits fluidisés permettent l'éclairement direct du solide divisé (dans certains cas) et possèdent de bons coefficients d'échange thermique, meilleurs que pour les lits fixes. Cet aspect représente un grand avantage quand il s'agit du transfert thermique qui limite la réaction chimique. Un réacteur à lit fluidisé transparent a été étudié par Flamant [20] pour la décarbonation de la calcite vers 900°C. L'efficacité mesurée est malheureusement faible, de 10 à 15% en raison d'importantes pertes radiatives au niveau de toutes les parois semi-transparentes. C'est pour cette raison que d'autres types de récepteurs à lit fluidisés, notamment avec éclairement au travers d'une fenêtre de quartz située en haut d'une colonne d'acier réfractaire ont été développés et étudiés depuis.

On peut par exemple citer le récepteur circulaire de Foro [40] qui permet d'obtenir expérimentalement des rendements de l'ordre de 40% à une température de 900°C. Ce type de réacteur a aussi été étudié par Lede [36] pour la pyrolyse d'huiles lourdes. Le système d'éclairement de ce dispositif est vertical et indirect, c'est-à-dire que le rayonnement n'est pas absorbé par les particules mais par une paroi intermédiaire. Le procédé traite la décarbonation de la calcite en continu (cf. fig. 2.18). Un autre réacteur à éclairement indirect a été étudié par Flamant [20] dans les années 80.

Plus récemment, les récepteurs à parois transparentes ont été actualisés par Muller [41] et Trommer [42] pour produire de l'hydrogène à partir de la gazéification du charbon. Ces chercheurs ont pu constater des pertes thermiques équivalentes à 40% de l'énergie solaire incidente. Ce terme de perte peut être décomposé en une fraction réfléchiée par les parois du récepteur et une autre fraction émise dans le domaine de l'infrarouge par le lit de particules. Ces récepteurs à parois transparentes sont également développés à PSI [43] pour la capture de CO<sub>2</sub> par la calcination du CaO.

On peut ensuite citer les travaux récents de Gokona [44] au Japon qui a expérimenté un lit fluidisé à circulation interne (cf fig. 2.19) pour la décomposition thermique d'oxydes de zinc.

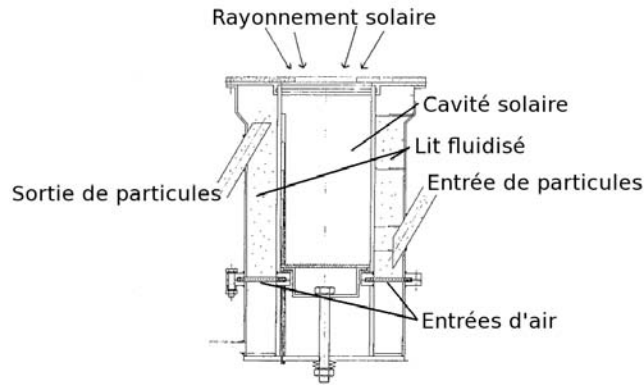


FIGURE 2.18 – Réacteurs solaires à lit fluidisé circulaire

Des températures de plus de  $1400^{\circ}\text{C}$  ont été atteintes, mais les rendements restent pour l'instant très faibles car inférieurs à 1%.

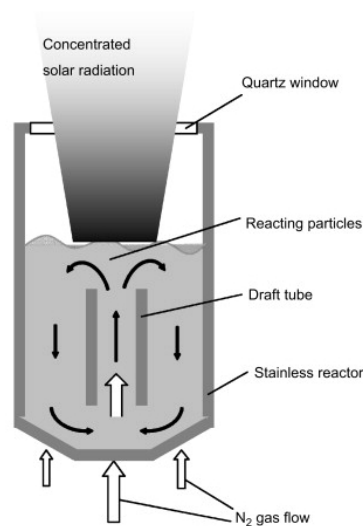


FIGURE 2.19 – Réacteurs solaires à lit fluidisé à circulation interne

Enfin, un réacteur à lit fluidisé bouillonnant à éclairage vertical indirect a été développé au centre PSI [45] et étudié en France [46] pour la gazéification du carbone. Dans ce récepteur à éclairage indirect, le rayonnement solaire n'est pas absorbé directement par les particules, il est absorbé par une plaque de métal. Il est intéressant de constater que même si le réacteur est maintenu à une température moyenne  $1400^{\circ}\text{C}$ , une forte hétérogénéité de température est constatée suivant la hauteur du lit (de l'ordre de  $300^{\circ}\text{C}$  sur 10 cm).

## Les récepteurs à lit fluidisé pour cycles thermodynamiques

Dans les années 80, de petits lits fluidisés ont été construits et étudiés au CNRS à Odeillo [47] [48]. Ces lits fluidisés étaient contenus dans des tubes en quartz transparent, pour une hauteur d'environ 10 cm de haut. Dans ce procédé, l'énergie solaire concentrée par un petit four solaire irradiait le lit fluidisé verticalement par le haut. Des températures de l'ordre de 1500°C ont pu être atteintes et des réactions chimiques ont pu être testées dans le lit. Les problèmes principaux rencontrés furent des pertes de chaleur importantes dues aux pertes radiatives à travers la paroi en quartz.

Parallèlement, en 1980, un récepteur solaire à lit fluidisé de 30 cm de haut a pu être testé par le Westinghouse R&D Center au Advanced Components Test Facility du Georgia Tech Research Institute [49] [50]. Le lit fluidisé développé a été testé en haut d'une tour au centre d'un champ d'héliostats. Le lit fluidisé en silice était éclairé sur toute sa circonférence. On a pu constater grâce à cette expérience qu'en plus des pertes thermiques importantes par émission du lit dans le domaine de l'infrarouge, venait s'ajouter un problème de dégradation des parois en silice qui devenaient très vite troubles à cause d'une multitude de rayures.

Enfin, à partir de 1985, furent menées à Stuttgart des travaux expérimentaux et théoriques sur les lits fluidisés dans leur application solaire [51]. Deux différents types de récepteurs ont été soumis à un rayonnement de 2,5 kW. Le premier type de récepteur possédait une forme tubulaire dans la zone de bullage et conique dans sa partie supérieure afin de faire chuter la vitesse du gaz et donc de favoriser la retombée des particules dans la zone irradiée et éviter l'entraînement des particules. Par ce procédé, des températures de l'ordre de 500 à 900°C ont pu être atteintes. Le deuxième procédé était équipé d'un lit fluidisé circulant avec un cyclone pour la séparation des particules et du gaz. Les mêmes problèmes ont pu être constatés lors de ces expériences, à savoir des pertes radiatives importantes pour des rendements oscillant entre 30 et 70%.

## 2.5 Le récepteur à lit fluidisé bouillonnant à changement de section

Par rapport aux récepteurs solaires métalliques et céramiques, les récepteurs à particules semblent proposer une alternative intéressante. Comme les récepteurs métalliques et céramiques, les récepteurs solaires à particules permettent d'atteindre des températures de sortie d'air importantes sans subir de dégradations thermiques et pour des rendements thermiques intéressants. De plus, ils proposent une surface d'échange absorbeur/gaz plus importante ce qui les rend plus efficaces et plus compacts. Maintenant, il convient de définir avec plus de précision la technologie de récepteur solaire à particules retenue pour cette thèse.

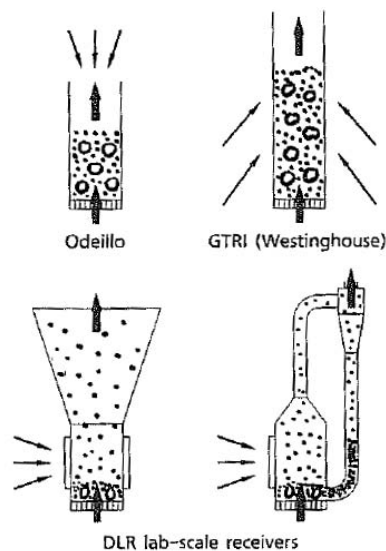


FIGURE 2.20 – Différents types de capteurs solaires à lit fluidisé (cf. fig. 2.20)

### Choix du mode de chauffage

Dans la pratique, les deux modes de transfert de chaleur ont leurs avantages et inconvénients. Le chauffage indirect présente de fortes pertes thermiques par convection et radiation de la paroi réceptrice vers l'extérieur, ce qui limite le rendement des dispositifs. De plus, une forte dégradation du transfert de chaleur par rayonnement entre la paroi et les particules adjacentes à celle-ci est constatée lorsque la profondeur de pénétration des radiations est inférieure à la couche limite thermique de la paroi interne [52]. En effet, les particules chauffées dans cette zone émettent à leur tour du rayonnement vers la paroi ce qui a pour effet de limiter la puissance échangée entre les deux milieux.

Les systèmes à absorption direct semblent donc plus prometteurs même s'ils présentent eux aussi des inconvénients importants [20] à savoir une diminution du facteur de transmission de la fenêtre due à l'abrasion de celle-ci par les particules du lit et d'importantes pertes par infrarouge à partir d'une température de fonctionnement de 600°C. Malgré tout, nous pensons que des efforts d'optimisation du récepteur peuvent nous permettre de pallier ses défauts et d'obtenir un récepteur solaire à chauffage direct à haut rendement. C'est donc sur ce type d'échangeur que se porte notre étude.

### Choix du type de contact solide-gaz

Concernant le mode de contact solide-gaz, il semble que le lit fluidisé de particules présente des avantages non négligeables par rapport aux procédés concurrents.

Premièrement, de conception plus simple par rapport aux récepteurs à lit tombant, il ne nécessite pas d'échangeur de chaleur solide-gaz secondaire.

Deuxièmement, son efficacité thermique est plus avantageuse que celle des lits fixes. En effet, des lits de particules fixes et fluidisés ont été amplement comparés dans les travaux de Flamant et Al. [21]. D'après les expériences qui ont été menées sur plusieurs types de particules et plusieurs vitesses de gaz, l'efficacité thermique des lits fixes varie entre 20 et 40% alors qu'elle atteint 40 à 70% pour les lits fluidisés. Cette différence serait due selon les différentes théories à la différence de transfert thermique solide-gaz, au brassage des particules ainsi qu'à la différence de pertes radiatives existante entre les deux procédés. Le lit fixe présente les inconvénients d'être moins efficace en terme de transfert thermique solide-gaz et de présenter un gradient thermique plus important ce qui entraîne une température plus forte en surface du lit et donc de plus fortes pertes radiatives par émission.

Enfin, les lits fluidisés semblent mieux adaptés à notre application solaire thermique par rapport aux récepteurs à lits rotatifs ou à particules entraînées pour lesquels le rendement thermique est souvent plus faible. Ce type de récepteur, plus complexe, semble plutôt voué à une application en chimie où l'objectif principal est de maximiser le rendement de conversion.

### **Choix du type de fluidisation et de la structure du récepteur**

Parmi les différents types de lits fluidisés, nous allons focaliser notre étude sur les récepteurs solaires à lit fluidisé bouillonnant car ils présentent un brassage de particules important, favorable à l'homogénéisation thermique du récepteur. Par rapport aux lits fluidisés circulants, la mise en oeuvre d'un lit fluidisé bouillonnant est plus simple, principalement quand on cherche à protéger le hublot de l'aspect abrasif des particules. En effet, conserver la transmission du hublot au rayonnement solaire est un enjeu de taille pour les récepteurs à particules fluidisées. Pour ce faire, nous avons fait le choix d'un lit fluidisé bouillonnant contenu dans une colonne à changement de section dont l'irradiation se fait verticalement (cf fig. 2.21).

Le fonctionnement du récepteur solaire à lit fluidisé est le suivant. Le récepteur est composé d'un diffuseur placé au bas d'une colonne contenant des particules de SiC (carbure de silicium) et d'une partie cylindro-conique surmontée par un hublot de quartz. Le rayonnement solaire concentré entre verticalement par le hublot pour être directement absorbé par les particules fluidisées. Le débit d'air froid est envoyé à travers le distributeur en pied de colonne. Il doit être suffisant pour entretenir une bonne fluidisation mais assez faible pour limiter l'entraînement de particules trop près du hublot ou hors du récepteur. Le changement de section permet de maintenir les particules dans la zone d'évasement de la colonne et d'ainsi préserver le hublot des particules abrasives tout en travaillant à des vitesses de gaz importantes. En fait, l'augmentation de la section du lit fait baisser la vitesse des gaz et donc diminue l'entraînement des particules. L'air chaud est récupéré en tête de colonne. Ce type de récepteur solaire peut être associé à un concentrateur solaire de type beam-down qui se compose d'un ou plusieurs héliostats placés au sol renvoyant l'énergie solaire sur un concentrateur secondaire placé en haut d'une construction qui concentre à son tour le rayonnement solaire sur le récepteur.

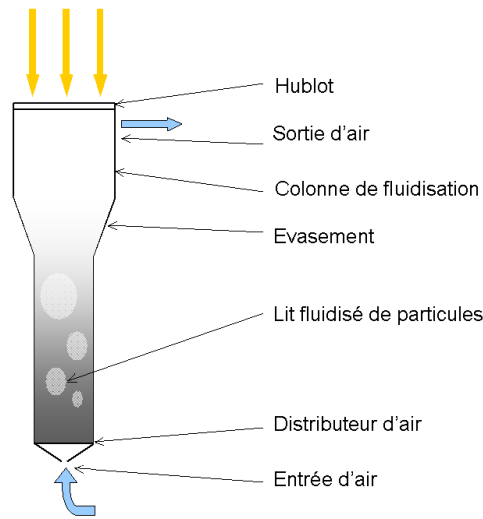


FIGURE 2.21 – Réacteur solaire à lit fluidisé bouillonnant à changement de section

### Bilan sur les récepteurs solaires à lit fluidisé bouillonnant

A partir de cette étude bibliographique, la technologie retenue est celle du récepteur à lit fluidisé bouillonnant à changement de section irradié par un hublot placé en tête de colonne. Ce choix technologique présente des avantages importants par rapport aux récepteurs conventionnels :

- Une efficacité de fonctionnement élevée ;
- Une température homogène dans une grande partie du lit ;
- Une absorption du rayonnement solaire importante ;
- Un transfert de chaleur solide-fluide très élevé ;
- Une bonne résistance thermique et mécanique de l'absorbeur.

Cependant, cette technologie peut présenter quelques inconvénients à savoir :

- Des pertes radiatives dans l'infra rouge importantes ;
- Un hublot fragile par rapport aux particules, même s'il est protégé par un évasement de la colonne ;
- Une diminution progressive du diamètre des particules du lit au cours de son utilisation due au frottement des particules entre elles. Les particules de petite taille créées par attrition ont ensuite tendance à quitter le lit ou à venir se coller sur les parois transparentes du dispositif et de les abîmer.

## 2.6 Positionnement de la thèse

Ce travail s'inscrivant à la suite de la thèse de A. Bounaceur [2] intitulée "Interaction lit fluidisé de particules solides-rayonnement solaire concentré pour la mise au point d'un procédé



de chauffage de gaz à plus de 1000 K”, il est important de rappeler et d’analyser ce qui a été réalisé dans ces travaux en particulier afin de positionner le travail à venir.

### 2.6.1 Présentation de la thèse de A. Bounaceur

La thèse de A. Bounaceur, réalisée en 2008, est un travail principalement expérimental présentant également une première approche numérique des transferts thermiques. Cette étude peut être divisée en trois parties traitant :

- Du calcul des transferts radiatifs dans le lit fluidisé ;
- De l’étude expérimentale de l’hydrodynamique de lits fluidisés à changement de section à basse température ;
- De l’étude d’un prototype de récepteur solaire à lit fluidisé à chaud sous le rayonnement solaire concentré d’une parabole de 6 kW au four solaire d’Odeillo.

#### Résultats obtenus par la simulation numérique des transferts radiatifs dans le lit fluidisé

Un code de calcul 1D basé sur une résolution de Monte Carlo de l’équation de transfert radiatif a permis de calculer la densité de flux solaire dans le lit fluidisé pour mieux comprendre la répartition des échanges radiatifs dans la géométrie. Ce code de calcul a été renseigné par les propriétés optiques du lit de particules calculées suivant la théorie de Mie et à partir des porosités expérimentales obtenues sur un lit de 10 cm de particules de 130  $\mu\text{m}$  et de deux lits de 12 cm de particules de diamètre de 200  $\mu\text{m}$  et 600  $\mu\text{m}$ . Le rayonnement incident est considéré collimaté. Les résultats concernant les particules de 130  $\mu\text{m}$  ont montré que 67% du flux solaire incident est absorbé dans les 20 premiers millimètres du lit et qu’à environ 40 mm, le rayonnement est totalement atténué. Les échanges radiatifs dans les premières couches du lit sont très importants du fait des hautes températures. Pour les autres diamètres de particules, on constate que la profondeur d’extinction augmente avec la taille des particules pour atteindre 100 mm dans le cas des particules les plus grosses. Il a été montré que le flux radiatif absorbé par le fond du récepteur et la fenêtre représentent 15% du flux incident.

#### Résultats obtenus par l’étude expérimentale de l’hydrodynamique d’un récepteur solaire à lit fluidisé

La première étude expérimentale avait pour but de définir une forme de lit fluidisé permettant à la fois un bon brassage des particules et la sauvegarde du hublot. Les tests de fluidisation à froid réalisés sur plusieurs géométries différentes de lits (cf. fig. 2.22) ont mené au choix d’une colonne de type cylindrique avec une partie conico-cylindrique. L’avantage de cette géométrie est que l’évasement dans la zone de ciel du lit permet de préserver le hublot des particules tout en travaillant à des vitesses de gaz importantes. En effet, une augmentation de la section du lit fait baisser la vitesse des gaz et donc diminue l’entraînement des particules. Les vitesses

de gaz importantes sont un atout car elles permettent une meilleure expansion du lit et donc probablement une meilleure pénétration des rayons solaires dans le lit.

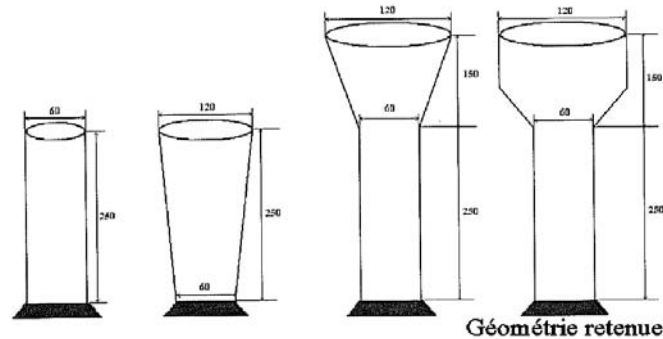


FIGURE 2.22 – Différentes géométries de lit fluidisé testées

La colonne qui a été finalement retenue est une colonne de diamètre inférieur de 70 mm et de diamètre supérieur égal à 120 mm. La hauteur de la partie cylindrique est de 250 mm et celle de la partie conique de 200 mm. Ce dispositif a ensuite été utilisé sous un rayonnement thermique maximal de  $16 \text{ kW.m}^{-2}$  afin d'étudier l'influence de la taille des particules, de la hauteur du lit, de la densité de flux thermique incident et de la vitesse de fluidisation sur le rendement et le fonctionnement du récepteur. Les résultats obtenus sont les suivants :

- Dans la plage de 4 à  $16 \text{ kW.m}^{-2}$  de rayonnement thermique incident, on ne constate pas une grande différence au niveau du rendement du récepteur. En effet, cette plage de flux ne représente que de faibles flux incidents et les pertes radiatives restent donc faibles ;
- Le rendement du récepteur augmente avec l'augmentation de la vitesse de fluidisation jusqu'à atteindre un pic et ensuite rechuter pour des vitesses encore plus importantes ;
- Sur une plage de 12 à 16 cm, la hauteur du lit fait augmenter le rendement en augmentant la surface d'échange gaz-particules ;
- Pour les faibles puissances, les transferts thermiques radiatifs ne sont pas prédominants dans le lit. Les particules plus petites mènent donc à de meilleurs rendements car elles augmentent la surface d'échange gaz-particules ;
- A petite puissance, des rendements avoisinant les 90% sont atteints.

### Résultats obtenus par expérimentation d'un prototype de récepteur soumis à un flux solaire concentré

Plus élaboré, un prototype instrumenté (cf. fig. 2.23) a été développé et installé dans un four solaire pour chauffer un gaz à partir de la température ambiante jusqu'à 1000 K. La colonne de fluidisation possède les mêmes dimensions que la précédente à la différence qu'elle est faite d'acier réfractaire. Douze thermocouples permettent de connaître la température du lit et six thermocouples nous donnent la température de la paroi. Pour la mesure de la perte de charge, trois prises de pression ont été installées.

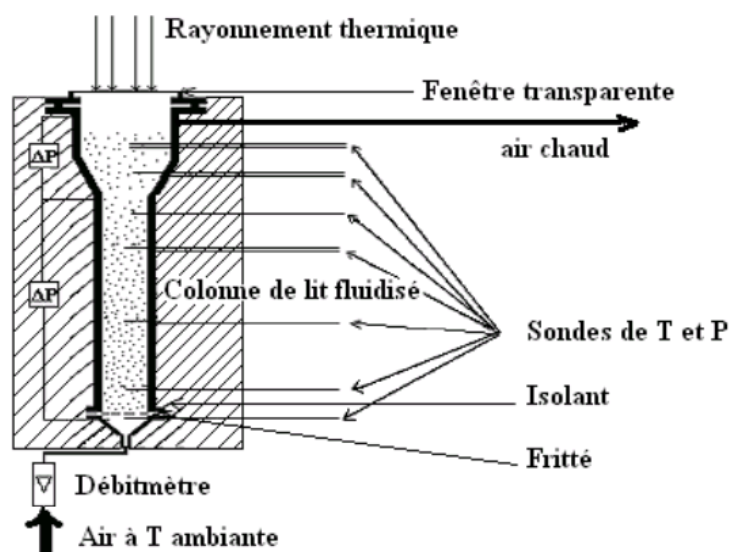


FIGURE 2.23 – Schéma du prototype de récepteur solaire

Concernant les températures dans le lit (cf. fig. 2.24 pour deux exemples qui serviront de référence dans la suite de cette thèse), les résultats montrent le même phénomène quelles que soient la taille des particules et l'intensité de flux solaire incident : la température est homogène dans les couches inférieures du lit alors qu'elle est croissante dans la partie directement irradiée du lit. On remarque de même que la température moyenne du lit a tendance à augmenter avec l'augmentation de la hauteur du lit au repos et la diminution de la taille des particules.

La température à la paroi (cf. fig. 2.25) suit un profil croissant puis décroissant en passant par un maximum juste en dessous du foyer. Ce maximum de température est une des limites d'utilisation de la géométrie. En effet, ce point chaud à la paroi limite le lit en température sous peine de dégrader la paroi.

Plusieurs constats ont pu également être faits à savoir :

- L'augmentation de la taille des particules a un effet négatif sur la température de sortie d'air du lit fluidisé, mais le rendement est augmenté ;
- L'augmentation du temps de séjour de l'air dans le récepteur permet d'obtenir des températures de sortie plus importantes, mais augmente aussi les pertes thermiques du récepteur ;
- L'augmentation de la vitesse de fluidisation permet une meilleure absorption de la puissance incidente et limite les pertes par réflexion ;
- De fines particules créées par attrition des particules utilisées dans le lit fluidisé sont récupérées en sortie du lit. Elles sont susceptibles de dégrader le hublot ;
- Les pertes thermiques du récepteur fonctionnant à haute température avoisinent les 35% contre 60% pour un récepteur dont toutes les parois sont en quartz [20].

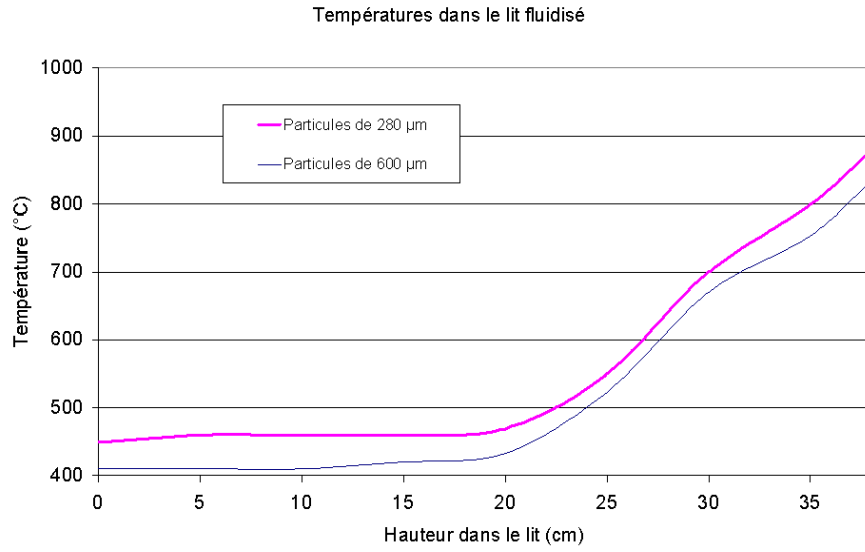


FIGURE 2.24 – Profil de température dans un lit de 16 cm constitué de particules de 280  $\mu\text{m}$  et un lit de 16 cm constitué de particules de 600  $\mu\text{m}$

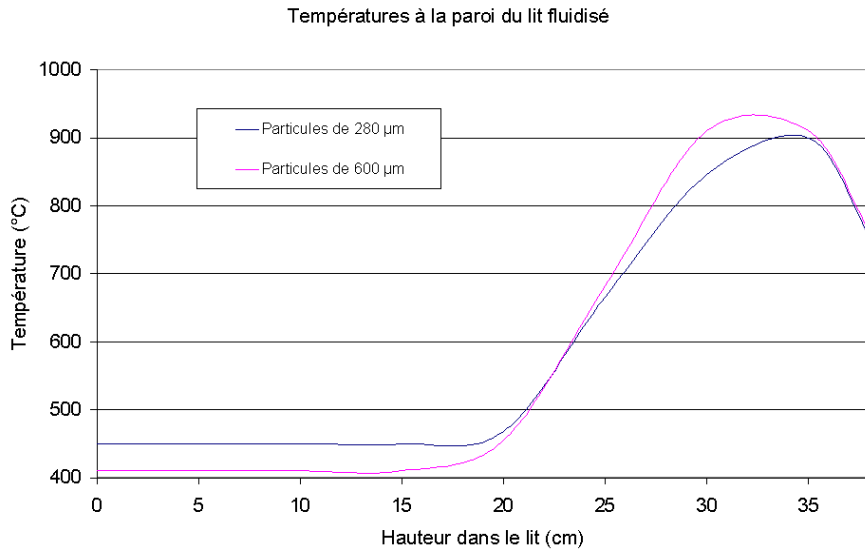


FIGURE 2.25 – Profil de température à la paroi pour un lit de 16 cm constitué de particules de 280  $\mu\text{m}$  et un lit de 16 cm constitué de particules de 600  $\mu\text{m}$

## 2.6.2 Orientation de la thèse

A partir de l'étude menée durant la thèse de A. Bounaceur, nous avons pu définir l'orientation donnée à nos travaux.



FIGURE 2.26 – Prototype de récepteur solaire en test au four solaire d’Odeillo

Concernant les transferts radiatifs, nous pensons que les résultats obtenus précédemment peuvent être grandement améliorés en prenant en compte plus précisément la variation de la concentration volumique de particules dans le lit fluidisé d’une part et en prenant en compte la géométrie du système concentrateur et du récepteur d’autre part.

En effet, la distribution de concentration de particules obtenue expérimentalement utilisée pour le calcul des propriétés optiques du lit n’est pas mesurée de manière assez fine pour décrire convenablement les phénomènes radiatifs dans le ciel du lit de particules. Alors que des profondeurs de pénétration de l’ordre de quelques centimètres sont calculées, la concentration de particules est fixée par tranches de 10 cm. Il y a donc à ce niveau un besoin évident de raffiner la description de l’évolution de la concentration de particules dans le lit fluidisé, notamment dans le ciel du lit où la concentration de particules varie fortement et où le rayonnement solaire est absorbé.

Concernant le rayonnement solaire incident au lit, celui-ci n’atteint pas le récepteur de façon collimatée. L’apparition de points chauds au niveau des parois du prototype de récepteur étudié en est la preuve. Dans la réalité, le rayonnement arrive focalisé sur le récepteur et la fraction de l’énergie incidente qui n’est pas absorbée par le lit de particules est absorbée par les parois. Il y a donc probablement fort à gagner à représenter l’angle incident du rayonnement solaire qui va modifier les longueurs de parcours dans le récepteur et la répartition de l’énergie. Les parois doivent elles aussi être représentées puisqu’elles sont la cause d’un phénomène important et limitant à savoir l’apparition des points chauds qui limitent la température de fonctionnement du récepteur.

L’expérience hydrodynamique du lit fluidisé à basse température nous a permis de retenir le lit fluidisé à changement de section comme le récepteur le plus à même de répondre à notre

besoin. En effet, cette géométrie avec son évasement dans la zone de ciel du lit permet de contenir les particules dans le récepteur tout en travaillant à des vitesses de gaz importantes. Les vitesses de gaz importantes semblent être un atout car elles permettent une meilleure expansion du lit et donc probablement une meilleure pénétration des rayons solaires dans le lit ainsi qu'un meilleur brassage thermique du lit. Ce constat étant fait, il serait maintenant intéressant de quantifier l'effet de la géométrie du récepteur et de l'évasement en particulier sur l'hydrodynamique du lit fluidisé, sa thermique et son rendement.

Enfin, l'étude d'un prototype de récepteur soumis à un flux solaire concentré a permis de démontrer le potentiel de ce récepteur en terme de température de gaz en sortie et de rendement. Nous avons pu également constater que certains problèmes rencontrés sur le prototype méritent d'être traités et expliqués comme l'apparition des points chauds à la paroi, la protection du hublot contre les particules et la relation entre la longueur de pénétration du rayonnement dans le lit et le rendement du récepteur.

### 2.6.3 Définition de la géométrie de base

Nous présentons ici une géométrie particulière de récepteur à lit fluidisé bouillonnant à changement de section qui définira le cas de base utilisé à maintes reprises pour illustrer cette thèse. D'autres géométries de récepteur seront ensuite développées dans les études paramétriques des derniers chapitres, mais toujours à partir de cette géométrie de base.

La géométrie de base (cf. fig. 2.27) est un lit fluidisé à changement de section, comme celui présenté dans les travaux de thèse de A. Bounaceur [2].

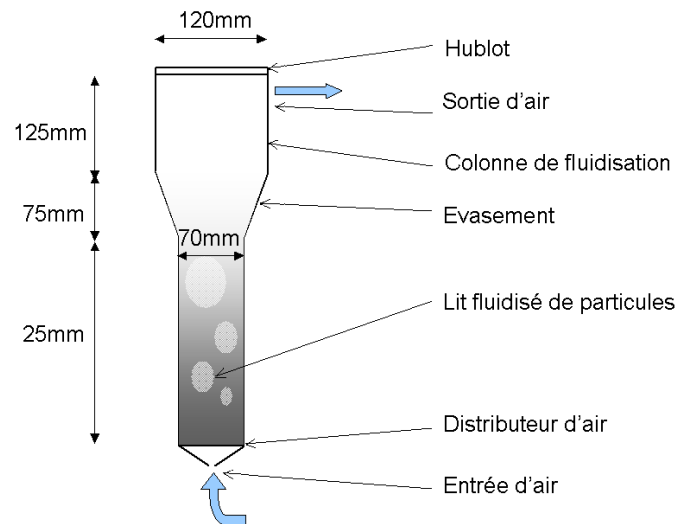


FIGURE 2.27 – Schéma du récepteur à lit fluidisé

La colonne de fluidisation est constituée :

- d’un distributeur en billes d’acier comprimées, qui permet une perte de charge de 3500Pa en régime normal de fonctionnement afin de satisfaire les critères de qualité définis par Levenspiel [53] à savoir une perte de charge supérieure à 35 cm d' $H_2O$  et supérieure à 10% de la perte de charge globale du lit fluidisé ;
- d’une colonne inférieure en acier inoxydable réfractaire de diamètre 7 cm et de 25 cm de haut, qui permet la fluidisation des particules de SiC ;
- d’une partie cylindro conique en acier réfractaire de diamètre inférieur 7 cm, de diamètre supérieur 12 cm et de 8 cm de haut ;
- d’une colonne supérieure en acier réfractaire de 12 cm de diamètre et de 12 cm de haut, qui permet de faire baisser la vitesse de l’air de fluidisation afin d’éviter la sortie de particules du lit ;
- d’un hublot de 12 cm de diamètre en quartz pour laisser pénétrer le rayonnement dans le récepteur ;
- d’un collecteur d’air constitué de 4 ouvertures circulaires de 1 cm de diamètre réparties sur la périphérie du récepteur en tête de colonne ;
- d’une isolation thermique considérée parfaite sur toute la périphérie du récepteur.

## 2.7 Conclusion

Avec un rendement atteint de 70% pour une température de sortie de gaz de 930 K, le récepteur solaire à lit fluidisé bouillonnant à changement de section éclairé verticalement par un hublot semble être une voie de transformation du rayonnement en chaleur encourageante. Les travaux d’optimisation et de recherche qu’il reste à fournir pour son développement industriel sont donc un investissement qui peut s’avérer valable. De plus, le domaine d’application de ce récepteur ne se limite d’ailleurs pas à l’aspect thermodynamique, un réel potentiel peut être trouvé dans son application à la chimie solaire.

La marge d’évolution de ce type de procédé est grande, trois problèmes ont été soulignés par les travaux antérieurs à cette thèse :

- Résoudre le problème des points chauds à la paroi afin de débrider l’utilisation du récepteur aux hautes valeurs de flux solaire incident ;
- Protéger le hublot de l’abrasion ;
- Comprendre la relation entre l’hydrodynamique du lit, la répartition du flux incident dans le récepteur et son rendement thermique global.

A partir de là, afin d’optimiser et mieux comprendre les phénomènes thermiques présents dans le récepteur, le choix est fait dans ce travail de se focaliser sur :

- La modélisation des champs de température des particules et du gaz dans le lit fluidisé ;
- La modélisation en 3D des transferts radiatifs depuis le concentrateur jusque dans le récepteur ;
- La modélisation numérique de l’hydrodynamique du lit fluidisé afin de prévoir la concentration de particules dans le récepteur et ainsi connaître les propriétés thermiques et

radiatives du lit de particules.



# Chapitre 3

## Modèle thermique 1D d'un lit fluidisé bouillonnant

### 3.1 Introduction

Les lits fluidisés sont réputés et largement utilisés dans l'industrie en raison de leurs transferts thermiques et matières importants. Afin d'être décrits correctement, les transferts thermiques dans les lits fluidisés doivent prendre en compte tous les types de transfert thermique à savoir conduction, convection et rayonnement.

Généralement, en raison de leurs propriétés thermiques excellentes, les lits fluidisés sont considérés comme isothermes. Cependant, dans le cas d'une application solaire, l'apport très important et très localisé du rayonnement concentré engendre une variation locale importante de la température dans le ciel de lit, malgré des échanges convectifs très vigoureux.

L'objet de cette simulation thermique en 1D est de déterminer le champ de température dans un récepteur solaire à lit fluidisé. Il est capital de savoir modéliser l'évolution de la température dans le lit pour ensuite pouvoir prédire les pertes thermiques du récepteur, la position des éventuels zones de surchauffe et la température de sortie du gaz.

### 3.2 Transferts thermiques dans le récepteur

A l'intérieur d'un lit fluidisé, on recense les 3 types de transferts de chaleurs (convectif, conductif et radiatif) répartis en 3 catégories d'échange : entre les particules elles-mêmes, entre les particules et le gaz et enfin entre le milieu particulaire et l'extérieur. Le récepteur à lit fluidisé échange aussi avec l'extérieur par rayonnement (énergie solaire et pertes radiatives), par convection (pertes au niveau du hublot et du corps du récepteur) et par conduction (pertes au travers de ponts thermiques).

### 3.2.1 Bilan global

Le bilan global est une première étape qui permet de connaître le rendement du récepteur ainsi que la température de sortie du gaz.

A priori, les transferts de chaleur entre le récepteur et l'extérieur sont les suivants :

- apport radiatif solaire ;
- pertes par émission et réflexion du lit et des parois internes du lit vers l'extérieur à travers le hublot ;
- pertes radiatives des parois externes du récepteur avec l'extérieur ;
- pertes convectives des parois externes du récepteur avec l'extérieur ;
- pertes par conduction au niveau du système d'attache du lit fluidisé à son support ;
- pertes convectives du hublot avec l'extérieur.

Le reste de la chaleur est transmise au gaz.

D'après l'étude menée par Bounaceur [2], un ordre de grandeur peut être attribué à chacune de ces pertes. Ainsi pour un apport radiatif solaire représentant 100%, 65% de l'énergie est transmise au gaz, 30% représente les pertes radiatives infra rouge provenant de l'intérieur du lit et traversant le hublot et 5% maximum représente les pertes liées à la surface externe du lit. Le schéma 3.1 regroupe les échanges du récepteur avec l'extérieur.

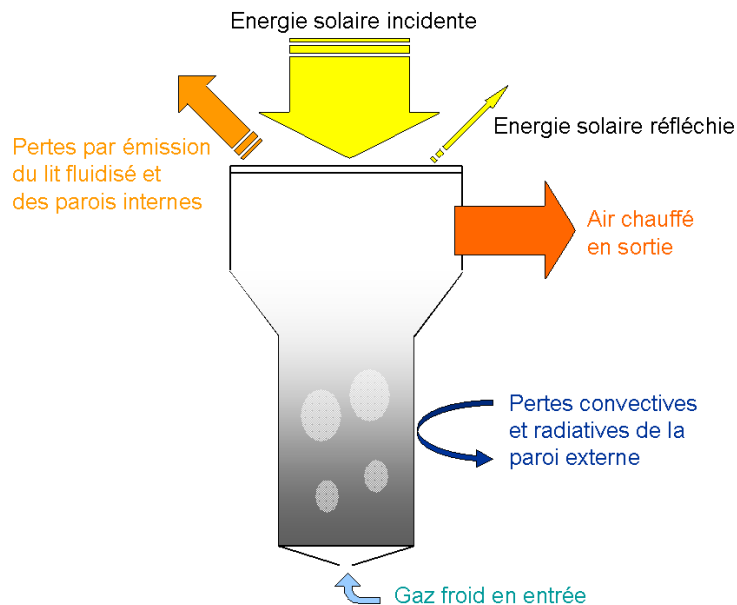


FIGURE 3.1 – Schéma du bilan thermique global du récepteur

Dans un premier temps, on remarque que les pertes liées à la surface externe du lit sont négligeables. Ceci est lié au fait que dans les essais expérimentaux cités, le lit fluidisé est très bien isolé. Dans un montage à l'échelle industrielle, pour absorber des flux très importants, les lits fluidisés pourraient être agencés en nid d'abeille sous la tache focale du concentrateur.

Ainsi, les lits sont agencés en contact les uns avec les autres de sorte que ce qui est perdu à la paroi de l'un soit récupéré par le lit fluidisé adjacent.

On comprend alors que ce qui va conditionner le bilan global du récepteur est :

- l'apport radiatif solaire ;
- la proportion de cette énergie absorbée par le récepteur ;
- les pertes radiatives infra rouges sortant du récepteur par le hublot.

A partir de cette analyse simple, nous allons admettre que le bilan global est défini principalement par les transferts radiatifs à travers le hublot. En conséquence, les pertes convectives et radiatives sur l'enveloppe extérieure isolée du récepteur sont négligées. Le récepteur à lit fluidisé est un milieu semi-transparent particulaire diffusant contenu dans une géométrie absorbante et réfléchissante. Le récepteur n'est pas homogène en température et il n'est donc pas possible de résoudre le bilan global à partir d'une équation simple proposant seulement un bilan enthalpique sur le gaz et une approximation type corps noir pour le milieu particulaire qui serait alors considéré à température constante.

Pour calculer les pertes radiatives qui conditionnent le rendement et la température de sortie du gaz, on ne peut pas faire l'impasse sur le champ de température dans le récepteur à lit fluidisé. Il convient donc de développer un modèle thermique pour suivre l'évolution verticale de la température dans le lit fluidisé en tenant compte de l'hydrodynamique et des transferts radiatifs dans le lit.

### 3.2.2 Les transferts thermiques dans le lit fluidisé

Pour évaluer le champ de température dans le lit fluidisé, il faut mettre en équation l'évolution de la température dans le lit et donc prendre en compte les modes de transferts thermiques principaux dans le lit fluidisé. Le modèle 1D ne prenant pas en compte l'effet des parois, celui-ci n'est donc pas abordé.

Les mécanismes principaux de transfert dans le lit fluidisé (cf. fig. 3.2) sont :

- L'apport radiatif d'énergie solaire sur les particules
- Les échanges radiatifs infrarouges entre les particules et l'extérieur ;
- Les échanges radiatifs infrarouges entre différentes particules du lit fluidisé ;
- La convection de chaleur par la circulation d'air ;
- Le flux thermique échangé par convection entre les particules et l'air ;
- Le flux convectif de chaleur lié au brassage des particules.

Volontairement, nous avons négligé les transferts thermiques conductifs à l'intérieur des particules. En effet, le nombre de Biot des particules étant très inférieur à 1, il est commun de négliger le gradient thermique à l'intérieur de celles-ci. A noter que le terme conductif dans le gaz est très faible par rapport à la contribution convective et que même si celui-ci est pris en compte dans les calculs, il aurait aussi bien pu être négligé.

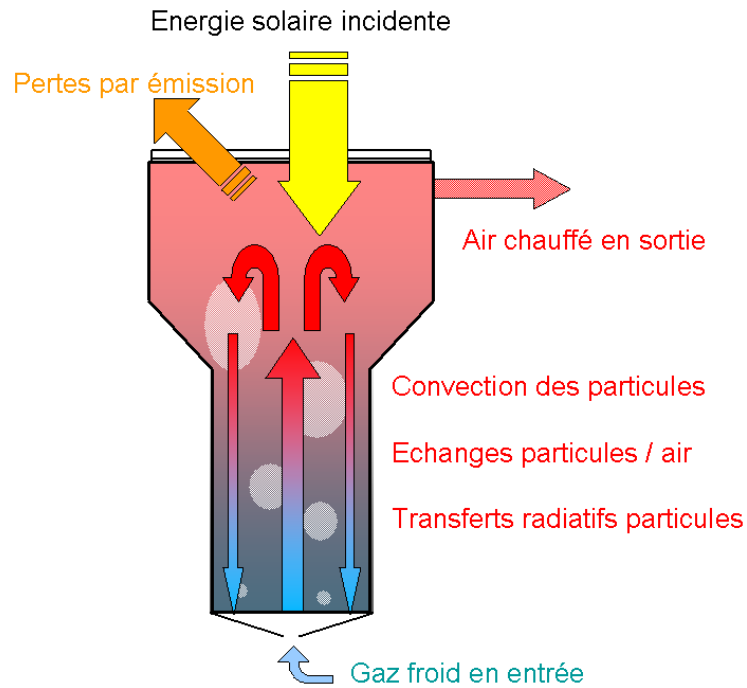


FIGURE 3.2 – Mécanismes principaux de transfert thermique à l'intérieur du lit fluidisé

### 3.2.3 Champ de température vertical

Dans les travaux de Flamant et ass. [54], il est proposé de diviser le milieu fluidisé en trois zones au comportement différent. Ce constat est corroboré par une analyse des champs de température réalisée à partir de la thèse de M. Bounaceur [2] et des travaux de M. Gordillo [46]. Les trois zones (cf. fig. 3.3) sont les suivantes :

- La zone proche du distributeur d'air (zone 1), qui mesure quelques centimètres d'épaisseur et au travers de laquelle le gaz s'échauffe rapidement au contact des particules. Dans cette zone, les particules sont considérées à température constante car la variation de température est inférieure au degré [55] ;
- La zone intermédiaire (zone 2), qui est la zone caractéristique des lits fluidisés, à savoir une température de gaz et de particule constante et égale ;
- La zone d'atténuation du rayonnement (zone 3), dans laquelle on suppose que la température de particules est supérieure à celle du gaz et où l'on trouve un gradient de température important. Ce gradient dépend fortement de l'hydrodynamique du ciel de lit.

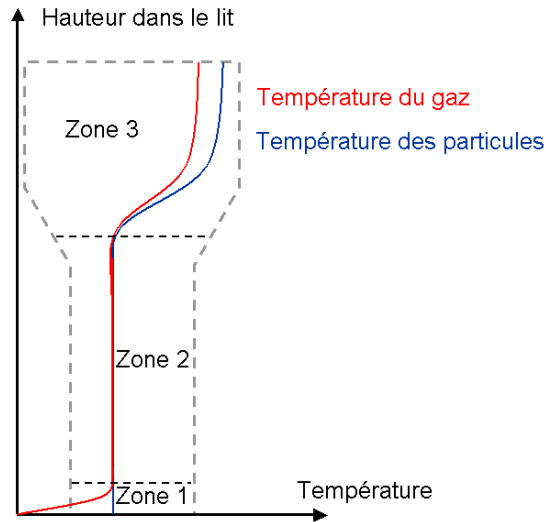


FIGURE 3.3 – Visualisation simplifiée de la distribution des températures de particules et de gaz dans un récepteur solaire à changement de section

### 3.2.4 Les différents modèles thermiques appliqués aux lits fluidisés

Quand on cherche à modéliser l'évolution de la température du gaz de fluidisation et des particules, c'est le transport de chaleur convectif lié aux mouvements du solide qui pose problème. A partir d'une étude bibliographique, deux types de modèles thermiques 1D pour les lits fluidisés ont été sélectionnés, chacun représentant le brassage des particules d'une manière différente.

Le premier modèle (cf fig. 3.4) assimile le brassage des particules à un milieu continu statique pourvu d'une conductivité équivalente très importante. Cette conductivité équivalente, aussi appelée conduction vive dans le cas des lits fluidisés est un moyen courant de simuler un brassage, une homogénéisation de température ou de concentration liée à la turbulence. Ce type de modèle a été appliqué aux lits fluidisés notamment dans les travaux de Donnadiou [55] et de Flamant [20].

Le deuxième type de modèle (cf fig. 3.5) discrétise le lit fluidisé en cellules traversées par deux flux de particules (montant et descendant) et un courant de gaz. Le milieu est constitué de deux phases : la phase de bulle et la phase d'émulsion. Les bilans de conservation de matière et d'énergie sont calculés pour chaque cellule. Ce type de modèle a été appliqué à la modélisation de lits fluidisés industriels dans les travaux de Burkle [56], Wirsum [57], Dersh [58], Heinbockel [59] et Hamel [60].

Les deux types de modèles semblent prometteurs, ils ont été tous deux testés et implémentés dans Matlab pour le modèle à deux flux et sous Comsol pour le modèle à conductivité équivalente.

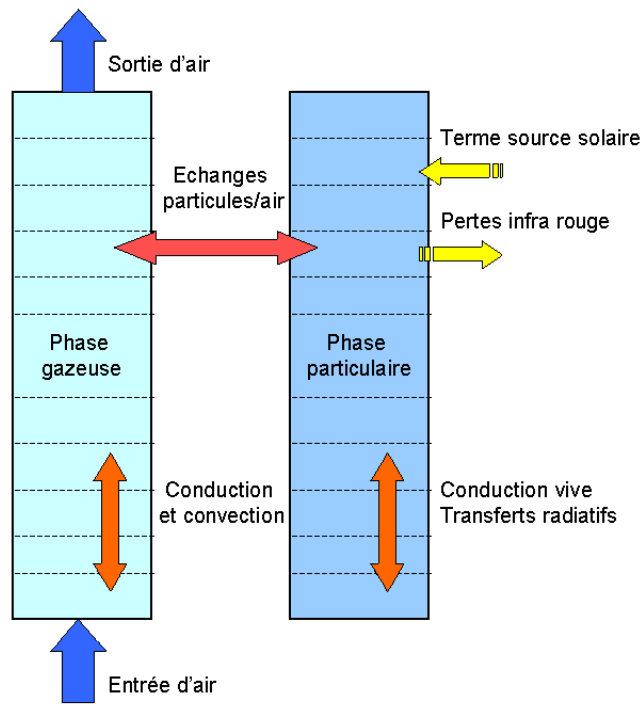


FIGURE 3.4 – Diagramme du modèle à conduction vive

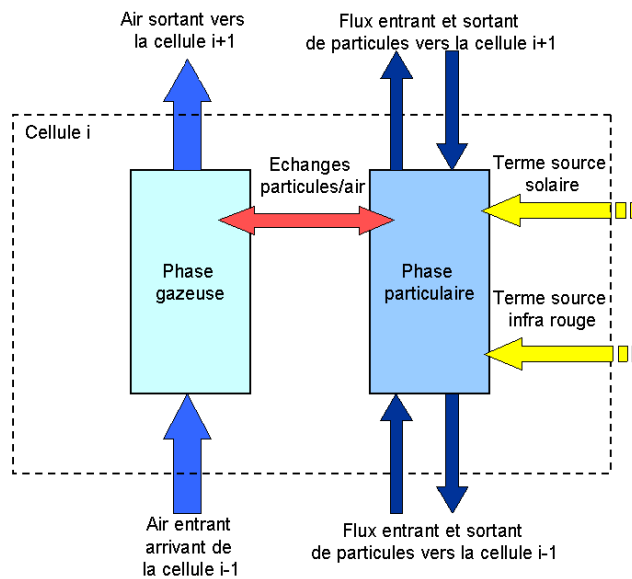


FIGURE 3.5 – Diagramme du modèle à cellules et de la formulation des bilans

Malheureusement, le modèle à deux flux s'est avéré instable et converge très difficilement vers un résultat acceptable. Le problème numérique rencontré est lié à la résolution du système linéaire complexe. En effet, la matrice à résoudre est très mal conditionnée, presque singulière et très sensible aux conditions initiales. Le mauvais conditionnement de la matrice, constaté par la représentation graphique de la matrice et l'analyse de son déterminant et de son conditionnement, est lié aux débits entrant et sortant de particules qui sont égaux pour chaque cellule et qui présentent une température très proche à cause du brassage thermique important.

Malgré les efforts mis en œuvre pour la résolution des matrices mal conditionnées (factorisation, méthode SVD...), le problème n'a pas été réglé et les résultats ne convergent pas. En conséquence, un seul modèle est décrit et utilisé par la suite : le modèle à conductivité équivalente. Le modèle à deux flux est abandonné.

### 3.3 Modèle thermique monodimensionnel du lit fluidisé

Nous admettons donc que le système est mono dimensionnel et constitué de deux phases : particulaire et gazeuse. Le système est au régime permanent, il est décrit par deux équations de l'énergie, une pour chaque phase, couplées par un terme d'échange. Le milieu particulaire est considéré fixe puisque le brassage est modélisé par un terme de conduction. Les particules sont représentées parfaitement sphériques et à l'équilibre thermique. L'écoulement gazeux est considéré unidimensionnel, le fluide est incompressible et le débit massique est conservé sur toute la longueur du lit. Le gaz est transparent et les particules sont considérées inertes chimiquement. Les propriétés physiques du fluide varient avec la température, celles du solide sont considérées constantes.

La fraction volumique de particules dans le lit est définie à partir d'une simulation numérique de l'hydrodynamique du lit fluidisé (décrite plus tard dans la thèse). La fraction volumique en géométrie 1D représente une moyenne de la fraction volumique sur un plan de coupe horizontal du lit fluidisé réel.

#### 3.3.1 Les équations du modèle

L'équation de conservation de l'énergie pour les particules s'écrit :

$$\underbrace{-\lambda_{lit} \frac{d^2 T_p}{dx^2}}_{\text{Conduction vive}} = \underbrace{h_{conv} S_{ech} (T_g - T_p)}_{\text{Echange particules/gaz}} + \underbrace{\eta S r_{sol}}_{\text{Terme source solaire}} + \underbrace{S r_{ir}}_{\text{Terme source infrarouge}} \quad (3.1)$$

avec  $\lambda_{lit}$  la conductivité équivalente du lit fluidisé,  $T_g$  la température de la phase gazeuse,  $T_p$  la température de la phase particulaire,  $h_{conv}$  le coefficient d'échange entre les particules et le gaz,  $S r_{sol}$  le terme source radiatif,  $S r_{ir}$  le terme source infrarouge et enfin  $\eta$  un terme de rendement solaire.

De même, celles pour le gaz s'écrivent :

$$\underbrace{-\lambda_a \frac{d^2 T_a}{dx^2}}_{\text{Conduction}} = \underbrace{h_{conv} S_{ech} (T_p - T_g)}_{\text{Echange particules/gaz}} + \underbrace{-\dot{m}_a C_{p_a} T_a}_{\text{Terme convectif}} \quad (3.2)$$

avec  $\dot{m}_a$  le débit massique de gaz.

### 3.3.2 La conduction vive du lit fluidisé

Dans ce modèle, le choix a donc été fait de représenter l'homogénéisation thermique du lit fluidisé par un terme de conduction  $\lambda_{lit}$ . Dans les lits fluidisés, l'homogénéisation verticale en température est principalement liée à la dynamique des bulles. A grande échelle, c'est le mouvement ascendant louvoyant des bulles qui crée les courants de mélange du lit. A petite échelle, le mélange a lieu dans le nuage tourbillonnant de particules accompagnant les bulles dans leur ascension (cf fig. 3.6).

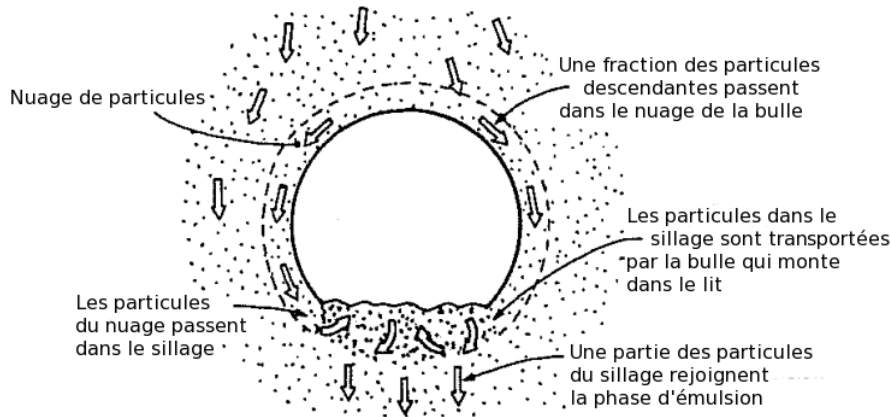


FIGURE 3.6 – Mécanismes d'homogénéisation thermiques liés aux bulles, d'après citeFluidizationEngineering

Dans un lit fluidisé, le transfert de chaleur est beaucoup plus effectif verticalement qu'horizontalement. Cette différence peut atteindre des facteurs de 100 sur le terme de conduction vive. Ici, nous parlerons majoritairement de conductivité apparente verticale car c'est celle qui nous intéresse dans notre modèle 1D représentant l'évolution verticale de la température.

Dans un lit fluidisé dont la section est large, contenant des particules de faible diamètre (classe A de Geldart, cf. Annexe A) et dont le nombre de fluidisation est proche de l'unité, l'approximation de conductivité apparente est excellente car le lit fluidisé est mélangé à petite échelle par une multitude de petites bulles. Par contre, pour les lits fluidisés de particules de classe B, de faible section et à vitesse importante, ce qui est notre cas, l'approximation est moins bonne et certaines précautions doivent être prises afin de calculer un terme de conduction le plus représentatif possible.



D'après nos observations, le terme de conduction apparente est différent que l'on se trouve dans les zones inférieures du lit (zones 1 et 2) ou supérieures (zone 3). La conductivité équivalente du lit fluidisé  $\lambda_{lit}$  est donc définie de manière différente selon la zone du lit fluidisé dans laquelle on se trouve.

L'interface qui sépare la zone du ciel au reste du lit est positionnée en fonction de la hauteur moyenne du lit fluidisé mesurée expérimentalement et du diamètre de bulle. Le détail des choix du coefficient de conduction des deux zones ainsi que du positionnement de l'interface est explicité ci-dessous.

## Conduction apparente dans les zones inférieures du lit, zone 1 et 2

Dans les zones inférieures 1 et 2, la valeur de la conductivité est très importante, d'où le palier à température constante pour les particules que l'on constate sur les champs de température expérimentaux.

Dans la littérature, il est très difficile de trouver une relation donnant directement la conductivité apparente d'un lit fluidisé. Mais le transport de chaleur étant une conséquence directe du transport de particules, de nombreux travaux comme [61] et [62] assimilent la diffusivité thermique à la diffusivité massique. Avec une telle hypothèse, on peut donc estimer le terme de conductivité moyen du lit par :

$$\lambda_{lit,moy} = \rho_p C_p D_m \qquad \lambda_{lit,x} = \frac{\lambda_{lit,moy} F_V(x)}{F_{V,moy}} \qquad (3.3)$$

avec  $D_m$  la diffusivité massique,  $F_V(x)$  la fraction volumique de particules dans le lit 1D et  $F_{V,moy}$  la fraction volumique moyenne du lit entier.

Quand on cherche une corrélation pour représenter ce terme de diffusivité massique, et que l'on étudie et compare les corrélations empiriques fournies par cette littérature, on trouve une multitude de corrélation pouvant mener à des résultats différents d'un facteur 5. En fait, chaque corrélation n'est effectivement applicable que pour un lit fluidisé très proche de celui utilisé par le groupe de recherche ayant développé la relation en question. Les revues scientifiques [63], [64] et [65] présentent un aperçu des multiples corrélations existantes. La plupart de ces modèles, pour les lits fluidisés bouillonnants, relie le phénomène de diffusion à des schématisations des flux de particules dans les lits fluidisés. Un exemple simple de modèle de circulation de solide est le modèle à contre-courant (cf fig. 3.7).

Dans le modèle à contre-courant, il y a deux flux de particules (vers le haut et vers le bas) couplés par un terme d'échange. Ce genre de modèle demande une connaissance de l'écoulement dans le lit fluidisé, notamment des propriétés des bulles (vitesse, taille, etc) afin de renseigner le débit des flux et le coefficient d'échange entre les phases. Le modèle de circulation est ensuite relié à un modèle de type diffusion et un coefficient de diffusion moyen du lit est calculé. Mais devant la difficulté de trouver le modèle et la corrélation adaptés à notre lit fluidisé spécifique, la diffusivité thermique de notre lit fluidisé est d'abord définie par simulation numérique sans passer par un modèle de circulation ni une modélisation théorique des propriétés des bulles.

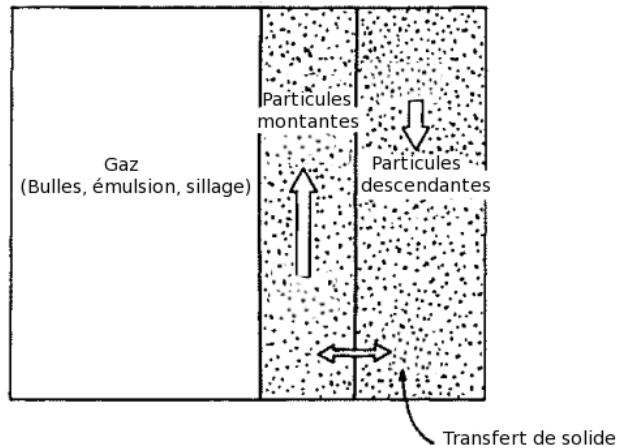


FIGURE 3.7 – Modèle de circulation de solide à contre-courant dans un lit fluidisé bouillonnant

En effet, la diffusivité massique d'un lit fluidisé peut être définie expérimentalement en introduisant brusquement une certaine masse de particules de couleurs différentes mais de propriétés physiques similaires dans un lit fluidisé de particules déjà établi. Ces corpuscules diffusent rapidement dans le lit qui devient rapidement de couleur homogène. Le temps écoulé entre l'introduction des particules et l'homogénéisation permet de définir ce coefficient de diffusion turbulente par la relation :

$$D_m = \frac{L^2}{2\tau} \quad (3.4)$$

avec  $L$  la longueur caractéristique du lit fluidisé et  $\tau$  le temps nécessaire à l'établissement de l'homogénéité.

Dans nos travaux, cette expérience est reproduite par une simulation numérique de la dynamique du lit fluidisé dans lequel une certaine masse de particules est marquée à un instant  $t$ , puis le temps caractéristique est relevé une fois l'homogénéité atteinte. Les paramètres de cette simulation numérique sont définis dans le chapitre 5.

Parallèlement, le terme de diffusivité a aussi été calculé par les différentes corrélations disponibles dans la littérature, ce qui a permis de confirmer que l'ordre de grandeur est respecté. De plus, il a été constaté que le modèle est très peu sensible à ce terme et que tous les résultats théoriques obtenus par différentes corrélations donnent des conductivités équivalentes supérieures à  $10\,000 \text{ W.m}^2.\text{K}^{-1}$  et donc des champs de température constants dans les zones inférieures du récepteur.

### Conduction apparente dans le ciel du lit, zone 3

Dans la zone du ciel, les transferts thermiques ne sont pas aussi vigoureux que dans les zones inférieures, d'où la présence d'un fort gradient thermique constaté expérimentalement dans la bibliographie citée précédemment. Le phénomène thermique d'homogénéisation étant

différent dans le ciel du lit, la conductivité apparente du ciel ne peut pas être définie suivant la même méthode. Dans le ciel du lit, les transferts thermiques ne sont plus pilotés par le brassage turbulent vertical du lit engendré par les bulles. Dans cette zone, les modèles comme le modèle à contre-courant ne sont donc plus représentatifs du milieu. Dans la littérature parcourue, nous n'avons pas trouvé de corrélation permettant de calculer une conduction apparente spécifique à la région de ciel de lit. Les corrélations présentent toujours un calcul global sur l'ensemble du lit fluidisé.

Pour comprendre pourquoi la thermique du lit fluidisé est différente dans le ciel du lit, nous avons d'abord analysé de manière qualitative la dynamique des particules dans le ciel de lit sur des simulations numériques (protocole décrit dans le chapitre 5). Dans le ciel de lit, on trouve globalement des vitesses de particules montantes et descendantes élevées, supérieures à la vitesse de fluidisation. Dans la zone du cœur de la colonne, on trouve un flux de particules ascendantes entraînées par des bulles dont la taille est proche de celle de la colonne. Ces particules retombent ensuite vers le fond du lit dans une zone annulaire étroite et proche des parois. La concentration de particules dans la zone annulaire est supérieure à la concentration des particules montantes, mais en moyenne, pour chaque tranche de lit, le débit de particules montantes et descendantes est le même une fois le régime permanent établi.

Nous avons cherché à trouver quel est le phénomène pilotant les transferts thermiques dans cette zone. Sur les simulations numériques de l'écoulement des particules de notre lit fluidisé à changement de section, nous avons constaté deux flux de particules. A priori, ces flux de directions opposées devraient homogénéiser efficacement la température dans la partie haute du lit. Mais le fort gradient de température mesuré par expérience démontre le contraire. Si la chaleur n'est pas évacuée du haut du lit (zone d'absorption de l'énergie solaire) vers le bas, c'est probablement parce qu'en moyenne, le rayonnement est plus absorbé par des particules montantes que des particules descendantes. En effet, il n'est pas illogique de penser que le rayonnement soit d'abord absorbé par le nuage de particules peu dense ascendant au centre plutôt que par les particules proches des parois qui ne peuvent recevoir du rayonnement que lorsque celui-ci a déjà été atténué par les particules du cœur du récepteur.

Nous savons aussi que la diffusion de la matière ou de la chaleur se fait plus facilement verticalement qu'horizontalement dans un lit fluidisé. Il a été observé notamment dans les travaux de Heertges [66], Hiramama [67] et Shi [68] que l'homogénéité du ciel de lit est engendré par un phénomène différent de celui de la zone dense. Ainsi, alors que les transferts de matière au sein de la zone dense se font principalement de manière verticale par le mouvement ascendant des bulles, le transfert de matière dans le ciel est lié à l'éclatement des bulles qui entraîne une dispersion des particules horizontale et verticale.

En première approximation, nous considérons donc que l'homogénéisation dans la partie haute du lit fluidisé est liée au phénomène de transfert de matière engendré par l'éclatement des bulles dans une zone débutant à un diamètre de bulle en dessous de la surface moyenne du lit. Le terme de conductivité thermique verticale dans cette zone étant difficilement quantifiable, il est considéré du même ordre de grandeur que la conductivité horizontale induite par l'éclatement

des bulles.

Pour obtenir une valeur de la diffusivité horizontale du lit, il existe comme pour la diffusivité verticale un grand nombre de corrélations. Winaya [69] propose une review ainsi qu'une comparaison de ces corrélations appliquées à un lit étroit de particules de sable de classe B à des vitesses de fluidisation importantes. Les résultats des corrélations sont ensuite comparés avec des résultats expérimentaux. Les conditions expérimentales étant proches des cas qui nous intéressent, nous avons donc choisi la corrélation présentant la meilleure concordance avec les résultats expérimentaux à savoir la relation de Borodulya [70] :

$$D_m = 0.013(U - U_{mf})H\left(\frac{d_c}{H}\right)^{0.5}Fr^{-0.15} \quad (3.5)$$

avec  $U$  la vitesse de fluidisation,  $U_{mf}$  la vitesse au minimum de fluidisation  $H$ ,  $d_c$  le diamètre de la colonne et  $Fr = (U - U_{mf})^2 / (g * H_{mf})$  le nombre de Froude du lit fluidisé.

Même si cette relation basée sur de très nombreux essais expérimentaux fournit une valeur de la diffusivité horizontale globale du lit acceptable pour notre modèle, il est important de souligner que le modèle thermique est très sensible à la valeur de ce paramètre. Dans cette thèse, de nombreuses corrélations ont été testées pour calculer le terme de conductivité vive dans le ciel du lit et l'ordre de grandeur des résultats obtenus a pu facilement varier d'un facteur 10. A l'avenir, il serait donc intéressant d'approfondir la compréhension des transferts thermiques dans la partie haute du lit afin de vérifier la transposabilité à d'autres cas de cette corrélation et à défaut proposer une façon plus universelle de traiter les transferts thermiques.

### 3.3.3 Le coefficient d'échange entre les particules et l'air

Dans les équations de conservation de l'énergie,  $h_{conv}$ , le coefficient d'échange entre les particules et le gaz est défini suivant une formule empirique adaptée aux lits fluidisés définie dans [53] par la formule :

$$Nu_{conv} = \frac{h_{conv}d_p}{\lambda_g} = 0.03Re_p^{1.3} \quad (3.6)$$

avec  $Re_p$  le nombre de Reynolds des particules.

A noter que même si les échanges gaz/particules dans les lits fluidisés sont très bons,  $h_{conv}$  prend des valeurs très faibles de l'ordre de  $10W.m^{-2}.K^{-1}$ . En effet, les échanges bénéficient plutôt de la très grande surface d'échange offerte plutôt que de la turbulence de l'écoulement autour des particules.

La surface d'échange gaz/particules est définie par  $S_{ech}$  qui est égal à :

$$S_{ech} = \frac{6F_V}{dp} \quad (3.7)$$

A titre de remarque, il a été constaté que le modèle est peu sensible au coefficient d'échange entre gaz et particules car la surface d'échange est très grande.

### 3.3.4 Les termes sources radiatifs

$Sr_{sol}$  est le terme source radiatif représentant l'apport solaire en  $W.m^{-3}$ . C'est le rayonnement solaire absorbé dans le lit fluidisé. Dans l'équation de l'énergie des particules, on constate que  $Sr_{sol}$  est multiplié par un coefficient  $\eta$ . Ce coefficient permet de diminuer l'apport solaire pour tenir compte de pertes par réflexion de l'énergie incidente par le hublot et les pertes thermiques sur les parois isolées du récepteur. Les pertes par réflexion sont évaluées par un calcul radiatif en 3D prenant en compte précisément les propriétés optiques du hublot. Les pertes thermiques aux parois sont évaluées par une étude thermique simple représentant le récepteur solaire par un cylindre isolé à température moyenne échangeant avec l'extérieur par convection et rayonnement.

$Sr_{ir}$  représente quand à lui les échanges radiatifs dans l'infrarouge des particules entre elles et avec l'extérieur.

Les transferts radiatifs sont calculés dans un code de calcul spécialement conçu pour cette application et détaillé dans le chapitre 4 de la thèse.

### 3.3.5 Conditions aux limites et conditions initiales

En entrée de colonne, la température de l'air est fixée à la température de l'air de fluidisation, par exemple la température ambiante. En sortie de colonne, on trouve tout simplement un échappement et donc une condition au limite sur le gradient de température :

$$\begin{aligned} T_a(x=0) &= T_{amb} \\ \frac{dT_a}{dx}(x=H_{max}) &= 0 \end{aligned} \quad (3.8)$$

Concernant la phase particulaire, les conditions aux limites sont isothermes :

$$\frac{dT_p}{dx}(x=0, x=H_{max}) = 0 \quad (3.9)$$

Pour initialiser le calcul, la température des deux phases est considérée égale et fixée à la température moyenne du lit définie par un bilan global simplifié sur le récepteur. Pour poser ce bilan, on suppose qu'il n'y a pas de surchauffe dans le lit et que l'air rentre dans le récepteur à la température atmosphérique. Les pertes liées aux parois du récepteur sont négligées, seules celles au hublot sont prises en compte. Le bilan s'écrit :

$$\alpha_{lit}\phi_{sol} = \frac{\dot{m}_a}{S_{lit}}Cp_a(T_{lit} - T_{amb}) + \epsilon_{lit}\sigma(T_{lit}^4 - T_{amb}^4) + h_{hublot}S_{lit}(T_{lit} - T_{amb}) \quad (3.10)$$

avec  $\alpha_{lit}$  l'émissivité apparente du lit,  $T_{lit}$  la température moyenne du lit,  $T_{amb}$  la température ambiante,  $S_{lit}$  la surface du lit et du hublot et  $h$  le coefficient de transfert convectif entre le hublot et l'extérieur par convection naturelle.

### 3.3.6 Résolution numérique

La méthode utilisée pour résoudre les équations différentielles du problème est la discrétisation en éléments finis et une fonction de base de Lagrange quadratique, disponibles sous Comsol. Le maillage 1D est constitué de segments de 5mm de long. La résolution d'un calcul type prend quelques secondes sur un ordinateur AMD Opteron Processor 246.

### 3.3.7 Couplage asynchrone

Pour calculer le champ de température dans le lit fluidisé, le modèle 1D a besoin d'être renseigné des termes sources radiatifs, du champ de fraction volumique de particules et de paramètres tels que le diamètre de particules, le débit d'air et etc (cf fig. 3.8).

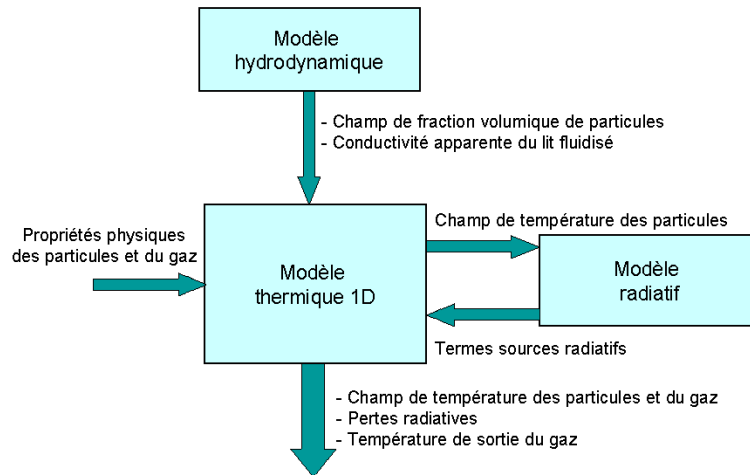


FIGURE 3.8 – Diagramme de l'enchaînement des codes de calcul

Les propriétés dynamiques du lit comme le champ de fraction volumique ainsi que la conductivité équivalente du lit sont définis à partir d'une simulation numérique du lit fluidisé suivant le protocole présenté au chapitre 5. Bien que la température du gaz ait une influence sur la dynamique des particules (en modifiant la viscosité et la masse volumique de l'air), le couplage entre le champ de température et la dynamique des fluides n'a pas pu être mis en oeuvre car les temps de calculs seraient trop importants.

Pour prendre en compte l'influence de la température du gaz, la température du fluide dans la simulation hydrodynamique varie suivant une fonction prédéfinie décrite suivant la hauteur du lit. Dans un premier temps, cette fonction est considérée constante sur tout le domaine et égale à la température d'équilibre du lit approximée par un bilan global. A partir de là, les propriétés du lit fluidisés sont calculées par la CFD pour être ensuite utilisées dans le modèle

thermique afin de mettre à jour de façon définitive le profil de température dans la hauteur du lit fluidisé.

Le terme source radiatif solaire étant constant, celui-ci est calculé, une fois pour toute, sans couplage entre le modèle thermique et le code radiatif (décrit au chapitre 4).

Le terme source radiatif IR a quant à lui besoin du champ de température pour être calculé, lui-même dépendant du terme source radiatif. Il faut donc ici procéder à un couplage asynchrone entre les codes(cf fig. 3.9). Le principe de ce type de couplage est de partir d'un champ de température initial sans terme source IR pour calculer un premier terme source radiatif. A partir de celui-ci, le terme source dans l'équation 1D de l'énergie est mis à jour pour calculer un nouveau champ de température qui est à son tour utilisé pour calculer un nouveau terme source radiatif. Ces étapes se répètent ensuite jusqu'à ce que le champ de température se stabilise autour d'une valeur constante. Le critère de convergence dépend du cas étudié.

D'un point de vue technique, le couplage entre les codes est semi-automatisé par des scripts écrits en bash et langage fortran.

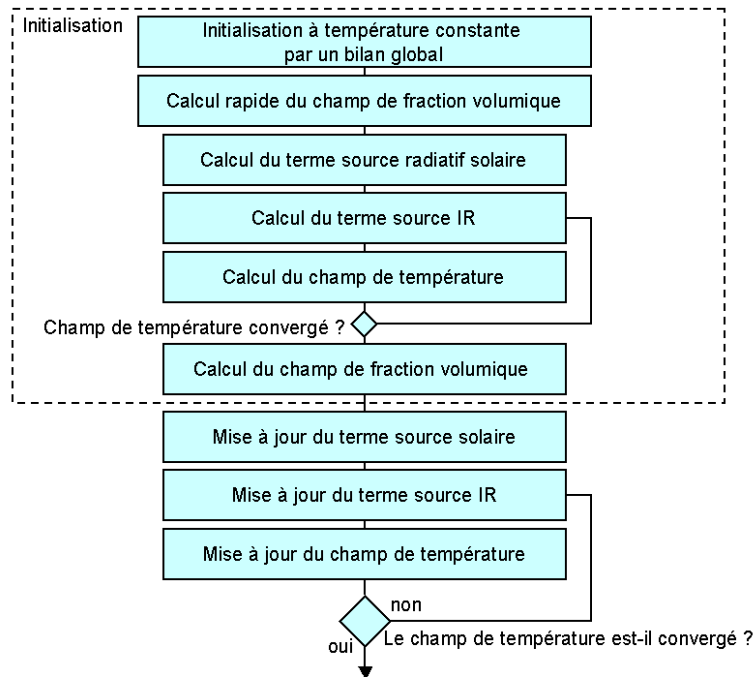


FIGURE 3.9 – Diagramme de principe du couplage asynchrone

### 3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, a été présenté la simulation thermique en 1D d'un récepteur solaire à lit fluidisé bouillonnant. L'objectif de ce modèle est de prédire le champ de température 1D

du récepteur afin de pouvoir calculer la température de chauffage d'air et le rendement du dispositif.

Le modèle en question est basé sur une discrétisation en éléments finis de l'équation de l'énergie appliquée à une phase gazeuse et une phase particulaire. Mais pour modéliser l'évolution de la température dans le lit, il faut renseigner le modèle thermique de données externes. Ces données sont d'une part dynamiques avec par exemple la concentration en particules et l'efficacité du brassage et d'autre part constituées de la valeur des termes sources radiatifs comme pour la répartition de l'énergie solaire incidente, les pertes thermiques infrarouges à travers le hublot ou les échanges radiatifs entre particules.

Pour alimenter le modèle thermique de ces informations, deux modèles ont dû être étudiés et mis au point. Ainsi, les échanges radiatifs sont traités par un modèle de transferts radiatifs basé sur une Méthode de Monte Carlo (cf. chap. 4) et les paramètres dynamiques sont définis par une simulation 3D de l'écoulement du lit fluidisé utilisant un modèle Eulérien à deux fluides (cf. chap. 5).

La capacité du modèle à prédire l'évolution de la température dans le récepteur à lit fluidisé bouillonnant à changement de section sera testée au chapitre 7, où les résultats du modèle thermique 1D seront comparés à des champs de température expérimentaux obtenus dans la thèse de A. Bounaceur. Enfin, le modèle sera appliqué à l'optimisation du récepteur au chapitre 8.



# Chapitre 4

## Simulation des transferts radiatifs dans un récepteur à lit fluidisé

### 4.1 Introduction

Il est coutume de penser que les transferts thermiques dans les lits fluidisés sont principalement convectifs. Pourtant, dans le cas d'un récepteur solaire à lit fluidisé, l'apport d'énergie externe au système est purement radiatif et les hautes températures atteintes dans le récepteur augmentent considérablement la part du radiatif dans le bilan global des transferts thermiques.

C'est pour ces raisons qu'il est intéressant et important de simuler les transferts radiatifs dans le lit fluidisé, car la connaissance et la simulation précise de ces phénomènes peut nous aider dans l'optimisation et la conception du récepteur. En effet, nous pensons que la bonne répartition du flux radiatif incident dans la géométrie est un facteur clef dans :

- la diminution des pertes thermiques radiatives par le haut du récepteur ;
- la limitation des points chauds aux parois ;
- l'efficacité du récepteur.

L'objectif étant de comprendre et d'analyser les échanges radiatifs dans le récepteur, nous proposons dans ce chapitre de poser et de tester un modèle basé sur une méthode de Monte Carlo d'un récepteur contenant un lit de particules diffusantes en tenant compte de la directionnalité du rayonnement incident provenant d'une parabole.

### 4.2 Les transferts radiatifs dans un lit fluidisé

Le rayonnement est un des trois modes de transfert thermique parmi conduction et convection. L'originalité du rayonnement est de transmettre de l'énergie même en l'absence de matière. Il peut être décrit d'une part à partir de la théorie des ondes électromagnétiques et de la mécanique quantique d'autre part, mais aucune des deux approches ne permet d'interpréter seule

tous les phénomènes radiatifs observés. En ce qui concerne notre lit fluidisé pour le rayonnement des particules, c'est principalement l'approche ondulatoire que nous allons aborder.

A l'échelle macroscopique, il existe deux classes de modèles descriptifs du rayonnement : ceux fondés sur la description ondulatoire de Maxwell et ceux qui s'appuient sur la description énergétique en flux corpusculaire. Les deux aspects seront nécessaires dans notre étude pour décrire l'ensemble des phénomènes appliqués à notre lit fluidisé.

### 4.2.1 Interactions rayonnement/matière

Le lit fluidisé peut-être considéré comme un milieu semi transparent, c'est un milieu qui peut à la fois émettre, transmettre, absorber ou diffuser une puissance radiative.

#### Interaction du rayonnement solaire concentré et infrarouge avec le récepteur

Dans notre lit fluidisé, ce sont les domaines spectraux de l'infrarouge (entre  $1.5\mu\text{m}$  et  $23\mu\text{m}$ ) et du visible (entre  $0,24\mu\text{m}$  et  $4\mu\text{m}$ ) qui contiennent 99% de l'énergie échangée. L'interaction du rayonnement avec le lit fluidisé se fait au niveau des particules, le gaz de fluidisation, l'air, est ici considéré comme transparent.

Le choix a été fait de traiter les transferts radiatifs sur deux bandes spectrales séparées (Visible et IR) dans le récepteur à lit fluidisé. La directionnalité du rayonnement solaire incident est représentée dans le modèle 3D mais pas dans le modèle 1D. Les phénomènes radiatifs à prendre en compte sont répertoriés sous forme d'exemples sur les figures 4.1.a et 4.1.b.

Le chemin-exemple 1 de la figure 4.1.a présente un paquet de photons arrivant du concentrateur vers le hublot. A ce niveau, le paquet de photons peut soit subir une réflexion spéculaire, soit être transmis. Au niveau du hublot en quartz, l'absorption est négligée. Le paquet de photons transmis à l'intérieur du récepteur subit de multiples diffusions pour finalement être absorbé dans le volume par le nuage de particules. Quand le paquet de photons est absorbé par les particules, il contribue à l'augmentation de la température du milieu. L'interaction entre le rayonnement et le milieu la plus complexe et la plus difficile à mettre en œuvre est certainement la diffusion. Elle se traduit par une interaction entre les photons et la matière, qui a pour conséquence de changer la direction du rayonnement incident par des interactions entre les photons et des centres diffuseurs.

Le chemin-exemple 2 de la figure 4.1.a présente un rayon arrivant du concentrateur, transmis par le hublot, et rétrodiffusé par le ciel du lit vers le hublot pour être enfin transmis vers l'extérieur. Ce paquet de photons va contribuer aux pertes du récepteur.

Le chemin-exemple 3 de la figure 4.1.a présente un photon qui après avoir été transmis par la vitre, va être diffusé, réfléchi par une paroi pour continuer son chemin dans le lit fluidisé et finalement être absorbé au niveau de la paroi en un autre point. Les parois, en acier ou en réfractaire, réfléchissent les photons de manière diffuse ou les absorbent.

Les chemins-exemples 4 et 5 de la figure 4.1.b soulignent simplement le fait que les photons émis dans l'infra rouge ont le même comportement que les paquets de photons dans le visible, à

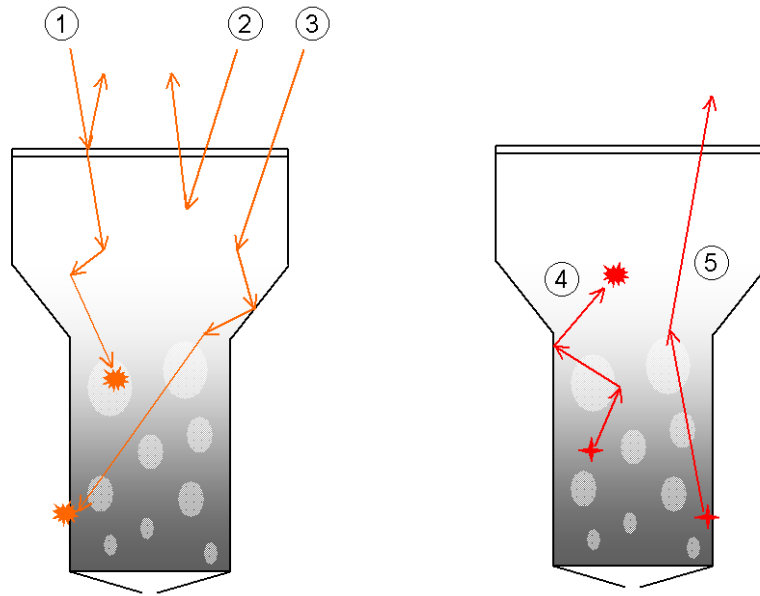


FIGURE 4.1 – A gauche, phénomènes radiatifs dans le visible et à droite (a), phénomènes radiatifs dans l’infrarouge (b)

la différence qu’ils sont émis depuis le milieu particulaire ou les parois. Si le paquet de photons est émis puis absorbé en un autre point du lit, alors il contribue aux échanges radiatifs. S’il sort du récepteur, il contribue aux pertes que l’on va essayer de minimiser.

## L’équation de transfert radiatif (ETR)

### *Hypothèses*

Avant d’aborder cette partie, il est conseillé de parcourir l’annexe B qui présente quelques notions et quelques notations utiles pour aborder l’équation de transfert radiatif en milieu diffusant.

Afin de décrire les transferts radiatifs dans notre milieu à l’aide de l’équation de Transfert Radiatif, certaines hypothèses doivent d’abord être posées. La première concerne l’hypothèse de diffusion indépendante, qui revient à négliger l’influence de la proximité d’autres centres diffusants lorsqu’un photon est diffusé par une particule. Cette hypothèse n’est pas toujours évidente dans le cas des lits fluidisés. En effet, les distributions de particules présentes dans les lits fluidisés se situent parfois à la limite de validité de cette hypothèse. Tien [71] propose une revue de l’état des connaissances sur les propriétés optiques et radiatives des lits fixes et fluidisés et expose ses résultats concernant le problème de la séparation entre diffusion dépendante et indépendante. A partir de cela, Drole [72] établit un diagramme des régimes dépendants et indépendants de la diffusion (cf. fig. 4.2). D’après ce critère, nous pouvons conclure que l’hypothèse de diffusion indépendante est validée dans toutes nos applications dont la fraction

volumique maximale de particules ne dépasse pas 0,64 et dont le paramètre de taille varie entre 35 et 16000.

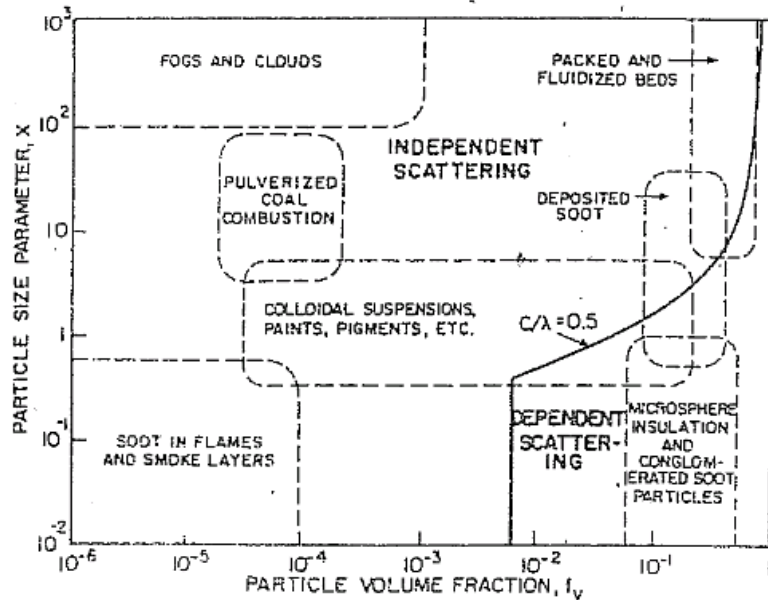


FIGURE 4.2 – Régimes de diffusion dépendante et indépendante

La deuxième est l'hypothèse de diffusion élastique, c'est-à-dire que lorsqu'un photon d'une certaine énergie entre en collision avec une particule, le photon diffusé possède la même énergie que celle du photon incident. Cette hypothèse est nécessaire afin d'établir l'ETR, elle est communément acceptée dans le cas des lits fluidisés.

La troisième hypothèse est celle de l'équilibre thermodynamique local. Cette hypothèse induit que l'état microscopique local de la matière peut être défini par une seule variable thermodynamique, à savoir la température. Cette thermalisation de la matière due aux effets collisionnels est vérifiée dans les applications visées. D'un point de vue radiatif, cette hypothèse a comme conséquence que les propriétés radiatives de tout élément géométrique sont indépendantes de son environnement.

#### ETR sous forme différentielle

Partant de l'équation de Boltzman, l'équation de transfert radiatif est établie dans sa forme différentielle [73]. L'ETR représente l'évolution de la luminance (cf. fig. 4.3) sur un trajet  $dx$  par :

$$\frac{dL_\nu(x, \mathbf{u})}{ds} = \underbrace{k_{a,\nu} L_\nu^0(x)}_{\text{Emission du milieu}} + \underbrace{\frac{k_{d,\nu}}{4\pi} \int_{4\pi} \Phi(\mathbf{u}', \mathbf{u}) L_\nu(x, \mathbf{u}') d\Omega}_{\text{Gain par diffusion}} - \underbrace{(k_{a,\nu} + k_{d,\nu}) L_\nu(x, \mathbf{u})}_{\text{Pertes par absorption et diffusion}} \quad (4.1)$$

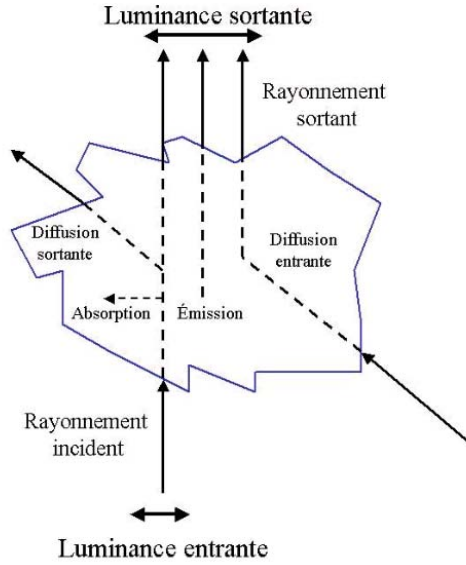


FIGURE 4.3 – Interaction du rayonnement avec la matière

où  $s$  est l'abscisse curviligne.

Le terme temporel a été négligé car dans notre cas ce mode de transfert est considéré comme instantané au regard des temps caractéristiques des autres modes de transfert.

#### Conditions aux limites de l'ETR

La forme différentielle de l'ETR s'accompagne de conditions aux limites. En rayonnement, les conditions aux limites d'un problème sont toujours représentées par un élément de paroi localement plan, à une température donnée  $T_w$  et qui participe aux transferts radiatifs. La luminance sortante à la paroi est donnée par :

$$L_\nu(\mathbf{x}_w, \mathbf{u}) = \underbrace{\epsilon_\nu(\mathbf{x}_w) L_\nu^0(\mathbf{x}_w)}_{\text{Partie émise}} + \underbrace{\rho_\nu(\mathbf{x}_w) L_{\nu,incident}(\mathbf{x}_w, \mathbf{u})}_{\text{Partie réfléchie}} \quad (4.2)$$

où  $L_{\nu,incident}(\mathbf{x}_w, \mathbf{u})$  est la luminance incidente,  $\rho_\nu(\mathbf{x}_w)$  la réflectivité de la paroi et  $\epsilon_\nu(\mathbf{x}_w)$  l'émissivité de la paroi. La réflectivité se définit comme :

$$\rho_\nu(\mathbf{x}_w) = 1 - \epsilon_\nu(\mathbf{x}_w) \quad (4.3)$$

L'émissivité représente le rapport entre la luminance émise à la paroi et la luminance d'un corps noir à la température de la paroi. Dans notre étude, les matériaux sont considérés gris et l'émissivité est par conséquent constante sur tout le spectre. En général, la réflexion peut être diffuse ou spéculaire. Dans le cas de la réflexion spéculaire, la luminance incidente provenant de la direction  $\mathbf{u}$  est réfléchié dans la direction  $\mathbf{u}'$ , obtenue par les lois de Descartes.

#### ETR sous forme intégrale

La solution de l'ETR peut être intégrée sur le chemin optique entre les positions  $\mathbf{x}_0$  et  $\mathbf{x}$  connaissant la luminance incidente  $L_\nu(\mathbf{x}_0, \mathbf{u})$ . Cette équation est la formulation intégrale de l'équation de transfert radiatif :

$$L_\nu(\mathbf{x}, \mathbf{u}) = L_\nu(\mathbf{x}_0, \mathbf{u})\mathbf{T}_\nu(\mathbf{x}_0 \rightarrow \mathbf{x}) + \int_{\mathbf{x}_0}^{\mathbf{x}} L_\nu^0(\mathbf{x}') \frac{\partial \mathbf{T}_\nu(\mathbf{x}' \rightarrow \mathbf{x})}{\partial \mathbf{x}'} d\mathbf{x}' \quad (4.4)$$

où  $\mathbf{T}_\nu(\mathbf{x} \rightarrow \mathbf{x}')$  est la transmittance d'une épaisseur de milieu semi-transparent compris entre  $\mathbf{x}$  et  $\mathbf{x}'$ . La transmittance s'écrit comme :

$$\mathbf{T}_\nu(l) = \exp(-\kappa_\nu l) \quad (4.5)$$

#### *Formulation en puissances nettes échangées (PNE)*

La formulation en Puissances Nettes Échangées est basée sur le principe de réciprocité. Une première approche date de 1967, introduite par Green [74] dans le domaine atmosphérique et par Hottel [75] dans le domaine des sciences de l'ingénieur. Elle a été appliquée et développée dans le cadre de la méthode de Monte Carlo dans de nombreux travaux [76, 77, 78, 79, 80, 81] entre les laboratoires LAPLACE et RAPSODEE. La formulation en PNE consiste à quantifier les échanges radiatifs nets en paires d'éléments  $i$  et  $j$  d'un système donné. Ainsi la PNE,  $\psi(i, j)$  entre 2 éléments  $i$  et  $j$  (éléments de paroi ou de volume) s'exprime comme la différence de la puissance radiative émise en  $i$  puis absorbé en  $j$  et de la puissance émise en  $j$  puis absorbée par  $i$  :

$$\psi(i, j) = \phi_{i \rightarrow j} - \phi_{j \rightarrow i} \quad (W/m^2) \quad (4.6)$$

Cette méthode a pour principal intérêt de calculer une carte des échanges radiatifs ce qui permet d'analyser la contribution de chaque échange net au bilan radiatif de chaque élément  $i$  du système :

$$\xi_i = \sum_{i=1}^{N_i} \psi(i, j) \quad (4.7)$$

où  $\xi_i$  est le bilan radiatif de l'élément  $i$  en  $W.m^{-2}$ . Il est possible de comprendre la nature des échanges radiatifs pour déterminer ceux qui sont dominants dans le système et qui devront être calculés avec une précision plus importante. Elle a aussi pour intérêt de vérifier de manière intrinsèque le principe de réciprocité des chemins lumineux :

$$\psi(i, j) = \psi(j, i) \quad (4.8)$$

## 4.2.2 Choix de la Méthode de Monte Carlo (MMC) pour la résolution de l'ETR

Dans cette thèse, nous avons fait le choix d'utiliser la Méthode de Monte Carlo (MMC) afin de résoudre l'ETR sous sa forme intégrale. Un aperçu des différentes méthodes de résolution de l'ETR ainsi qu'une description de la Méthode de Monte Carlo sont disponibles en annexe C.

La première raison du choix de la Méthode de Monte Carlo pour la résolution de l'ETR est que cette méthode est considérée comme une méthode de calcul de référence. Nous pourrions donc résoudre les transferts radiatifs en prenant en compte des phénomènes complexes comme la diffusion tout en obtenant avec chaque résultat un intervalle de confiance pour les valeurs des flux calculés.

Le deuxième avantage de ce choix réside en la formulation intégrale de la MMC qui est adaptée à la formulation en Puissances Nettes Échangées. L'intérêt de disposer de cet outil est de pouvoir isoler les échanges radiatifs entre différents éléments du système. Par exemple, dans notre lit fluidisé, nous pouvons identifier la contribution radiative de chaque hauteur du lit ainsi que ses échanges radiatifs avec les autres éléments de la géométrie. Nous obtenons ainsi des informations intéressantes pour la compréhension des phénomènes radiatifs dans le récepteur.

Un troisième avantage est que la Méthode de Monte Carlo permet de traiter de façon simple et précise les multiples réflexions spéculaires que l'on rencontre dans tout système de concentration optique utilisé dans le solaire thermique.

Enfin, nous disposons à Albi d'un contexte de travail en commun entre les laboratoires RAPSODEE et LAPLACE à Toulouse qui travaillent depuis longtemps sur l'utilisation des algorithmes de Monte Carlo en transferts radiatifs. Nous avons par exemple l'opportunité d'utiliser un code optimisé, KARINE [82], qui même s'il a été développé à la base pour traiter les échanges radiatifs dans l'atmosphère des planètes, est tout à fait applicable à notre géométrie. Le travail réalisé sur ce code et les optimisations apportées permettent d'avoir un code plus rapide et plus stable, notamment dans le traitement des fortes épaisseurs optiques [81].

Toujours dans le contexte de synergie entre les laboratoires RAPSODEE, LAPLACE à Toulouse et PROMES à Odeillo, nous pouvons bénéficier de tout un travail de fond sur l'implémentation de code radiatif en géométrie 3D (dans l'environnement EDStaR<sup>1</sup>) et le calcul de grandeurs radiatives couplées au calcul de leur sensibilité à différents paramètres du problème [83].

## 4.2.3 Les propriétés optiques des particules

Pour résoudre l'ETR dans notre récepteur solaire, il faut connaître les propriétés du milieu semi transparent que constitue le lit fluidisé. Les paramètres principaux sont les coefficients d'absorption et de diffusion mais aussi la fonction de phase (cf. fig.4.4).

---

1. Environnement de Développement en Statistique Radiative

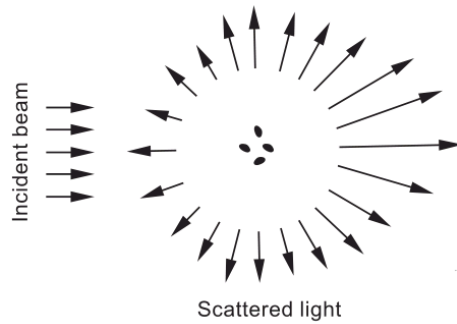


FIGURE 4.4 – Diffusion de la lumière par une distribution de particules

Dans notre cas, le gaz de fluidisation étant de l'air, sa contribution dans les échanges radiatifs est faible ; elle est donc négligée.

En ce qui concerne les particules, l'absorption et la diffusion sont décrites par les équations de Maxwell. Lorsqu'un rayonnement atteint une particule, une partie est réfléchi et le complément pénètre dans la particule. Cette dernière partie est partiellement absorbée et subit de réflexions internes multiples avant de sortir de la particule dans différentes directions.

### Paramètres de diffusion

Les trois paramètres principaux pour déterminer les relations entre les propriétés des particules et les coefficients d'absorption, de diffusion et la fonction de phase sont :

- Le paramètre de taille :  $x = \frac{\pi d_p}{\lambda}$  ;
- L'indice de réfraction complexe :  $m = n - ik$  ;
- Le paramètre de concentration :  $R_c = \frac{a}{\lambda}$ , avec  $a$  la distance interparticulaire.

Le paramètre de taille  $x$  nous permet de définir quel type de diffusion utiliser :

- Si  $x \ll 1$  alors la diffusion est dite de Rayleigh ;
- Si  $x \approx 1$  alors la diffusion est de type Mie ;
- Si  $x \gg 1$  alors on peut appliquer l'optique géométrique.

Le paramètre  $R_c$  nous permet de savoir si la diffusion peut être considérée comme indépendante ou pas :

- Si  $R_c \gg 1$  alors la diffusion est indépendante ;
- Dans les autres cas, elle est dépendante.

Dans notre lit fluidisé, le calcul de  $R_c$  nous apprend que la diffusion peut toujours être considérée comme indépendante.

Le calcul du paramètre  $x$ , évalué sur l'intervalle spectral qui nous intéresse : entre  $100 \mu\text{m}$  et  $600 \mu\text{m}$ , nous apprend que dans le cas de notre application, les lois à utiliser se répartissent entre optique géométrique et théorie de Mie. Dans le souci de développer une méthode fonctionnant pour tout type de particules dans cet intervalle de longueurs d'ondes, nous allons donc appliquer la théorie de Mie. En effet, cette théorie permet le calcul des propriétés optiques de tout type



de particules, même les plus grosses. Le seul désavantage de la méthode est un temps de calcul augmentant avec la taille des particules, mais ce n'est pas limitant dans notre étude.

### Méthode de Mie

La méthode de Mie [84] permet de calculer les sections d'absorption, de diffusion et d'extinction ainsi que la fonction de phase associée à une particule, si l'on connaît son indice de réfraction complexe  $m = n + ik$ . Les sections sont données par :

$$\begin{aligned} C_d &= \frac{\pi d_p^2/4}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 |b_n|^2) \\ C_e &= \frac{\pi d_p^2/4}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) \\ C_a &= C_e - C_d \end{aligned} \quad (4.9)$$

avec les coefficients  $a_n$  et  $b_n$  sont appelés coefficients de Mie. Ce sont des fonctions complexes des fonctions de Riccati-Bessel qui ne sont pas détaillées ici. Le problème dépend donc de l'indice de réfraction complexe  $m$ , du paramètre de taille  $x$  et de l'angle de diffusion  $\theta$ . Le calcul numérique des coefficients de Mie est la partie délicate du calcul.

En ce qui concerne la fonction de phase, son expression est aussi complexe :

$$p(\theta) = 2 \frac{i_1 + i_2}{\frac{C_d}{\pi d_p^2/4}} \quad (4.10)$$

où  $i_1$  et  $i_2$  dépendent des fonctions d'amplitude complexe pour les polarisation parallèles et normales, elles-mêmes liées à  $a_n$ ,  $b_n$ .

### Mélange de particules

Quand on veut caractériser un nuage de particules de distribution de taille non uniforme, il est coutume de décrire cette distribution de diamètres par une fonction de distribution, comme la fonction de distribution gamma modifiée [85] :

$$n(d_p) = A d_p^\gamma \exp(-B d_p) \quad (4.11)$$

Les 3 constantes  $A$ ,  $B$  et  $\gamma$  sont déterminées à partir de données mesurables comme le nombre de particules, la fraction volumique...

En posant l'hypothèse que toutes les particules ont les mêmes propriétés optiques, les propriétés du milieu deviennent des intégrales sommant les propriétés de chaque particule comme par exemple pour le coefficient de diffusion :

$$k_d = \int_0^\infty C_d n(d_p) d(d_p) \quad (4.12)$$

## 4.3 Propriétés optiques des particules du récepteur à lit fluidisé

Pour déterminer les propriétés radiatives spectrales de la distribution de particules dans notre lit fluidisé, nous allons utiliser le logiciel Mieplot, basé sur la théorie de Mie et qui a été validé par des travaux menés au centre ICA<sup>1</sup> de l'Ecole des Mines d'Albi [86].

### 4.3.1 Entrées et sorties du code

Pour calculer les propriétés du milieu, nous avons besoin de renseigner le code avec les paramètres de la distribution de diamètres de particule, la fraction volumique de particules et enfin l'indice de réfraction complexe du matériau constituant les particules en fonction de la longueur d'onde. La distribution de diamètre de particule ainsi que leur fraction volumique sont renseignées soit à partir de l'expérience : granulométrie laser et fraction volumique moyenne déduite de la perte de charge ; soit à partir de simulation numérique. Les propriétés optiques du SiC sont issues de la référence [87]. Dans la littérature, il existe une grande disparité entre les indices de réfraction complexe du SiC, probablement en raison des différences de pureté du matériau. Le choix a été porté sur les valeurs qui par comparaison entre Mie et l'optique géométrique donnent les meilleurs résultats pour les particules de grande taille.

En sortie du code, nous obtenons, en fonction de la longueur d'onde : les coefficients d'absorption  $k_{\nu a}$  et de diffusion  $k_{\nu d}$  ainsi que le facteur d'asymétrie  $g$ .

La figure 4.5 récapitule sous forme de diagramme l'agencement du code et de ses entrées et sorties.

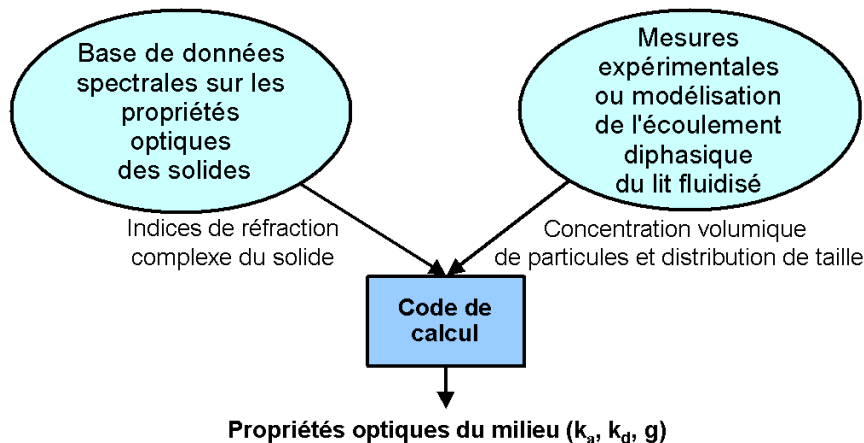


FIGURE 4.5 – Entrées et sorties du code de Mie

---

1. Institut Clément Ader

### 4.3.2 Résultats sur les propriétés optiques : Caractérisation radiative des particules

Les propriétés optiques de nombreux matériaux, pour une vaste distribution de diamètres de particule ont été déjà étudiées par le passé.

Dans notre lit fluidisé, ce sont les particules de type B selon la classification des poudres de Geldart (cf. annexe A) qui retiennent notre attention pour le régime de fluidisation qui nous intéresse. Cette classe de particules regroupant la majorité des particules fluidisables exclut (sommairement) :

- Les particules de classe A, de faible densité, dont les propriétés thermiques sont moins intéressantes ;
- Les particules de classe C, cohésives, et donc plus difficiles à fluidiser ;
- Les particules de classe D, les plus grosses, qui sont elles aussi difficiles à fluidiser, et dont la fluidisation est très hétérogène.

Dans la suite de ce travail, nous allons donc nous limiter aux bornes imposées par la classe B (cf. Annexe A) pour des diamètres de particule entre 100 à 600  $\mu\text{m}$ , des densités de 1000 à 4000  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$  et quelques matériaux retenus en raison de leurs différences en terme de coefficient d'absorption et leur intérêt d'un point de vue thermique.

#### Détermination numérique des propriétés optiques des particules de SiC en fonction de la longueur d'onde

La figure 4.6 présente les propriétés optiques d'une particule de SiC dans de l'air à température ambiante. Le diamètre est choisi à 370  $\mu\text{m}$  pour représenter des particules disponibles dans notre laboratoire représentant le milieu de la classe B.

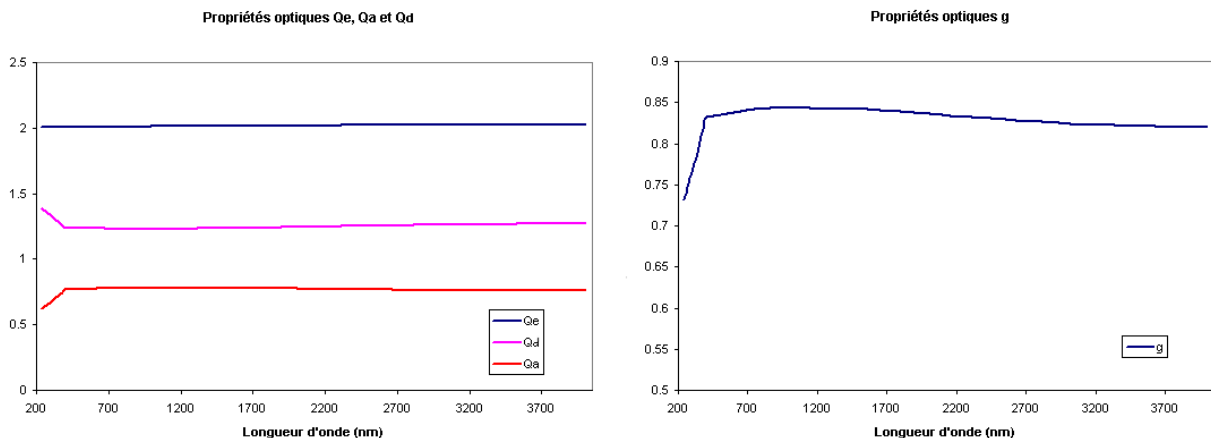


FIGURE 4.6 – Propriétés optiques ( $Q_e$ ,  $Q_a$ ,  $Q_d$  et  $g$ ) en fonction de la longueur d'onde pour des particules de SiC de 370  $\mu\text{m}$

Le premier constat est que les propriétés optiques du solide sont quasiment constantes sur tout le spectre visible. A partir de ce constat, nous allons considérer pour la suite l'hypothèse que les propriétés optiques des particules de SiC sont constantes en fonction de  $\lambda$  sur le spectre visible (même constat pour l'infra rouge). Des résultats préliminaires en 1D ont révélé qu'il n'y a effectivement pas de différence notable au niveau du calcul radiatif entre un spectre résolu et une intégration sur la longueur d'onde des propriétés optiques. En conséquence, nous utilisons les valeurs moyennées des propriétés optiques  $Q_e$ ,  $Q_a$ ,  $Q_d$  et  $g$  calculées à partir de l'intégration pondérée par la courbe de Planck des coefficients d'efficacité d'absorption, de diffusion et du facteur d'asymétrie spectraux. Suivant la même hypothèse, on considère par la suite que l'on peut se donner une idée de l'évolution des propriétés radiatives globales d'un nuage de particules à une longueur d'onde représentative donnée sans avoir à résoudre un calcul sur tout le spectre à chaque fois.

On remarque aussi sur cette figure que même pour un matériau très absorbant comme le SiC, la surface efficace de diffusion est très importante, avec des diffusions qui se font principalement vers l'avant ( $g \approx 0,83$ ).

### Influence du diamètre et de la fraction volumique de particules sur les propriétés optiques

La figure 4.7 montre les propriétés optiques de différents diamètres de particules de SiC, dans un nuage monodisperse de fraction volumique de particules égale à 0,4. La longueur d'onde choisie est de  $0,48 \mu\text{m}$ , ce qui correspond au pic d'émittance du soleil.

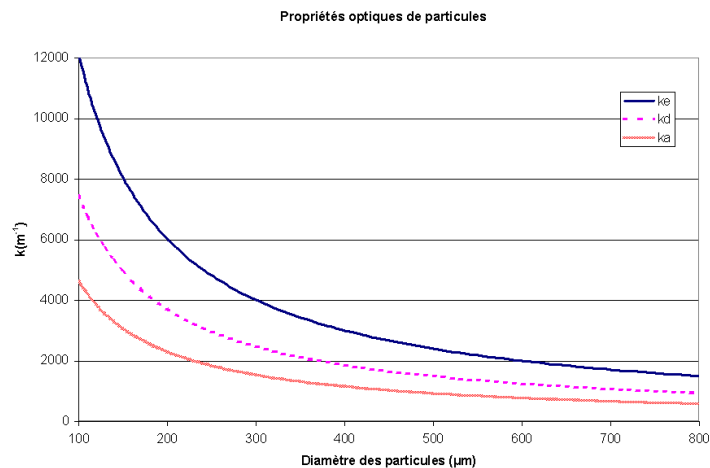


FIGURE 4.7 – Propriétés optiques en fonction du diamètre de particules de SiC

On remarque que pour un nuage de même fraction volumique de solide, les propriétés radiatives sont inversement proportionnelles au diamètre des particules. Ceci est dû au fait que les surfaces d'efficacité calculées par la méthode de Mie sont équivalentes quel que soit le

diamètre de particule considéré. Il en est de même pour le facteur d'asymétrie  $g$  qui ne semble que très faiblement influencé par le diamètre de particules et conserve les mêmes valeurs que précédemment (cf. fig. 4.6). Sur la plage de rayonnement solaire (et IR), les surfaces efficaces ne dépendent ni de la longueur d'onde ni du diamètre de particules. On peut alors écrire :

$$\begin{aligned} k_a &= \frac{3 F_v Q_a}{2 d_p} \\ k_d &= \frac{3 F_v Q_d}{2 d_p} \end{aligned} \quad (4.13)$$

De la même manière, plus la fraction volumique de solide augmente, plus  $k_a$   $k_d$   $k_e$  augmentent. Malheureusement, pour optimiser la pénétration du rayonnement dans le récepteur, on ne peut pas jouer sur le diamètre de particules et la fraction volumique de manière indépendante. Les deux paramètres sont fortement couplés.

### Influence de la distribution de particules sur les propriétés optiques

Nous comparons ici un nuage de particules de SiC de  $370 \mu\text{m}$  de diamètre monodisperse avec un nuage de particules dont la distribution de diamètres est représentée par une fonction de distribution log normale centrée à  $370 \mu\text{m}$  et ajustée afin de représenter au mieux une distribution de particules utilisée dans notre dispositif expérimental (cf. fig. 4.8) .

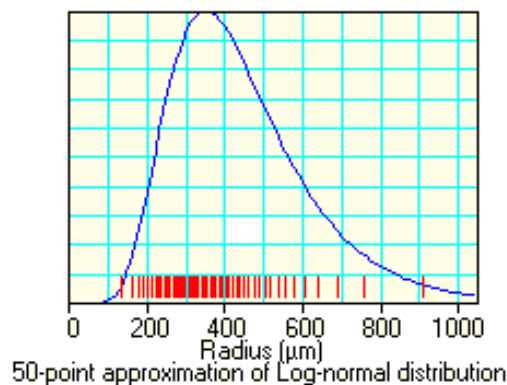


FIGURE 4.8 – Distribution de diamètres log normale centrée en  $370 \mu\text{m}$

Pour les deux modèles de distribution de particules, on a calculé les propriétés optiques d'un milieu particulaire dont la fraction volumique de solide est fixée à 0,4. La figure 4.9 présente ce résultat.

On remarque que même pour une distribution de particules très larges, l'hypothèse de se placer à diamètre constant pour connaître les propriétés radiatives d'un milieu particulaire est raisonnable dans le contexte de notre étude.

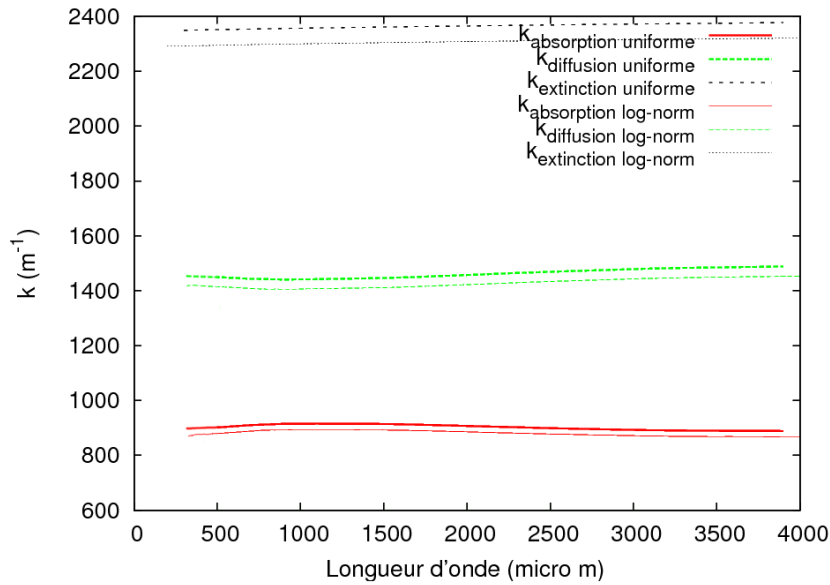


FIGURE 4.9 – Propriétés optiques en fonction de la distribution de particules de SiC de diamètre moyen de  $370 \mu\text{m}$

### Influence du matériau sur les propriétés optiques

Dans la plage de diamètres étudiés, il a été vérifié que l’optique géométrique donne des résultats du même ordre de grandeur de ceux obtenus par la théorie de Mie. Ainsi, l’influence des matériaux composant les particules est réalisée par des calculs d’optique géométrique. L’avantage de cette démarche est de nous dispenser de la connaissance des indices de réfraction complexe des matériaux qui sont parfois difficile à obtenir.

A partir d’un calcul d’optique géométrique, pour un nuage monodisperse de particules de  $370 \mu\text{m}$ , trois matériaux sont comparés par leur propriétés radiatives. Ces matériaux ont été choisis car ils présentent des propriétés radiatives très différentes et que leur utilisation comme particules pour la fluidisation est envisageable. Le tableau 4.1 présente pour chaque matériau son émissivité à 1000 K ainsi que les propriétés optiques moyennées sur le spectre solaire du nuage qu’ils constituent.

Ce calcul simple nous permet de conclure que lorsque l’on change de matériau, le coefficient d’extinction reste le même. La différence est qu’un matériau très émissif aura tendance à éteindre le rayonnement par absorption alors qu’un matériau peu émissif aura plus tendance à diffuser le rayonnement.

On constate une forte différence entre les valeurs calculées de  $k_d$  et de  $g$  par optique géométrique et par la théorie de Mie pour le SiC. La raison est que l’optique géométrique néglige les effets de la diffraction, en les assimilant à de la transmission car la diffraction pour des grosses particules se fait dans un angle très aigu centré sur la direction de propagation de la lumière.

TABLE 4.1 – Tableau comparatif des propriétés optiques (cf Annexe B) calculées pour un milieu particulaire composé de différents matériaux

<b>Matériaux</b>	$\varepsilon_{1000K}$	$k_{ext} \text{ moyen}$ ( $m^{-1}$ )	$k_a \text{ moyen}$ ( $m^{-1}$ )	$k_d \text{ moyen}$ ( $m^{-1}$ )	<b>g</b>
Alumine (Opt. Geom.)	0.06	2570	154	2416	-0.444
Sable (Opt. Geom.)	0.4	2570	1550	1020	-0.444
SiC (Opt. Geom.)	0.96	2570	2470	100	-0.444
SiC (Th. Mie)	0.96	2570	745	1825	0.83

Par rapport à la théorie de Mie, l'optique géométrique conduit donc à une diminution de  $k_d$ , couplé à un facteur  $g$  négatif pour rendre compte des diffusions arrières, puisque celles vers l'avant sont assimilées à de la transmission.

L'extinction étant la même et la diffusion se faisant principalement vers l'arrière, l'utilisation d'un matériau très diffusant induit probablement de grandes pertes radiatives dans le visible, car le rayonnement concentré est "réfléchi" par le ciel du lit et sort de la géométrie par la vitre à un facteur de forme près. Les particules utilisées pour notre récepteur doivent donc être le plus absorbantes possibles. Ce constat, qui est pour l'instant une intuition, a été confirmé lors d'un calcul radiatif 1D.

## 4.4 Modélisation 1D des transferts radiatifs appliquée aux lits fluidisés

Nous allons appliquer au lit fluidisé un modèle radiatif 1D basé sur la méthode de Monte Carlo permettant de traiter les phénomènes de diffusion multiples. La détermination des propriétés optiques du milieu est réalisée par un code de calcul qui s'appuie sur la théorie de Mie et la distribution de particules du lit. Le lit fluidisé est discrétisé en lames horizontales infinies et homogènes. La description du modèle est suivie de la présentation des premiers résultats obtenus pour une distribution de particules théorique exponentielle.

### 4.4.1 Présentation du code Karine dans son application aux lits fluidisés

Le code Karine a été écrit en Fortran par V.Eymet dans le cadre de sa thèse portant sur les échanges radiatifs infrarouges dans les couches atmosphériques des planètes [82]. Ce programme utilise le formalisme des Puissances Nettes Echangées (PNE) où le calcul des échanges est effectué par une Méthode de Monte Carlo (MMC). Le type de configuration géométrique résolue par Karine est un empilement de couches monodimensionnelles infinies. En d'autres termes, l'atmosphère est discrétisée en couches homogènes, la courbure de la planète n'est pas prise

en compte. Cet empilement de couches semi-transparentes est borné par deux plans parallèles opaques (le sol et l'espace).

Le code Karine permet de calculer les puissances nettes échangées mais aussi les flux traversant les interfaces des couches. L'intérêt d'avoir utilisé une résolution de type MMC est de pouvoir associer à chaque grandeur calculée son incertitude, pour fournir une solution de référence.

Le code Karine a été choisi pour résoudre les transferts radiatifs dans notre lit fluidisé pour diverses raisons. Comme les atmosphères sont des milieux diffusants dans le spectre infrarouge, les lits fluidisés sont des milieux diffusants pour le rayonnement solaire concentré incident. Comme les atmosphères peuvent être optiquement épaisses dans le spectre IR à cause des molécules d'eau et de CO<sub>2</sub>, les lits fluidisés sont des milieux qui peuvent devenir rapidement optiquement épais au fur et à mesure que l'on se déplace vers sa base. Les PNE représentent donc un atout dans les deux cas. D'autre part, nous pensons que l'hypothèse de discrétiser le lit fluidisé en couches monodimensionnelles, comme l'on discrétiserait une atmosphère, ne manque pas de sens. Cette hypothèse est d'autant plus juste que le milieu est optiquement épais et que le rayonnement solaire concentré est collimaté. Un calcul des transferts radiatifs 1D est donc utile dans un premier temps, mais ne remplace pas complètement une étude en 3D qui elle seule peut rendre compte des effets aux parois qui ont joué un rôle non négligeable dans les essais expérimentaux réalisés il y a quelques années par A. Bounaceur [2]. L'étude va donc être réalisée en deux temps en 1D pour explorer l'effet des différents paramètres optiques du lit et en 3D pour prendre en compte les effets de parois.

## La formulation en puissances nettes échangées basée sur les frontières et algorithme associé à Karine

Sans détailler toutes les optimisations effectuées dans le code Karine, notamment au niveau des densités de probabilité, rappelons l'expression de la puissance nette échangée entre un volume  $i$  et un volume  $j$  (cf. fig. 4.10) s'écrit :

$$\begin{aligned} \psi(i, j) = & \int_{S_i} dS_i(Q) \int_{2\pi} d\omega(\mathbf{u}_0) \mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{n} L_i(Q, \mathbf{u}_0) \int_{\Gamma(Q, \mathbf{u}_0)} p(\gamma; Q, \mathbf{u}_0) d\gamma \\ & \sum_{n=1}^{\infty} T_{\gamma, n} \int_{l_{\gamma, n}^-}^{l_{\gamma, n}^+} d\sigma_n(P'_n) k_a(P) k_a(P'_n) [B(P) - B(P')] \exp\left(-\int_{l_{\gamma, n}^-}^{\sigma_n} d\sigma' k_a(\theta')\right) \end{aligned} \quad (4.14)$$

où

$$L_i(Q, \mathbf{u}_0) = \int_{\Gamma(Q, -\mathbf{u}_0)} p(\tilde{\gamma}; Q, -\mathbf{u}_0) d\tilde{\gamma} \int_0^{l_{\tilde{\gamma}}^+} d\tilde{\sigma}(P) \exp\left(-\int_0^{\tilde{\sigma}} d\tilde{\sigma}' k_a(\tilde{\theta}')\right) \quad (4.15)$$

Cette formulation intégrale présente l'avantage d'être en lien direct avec la physique des transferts radiatifs et plus particulièrement l'algorithme du code. Ce lien très fort entre formulation intégrale et algorithme sera mis en valeur dans le code développé sous l'environnement EDStaR.



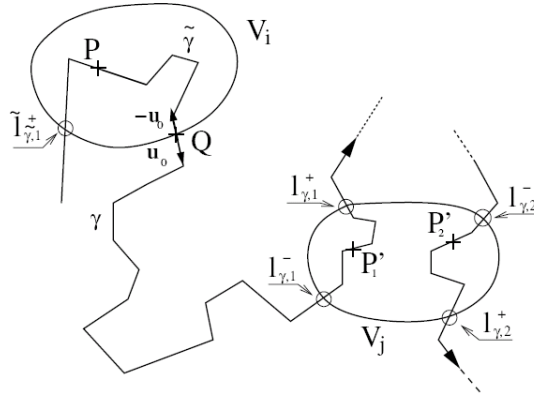


FIGURE 4.10 – Formulation en puissances nettes échangées basée sur les frontières

L'algorithme de résolution des Puissances Nettes Échangées (cf. fig. 4.10), suit donc le processus suivant :

- Un point  $Q$  est tiré aléatoirement sur la frontière  $S_i$  entourant le volume  $V_i$  ;
- Une direction de sortie  $\mathbf{u}_0$  est choisie aléatoirement ;
- Le chemin optique  $\tilde{\gamma}$  est ensuite calculé par tirages aléatoires successifs, dans la direction  $-\mathbf{u}_0$  jusqu'à sa sortie du volume. le point  $P$  est ensuite aléatoirement choisi sur le chemin optique contenu dans le volume ;
- De nouveau en partant de  $Q$ , mais dans la direction  $\mathbf{u}_0$ , le chemin optique  $\gamma$  est généré par un algorithme de monte Carlo standard ;
- A chaque fois que le chemin optique  $\gamma$  traverse un volume  $V_j$ , un point  $P'$  est choisi aléatoirement sur la partie de  $\gamma$  contenue dans le volume  $V_j$  ;
- Le chemin optique  $\gamma$  s'arrête quand il est assez long pour être considéré comme totalement atténué. Cette longueur dépend directement de la précision des résultats souhaitée.

En complément, il est intéressant de rappeler l'algorithme d'un suivi de photon standard réalisé par la Méthode de Monte Carlo. L'approche par Monte Carlo décrit le trajet optique des photons comme une suite d'évènements indépendants (absorption, diffusion... ). Voici le déroulement de l'algorithme pour le tracé d'un trajet optique dans un milieu infini à partir d'un point quelconque :

- A partir d'un point, on tire aléatoirement une direction de propagation ;
- En partant du point et dans la direction donnée, on calcule aléatoirement une longueur de diffusion à partir du coefficient de diffusion du milieu  $k_s$  ;
- Et ainsi de suite, on tire aléatoirement une nouvelle direction de propagation, puis une nouvelle longueur de diffusion à partir du point d'interaction courant. Dans un milieu fini, ce processus continue jusqu'à ce que le paquet de photons impacte une paroi, sorte de la géométrie ou soit assez long pour satisfaire les conditions nécessaires de précision.

## Hypothèses géométriques, entrées et sorties du code

La géométrie utilisée pour modéliser le lit fluidisé est une discrétisation en couches monodimensionnelles empilées verticalement. Chaque couche est considérée comme isotherme et de propriétés optiques homogènes.

Les entrées et sorties du code sont présentées dans la figure 4.11.

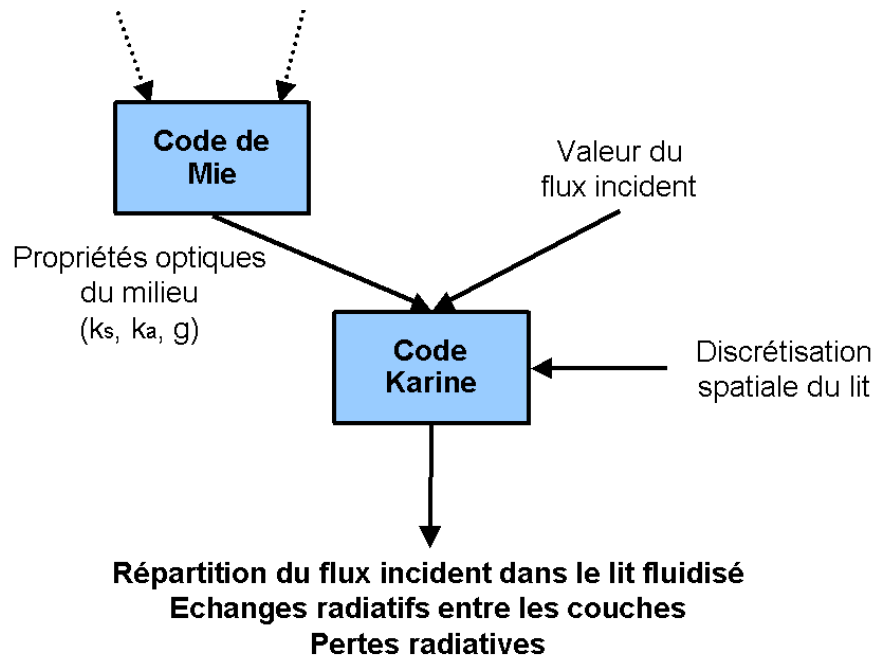


FIGURE 4.11 – Entrées et sorties du code Karine

Pour chaque couche il faut connaître le coefficient d'absorption  $k_{\nu,a}$ , le coefficient de diffusion  $k_{\nu,s}$ , le facteur d'asymétrie  $g$  ainsi que la température si l'on calcule des échanges infrarouges.

L'énergie incidente est collimatée et entre verticalement dans le lit, c'est-à-dire perpendiculairement aux couches du lit fluidisé. Le flux incident doit être décrit sur chaque bande spectrale utilisée.

Le fond de la géométrie est considéré comme un corps noir fixé à la température d'entrée de gaz car c'est une bonne approximation pour représenter le fritté du distributeur de la colonne de fluidisation.

Les résultats présentés par le code sont de deux types. Dans le cas où c'est l'extinction du rayonnement incident qui nous intéresse, on obtient comme résultat la répartition du flux incident en  $\text{W.m}^{-2}$  dans les différentes couches du lit. On obtient également le flux réfléchi par le lit de particules sortant au niveau du hublot. Dans le cas où ce sont les échanges radiatifs entre les couches qui nous intéressent, on calcule une matrice de Flux Nets Échangés en  $\text{W.m}^{-2}$  entre les différentes couches.

L'influence du hublot n'est pas prise en compte dans ce premier modèle. En effet, pour résister aux hautes températures que l'on souhaite atteindre, le hublot est en quartz, un matériau très peu absorbant dans le visible et l'infrarouge.

#### 4.4.2 Résultats 1D sur un cas d'étude théorique

Dans cet exemple, nous nous proposons de calculer la répartition d'un flux solaire incident dans un récepteur à lit fluidisé discrétisé en couches homogènes de 1 cm dont la concentration de particules varie suivant un modèle très simple. Les échanges infrarouge sont pour l'instant mis de côté.

##### Modèle de fraction volumique de particules simples

En première approximation, nous pouvons diviser le récepteur solaire en deux zones : (i) une partie basse du lit dans laquelle la concentration de particules est constante et élevée ; (ii) une partie haute, ou ciel du lit, dans laquelle on peut décrire la concentration de particules comme une exponentielle décroissante avec la hauteur (cf. fig. 4.12).

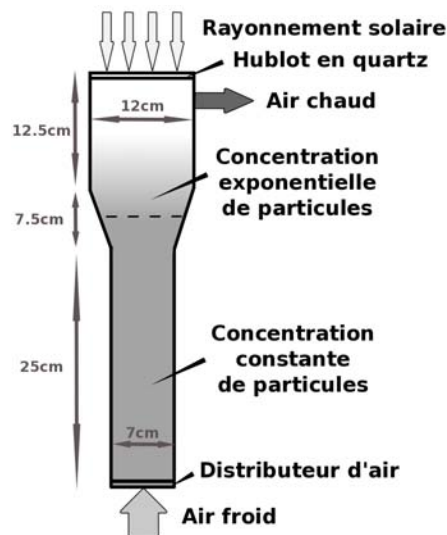


FIGURE 4.12 – Schéma représentant l'évolution de concentration de particules du récepteur à lit fluidisé de base

Ce type de modèle très simple est communément utilisé pour représenter l'évolution de la concentration de particules moyennes dans un lit fluidisé [63]. La répartition des particules dans le lit fluidisé est donc modélisée par une partie basse de concentration constante  $\eta_0$  et d'un ciel dans lequel la concentration de particules décroît exponentiellement suivant la loi :

$$\eta(\mathbf{x}, p) = \eta_0 \exp\left(-\frac{z - z_0}{p}\right) \quad (4.16)$$

La fraction volumique de particules est reliée à la concentration de particules par la formule :

$$F_V = \frac{3}{4}\pi\eta(d_p/2)^3/V \quad (4.17)$$

### Extinction du flux solaire dans le lit fluidisé pour différents profils de porosité

Pour cet exemple, nous avons considéré un lit fluidisé de particules de SiC de diamètre 370  $\mu\text{m}$ . L'état initial est un lit fixe de 16 cm de haut fluidisé à  $N=3$ . Les propriétés de base du lit sont calculées par les corrélations théoriques proposée dans le chapitre bibliographique. La vitesse minimale de fluidisation vaut donc  $U_{mf} = 0,137$ , la fraction volumique du lit  $F_V = 0,56$  et la hauteur du lit fluidisé  $H = 19$  cm. Pour estimer la décroissance exponentielle de particules dans le ciel que nous ne connaissons pas, nous avons donné au paramètre  $p$  trois valeurs distinctes : 0,005, 0,02 et 0,04. A partir de ces trois champs de fraction volumique de particules représentant un ciel plutôt court et dense, un ciel bien expansé et aéré et enfin un ciel intermédiaire (cf. fig. 4.13), nous avons obtenu les répartitions de flux incident suivantes (cf. fig. 4.14 et 4.15).

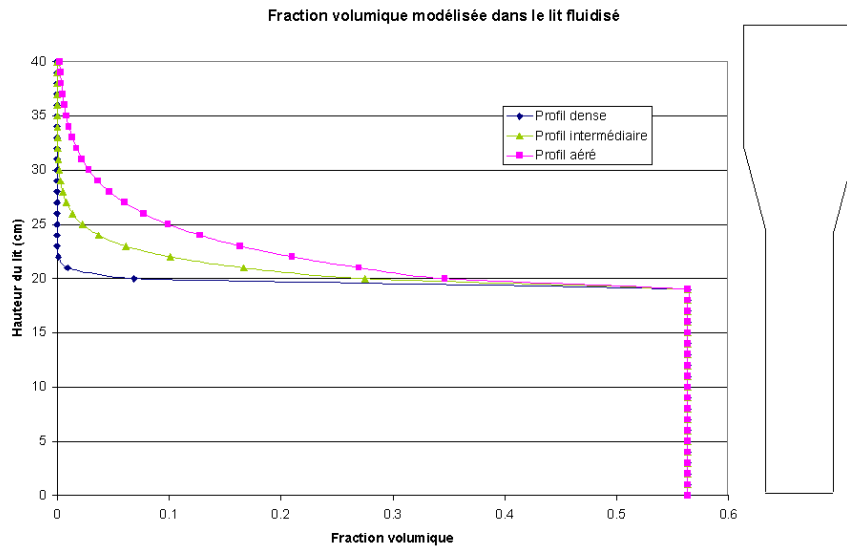


FIGURE 4.13 – Modélisation de l'évolution de la fraction volumique moyenne dans le ciel d'un lit fluidisé par une exponentielle décroissante

Sans surprise, on remarque que plus le ciel du lit est aéré, plus le rayonnement va pénétrer en profondeur dans le lit de particules et plus l'absorption du flux radiatif se fait sur une zone large. Le flux réfléchi par le lit, non représenté sur les graphiques est quand à lui constant, sa valeur est de 4,3%. La fraction d'énergie perdue par la réflexion du lit n'est donc pas influencée par la fraction volumique de particules dans la partie supérieure du lit fluidisé.

Pour les trois profils de porosité, le pic d'absorption du rayonnement se fait dans une zone où la fraction volumique de particules est inférieure à 0,01, c'est-à-dire dans la partie la plus

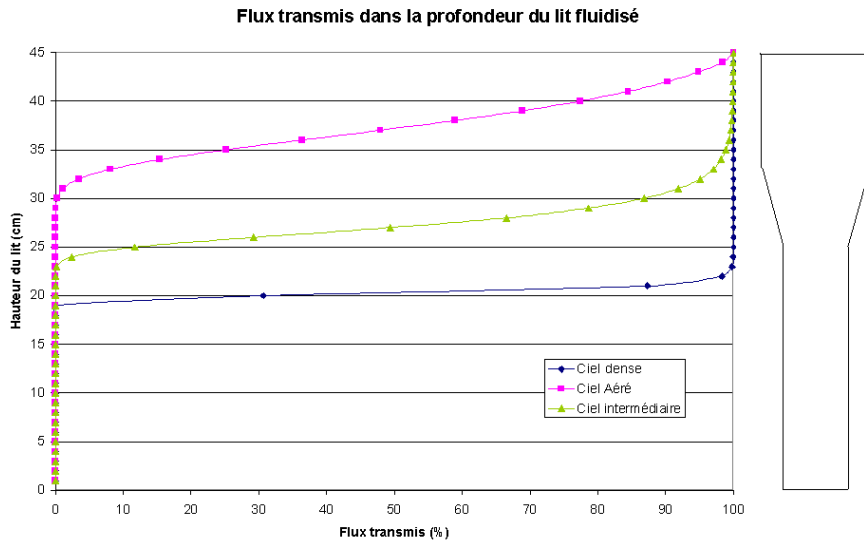


FIGURE 4.14 – Répartition du flux transmis pour 3 profils de fraction volumique de particules

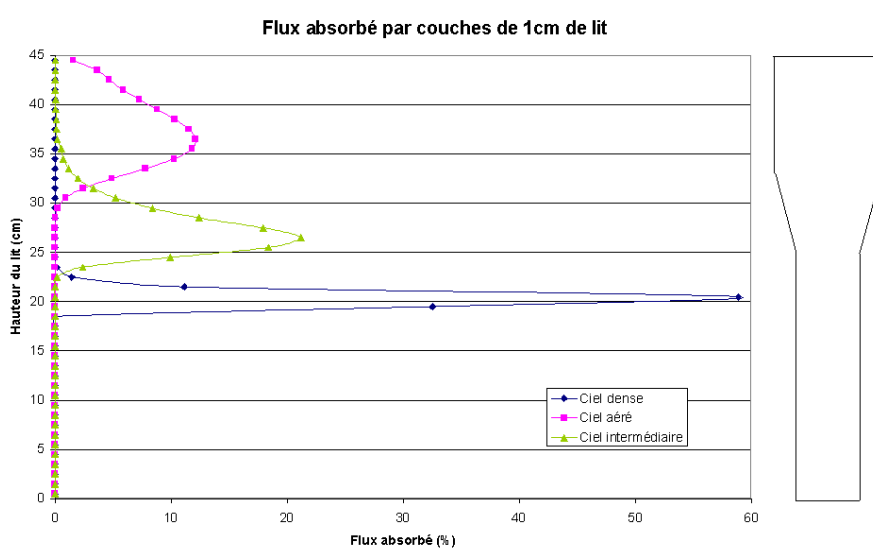


FIGURE 4.15 – Répartition du flux absorbé par couches de 1cm pour 3 profils de fraction volumique de particules

haute du ciel du lit. Pour la suite, ces résultats portent à croire qu'il est primordial de connaître avec précision la fraction volumique de particules dans des zones très diluées et très éloignées de la phase dense du lit fluidisé et ce avec une très bonne précision. A priori, obtenir cette information n'est pas une tâche facile ni expérimentalement, ni par la CFD.

## Extinction du flux solaire dans le lit fluidisé pour un mélange de particules

A partir du profil de concentration volumique du cas intermédiaire, différents mélanges de particules de différentes matières sont testés. A la base, l'idée était par exemple de mélanger des particules transparentes comme le verre aux particules de SiC, le but étant de mieux homogénéiser le rayonnement dans le lit par diffusion.

Malheureusement, comme il l'est pressenti précédemment, remplacer toute fraction de particules de SiC par un matériau moins absorbant ne peut avoir qu'un effet négatif sur le rendement du récepteur.

Pour le prouver, nous avons considéré un mélange de 25% de particules de verre avec les particules de SiC, en posant l'hypothèse que les particules de différente matière sont parfaitement mélangées dans le lit. Ce calcul démontre que les pertes par réflexion augmentent et passent de 4.3 à 11% par rapport à un lit de particules de SiC. De plus, la répartition du rayonnement n'est pas meilleure, celui-ci ne pénètre pas plus profondément dans le lit et n'est pas mieux réparti.

## Validation de l'hypothèse du calcul gris

La figure 4.16 démontre par la répartition du flux solaire incident dans un lit fluidisé (cas de fraction volumique intermédiaire,  $p=0,02$ ) le fait que le calcul gris donne des résultats très proche au calcul intégré sur le spectre du rayonnement solaire décomposé en 30 bandes larges. L'erreur globale est inférieure à 5%. Des résultats similaires sont obtenus pour la bande spectrale infrarouge. Ainsi, le calcul gris remplacera dans la suite de ce travail le calcul spectral afin d'économiser du temps de calcul. L'hypothèse de résoudre les transferts radiatifs sur deux bandes (solaire et infra rouge) est donc validée.

## Synthèse intermédiaire des résultats du modèle radiatif 1D

Les résultats préliminaires du modèle radiatif 1D présentés ci-dessus ont permis d'établir que les propriétés optiques des particules de SiC sont pratiquement constantes sur les spectres solaires et infrarouges considérés. Nous procéderons donc par la suite à des calculs gris afin de modéliser les transferts radiatifs dans les lits fluidisés de particules de SiC sans pour autant engendrer une perte de précision trop importante.

Parmi les particules de différents matériaux que nous avons testées, les particules de SiC sont les plus efficaces pour notre récepteur. Des particules moins absorbantes, plus diffusantes ou semi transparentes ne favorisent pas la répartition homogène du rayonnement dans le lit fluidisé mais font augmenter les pertes par réflexion.

Pour modéliser la décroissance de particules dans le ciel du lit fluidisé, nous avons testé différents profils théoriques décroissants de concentration de particules. Naturellement, plus le ciel du lit est aéré, plus le rayonnement pénètre en profondeur. Dans tous les cas, l'absorption se fait dans une zone où la fraction volumique de particules est très faible, inférieure à 0,01. La connaissance de la répartition de particules dans des zones très peu denses est donc primordiale.

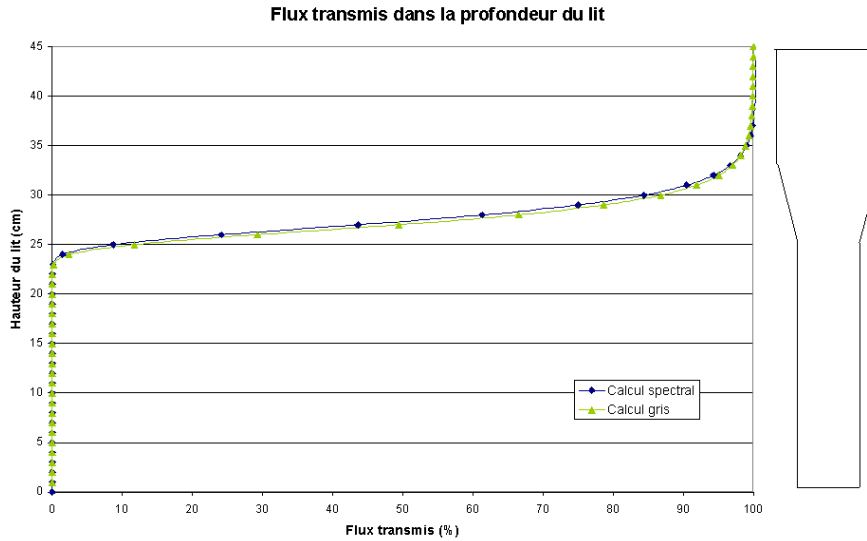


FIGURE 4.16 – Répartition du flux transmis pour un calcul gris et un calcul résolu spectralement

Enfin, nous avons remarqué que tous les profils de concentration de particules présentent des pertes par réflexion équivalentes.

## 4.5 Modélisation 3D des transferts radiatifs appliquée au récepteur à lits fluidisés de base

Une fois le modèle 1D mis en place et les hypothèses relatives aux transferts radiatifs, nous présentons l'implémentation du code de calcul dans l'environnement de développement EDStAR afin de traiter les transferts radiatifs en 3D dans la géométrie réelle. En effet, nous avons vu précédemment que dans l'étude de notre récepteur à lit fluidisé il est nécessaire de passer d'une résolution des transferts radiatifs 1D à une résolution 3D afin de tenir compte de l'angle d'incidence du rayonnement solaire concentré et de la géométrie complexe du récepteur. Cette partie présente donc les codes implémentés dans l'environnement de développement EDStAR pour traiter le calcul des transferts radiatifs en 3D dans le récepteur solaire à lit fluidisé de base (défini au chapitre 2). Des premiers résultats sont ensuite proposés.

### 4.5.1 Présentation de la démarche de codage dans l'environnement de développement EDStAR

Le choix de développer notre propre code de calcul vient du fait que les codes commerciaux disponibles dans notre laboratoire ne permettent ni de simuler les phénomènes radiatifs avec

une bonne précision, ni de prendre en compte les phénomènes physiques complexes tels que la diffusion. Développer notre algorithme nous permet :

- de simuler un milieu diffusant aux épaisseurs optiques fortement variables ;
- de simuler de manière couplée les transferts radiatifs du système concentrateur aux réflexions spéculaires du récepteur ;
- de calculer des grandeurs ainsi que leur sensibilité afin de faciliter la recherche de solutions optimales ;
- d’être en possession d’un outil d’analyse, fournissant résultats de référence et résultats intermédiaires (flux échangés par éléments de surfaces...).

Cependant, développer à partir de zéro un code performant traitant des transferts radiatifs en géométrie complexe et dans des milieux diffusant ne peut se faire sans grands efforts. C’est pourquoi il est intéressant d’utiliser l’environnement de développement EDStaR qui nous fournit la base sur laquelle construire notre code. En effet, l’environnement de développement EDStaR fournit un sous-ensemble des techniques avancées permettant la simulation des phénomènes de transport corpusculaire, en particulier du transfert radiatif, centrée sur la méthode de Monte Carlo. EDStaR n’est donc pas un code de calcul, il s’agit d’un environnement permettant de concevoir des algorithmes en intégrant les possibilités actuelles de parallélisation massive, de calcul automatique de sensibilités, d’accélération du suivi de rayons en géométrie complexe<sup>1</sup>. Les briques élémentaires fournies par EDStaR peuvent être divisées en 2 catégories :

D’une part, il y a la bibliothèque d’objet ‘mcm’ qui permet le calcul de grandeurs statistiques ainsi que leur sensibilité par une MMC sur des machines multi-processeurs, de manière totalement transparente pour l’utilisateur. Nous avons vu précédemment que pour calculer une grandeur par une MMC, on fait l’hypothèse que cette grandeur est égale à l’espérance d’un poids. Pour calculer cette grandeur, il faut donc, pour un nombre très important de réalisations, évaluer des poids que l’on va finalement sommer. L’évaluation de ces poids demande un grand nombre de tirages aléatoires qui doivent être indépendants. La bibliothèque ‘mcm’ permet de diviser les réalisations aléatoires entre divers processus, le tout sous le contrôle d’un processus maître qui s’assure que chaque nombre aléatoire tiré est indépendant. Le processus maître fait ensuite la somme de tous les poids afin de fournir à l’utilisateur l’espérance.

D’autre part, il y a la bibliothèque d’objet ‘mcm3D’ qui met à disposition les outils de la synthèse d’image pour le traitement des transferts radiatifs en géométrie complexe. Cette bibliothèque, très bien documentée dans l’ouvrage PBRT [88], met à disposition des outils de rendu d’image compréhensibles et donc modifiables pour résoudre de façon optimisée mais abordable les interactions de rayons avec des surfaces. De plus, ces surfaces peuvent être liées à des propriétés utiles comme la réflectivité ou la température que l’on peut récupérer aux points d’intersections avec les rayons lumineux.

---

1. basée sur une approche de type synthèse d’image



## 4.5.2 Exemple du calcul d'une grandeur et de sa sensibilité

Nous nous proposons ici de calculer la part du rayonnement solaire qui ressort par la fenêtre de quartz par réflexion sur le lit fluidisé et les parois du récepteur. Cette grandeur est intéressante puisqu'elle peut engendrer une partie non négligeable des pertes thermiques du récepteur. Nous calculerons aussi la sensibilité de cette variable au paramètre  $p$  de la fonction de densité de particules dans le ciel de lit. Pour rappel, le paramètre  $p$  est lié à la fonction de densité de particules dans le ciel du lit  $\eta(\mathbf{x}, p)$  décrite par l'expression :

$$\eta(\mathbf{x}, p) = \eta_0 \exp\left(-\frac{z - z_0}{p}\right) \quad (4.18)$$

Nous présentons par la suite l'algorithme du code, puis la formulation intégrale correspondant au calcul de la part du rayonnement solaire réfléchi par le récepteur qui s'exprime :

$$E = \int_{S_0} dS_0(P) \int_{\Gamma(Q, u_0)} p(\gamma; P, u_0) d\gamma \quad T_\gamma \quad (4.19)$$

avec  $S_0$  la surface de l'émetteur,  $\Gamma(Q, u_0)$  l'espace des chemins optiques de diffusion originaires du point  $Q$  dans la direction  $u_0$  et ressortant du récepteur ;  $T_\gamma$  la transmission entre le point  $P$  et le point de sortie du récepteur.

### Algorithme du code

La figure 4.17 présente un exemple de chemin optique avec diffusions multiples afin d'introduire graphiquement une partie des notations nécessaires à la description de l'algorithme du code.

A partir de ces notations, l'algorithme se développe donc de la manière suivante :

- Tirage uniforme d'un point  $x_0$  sur le hublot selon la densité de probabilité  $P_{x_0} = 1/S_G$  ;
- Emission d'un paquet de photons suivant la direction de propagation  $\omega_0 = n.x_0$  depuis le point  $x_0$  ;
- Tirage d'une première épaisseur optique  $\kappa_0$  suivant la loi de probabilité  $P_{\kappa_0} = \exp(-\kappa_0)$  si l'on se trouve dans la zone homogène ou suivant la loi  $P_{\kappa_0} = \exp(-\kappa_0)/(1 - \exp(-\kappa_{max}))$  dans la zone de décroissance exponentielle ;
- *Interaction* - Si  $\kappa_j$  est inférieur à  $\kappa_p$  épaisseur optique du chemin parcouru par le paquet de photons jusqu'à sa prochaine intersection avec le domaine, alors le point d'interaction  $x_j(x_{j-1}, \omega_{j-1})$  appartient au volume  $\mathcal{V}$ . Si  $\kappa_j$  est supérieur à  $\kappa_p$  alors  $x_j$  appartient soit à la paroi  $\mathcal{R}$  soit au hublot  $\mathcal{G}$  ;
- *Réflexion à la paroi* - Si  $x_j \in \mathcal{R}$  et  $\hat{w}_j > \epsilon$  alors on tire aléatoirement une direction de réflexion  $\omega_{j+1}$  suivant la loi de réflexion lambertienne. On atténue ensuite le paquet de photon par  $\exp(-k_a)$  c'est à dire l'absorption du nuage de particules et  $\rho^{\mathcal{R}}$  la réflectivité. Le paquet de photons continue enfin son chemin de diffusion (tirage d'une nouvelle épaisseur optique ... ) ;

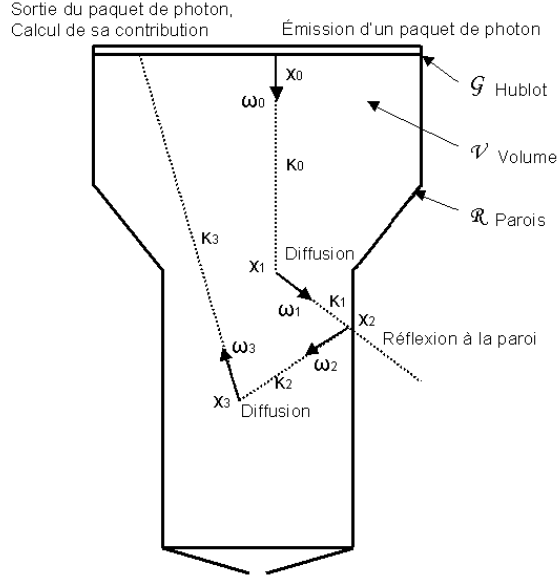


FIGURE 4.17 – Exemple d'un chemin optique avec diffusions multiples dans le récepteur

- *Réflexion à la paroi en mode « roulette russe »* - Si  $x_j \in \mathcal{R}$  et  $\hat{w}_j > \epsilon$  alors on tire uniformément  $r_{j+1}$  sur  $[0,1]$ . Si  $r_{j+1}$  est inférieur à  $\rho^{\mathcal{R}}$  alors le paquet de photons continue son chemin (tirage d'un angle de réflexion Lambertien, d'une nouvelle épaisseur optique ...). Sinon, le paquet de photons s'arrête, et sa contribution est nulle ;
- *Interaction avec le hublot* - Si  $x_j \in \mathcal{G}$  alors on tire aléatoirement uniformément  $r_{j+1}$  sur  $[0,1]$ . Si  $r_{j+1}$  est inférieur à  $\rho^{\mathcal{G}}$  alors le paquet de photons continue son chemin (tirage d'un angle de réflexion spéculaire, d'une nouvelle épaisseur optique ...). Sinon, le paquet de photons sort du récepteur : on s'arrête et on procède au calcul des poids de la grandeur et de la sensibilité ;
- *Diffusion dans le volume* - Si  $x_j \in \mathcal{G}$  alors on tire aléatoirement une direction de diffusion  $\omega_{j+1}$  suivant la fonction de phase. On atténue ensuite le paquet de photons par  $exp(-k_a)$  et le paquet de photons continue son chemin (tirage d'une nouvelle épaisseur optique ...);

Physiquement, le poids de la grandeur  $\hat{w}_j$  est en fait le produit de la surface d'émission  $S_{\mathcal{G}}$  et de l'atténuation de l'énergie du photon sur son parcours dans le lit fluidisé. Cette atténuation est liée d'une part à la fraction absorbée par les chocs avec les parois et d'autre part à l'absorption du milieu participant.

L'intérêt de cet algorithme est de pouvoir calculer sur un même chemin optique, et donc un même algorithme le poids de la sensibilité  $\hat{w}_{(p,j)}$ . Pour mettre en place le calcul de la sensibilité, il faut d'abord dériver l'intégrale permettant de calculer la grandeur de base. Il faut ensuite réussir à reformuler la dérivée dans une forme semblable à l'intégrale d'origine où les seules différences entre les deux expressions sont encapsulées dans le poids. Le calcul de la sensibilité n'est donc pas beaucoup plus compliqué que le calcul de  $\hat{w}_j$ , bien que l'expression du poids de

la sensibilité soit un peu plus complexe en faisant apparaître le poids  $\hat{w}_j$  et les dérivés secondes  $\partial_2 \eta(x, p)$  de la densité de particule par rapport à  $p$ .

On remarque que les interactions avec les parois sont traitées de deux manières différents, avec ou sans 'roulette russe'. Dans la version initiale du code, sans 'roulette russe', le temps de calcul pouvait parfois atteindre plusieurs heures. Ceci est lié à la zone dense du lit fluidisé qui est un milieu optiquement épais. Un photon atteignant cette zone rencontre un nombre très important d'événements de diffusion avant de pouvoir ressortir du lit. Il est en quelque sorte piégé dans le fond de la géométrie. Parallèlement, l'absorption est très importante dans cette zone, le poids du photon devient donc très vite infime. Ceci revient à suivre des photons énergétiquement très faibles dans des parcours de diffusion très longs. Une amélioration a donc été apportée au code pour diminuer le temps de calcul à quelques secondes sans pour autant procéder à une troncature qui aurait biaisé les résultats. Cette amélioration introduit un traitement des interactions à la paroi en «roulette russe» qui se différencie d'un traitement conventionnel du fait que le photon n'est plus simplement atténué sur un parcours de diffusion. Ainsi, à partir d'un seuil limite inférieur de son poids, le photon qui rencontre une paroi est soumis à des interactions qui peuvent être soit une diffusion, soit une absorption auquel cas le photon finit son parcours.

## Formulation intégrale

L'algorithme présenté précédemment peut être considéré comme la transcription informatique de la formulation intégrale présentée ci dessous. Un des intérêts supplémentaires de cette méthode est donc de faciliter le codage une fois que le problème physique est bien posé et que la formulation intégrale est définie. La transcription formulation/code est ensuite relativement aisée avec par exemple, les équivalences intégrale/tirage aléatoire et fonction Heavyside/test logique.

La puissance solaire  $E$  sortant par le hublot de quartz peut donc être écrite comme :

$$E = \int_{\mathcal{G}} p_{\mathbf{x}_0}(\mathbf{x}_0) d\mathbf{x}_0 \int_0^\infty p_{\kappa_0}(\kappa_0) d\kappa_0 \left\{ \begin{array}{l} H(\mathbf{x}_1 \in \mathcal{R}) \int_{2\pi} p_{\Omega_1}^{\mathcal{R}}(\omega_1) d\omega_1 \int_0^\infty p_{\kappa_1}(\kappa_1) d\kappa_1 \mathcal{I}_1 \\ + H(\mathbf{x}_1 \in \mathcal{V}) \int_{4\pi} p_{\Omega_1}^{\mathcal{V}}(\omega_1|\omega_0) d\omega_1 \int_0^\infty p_{\kappa_1}(\kappa_1) d\kappa_1 \mathcal{I}_1 \end{array} \right\} \quad (4.20)$$

où  $\mathcal{I}_j, j > 1$  est défini de manière récursive

$$\begin{aligned} \mathcal{I}_j = & H(\mathbf{x}_{j+1} \in \mathcal{G}) \int_0^1 p_{R_{j+1}^{\mathcal{G}}}(r_{j+1}^{\mathcal{G}}) dr_{j+1}^{\mathcal{G}} \left\{ \begin{aligned} & H(r_{j+1}^{\mathcal{G}} > \rho^{\mathcal{G}}) \hat{w}_{j+1} \\ & + H(r_{j+1}^{\mathcal{G}} \leq \rho^{\mathcal{G}}) \int_{2\pi} p_{\Omega_{j+1}^{\mathcal{G}}}(\omega_{j+1}|\omega_j) d\omega_{j+1} \\ & \quad \times \int_0^\infty p_{\kappa_{j+1}}(\kappa_{j+1}) d\kappa_{j+1} \mathcal{I}_{j+1} \end{aligned} \right\} \\ & + H(\mathbf{x}_{j+1} \in \mathcal{R}) \left\{ \begin{aligned} & H(\hat{w}_j \leq \epsilon) \int_0^1 p_{R_{j+1}^{\mathcal{R}}}(r_{j+1}^{\mathcal{R}}) dr_{j+1}^{\mathcal{R}} \\ & \times \left\{ \begin{aligned} & H(r_{j+1}^{\mathcal{R}} > \rho^{\mathcal{R}}) \times 0 \\ & + H(r_{j+1}^{\mathcal{R}} \leq \rho^{\mathcal{R}}) \int_{2\pi} p_{\Omega_{j+1}^{\mathcal{R}}}(\omega_{j+1}) d\omega_{j+1} \int_0^\infty p_{\kappa_{j+1}}(\kappa_{j+1}) d\kappa_{j+1} \mathcal{I}_{j+1} \end{aligned} \right\} \\ & + H(\hat{w}_j > \epsilon) \int_{2\pi} p_{\Omega_{j+1}^{\mathcal{R}}}(\omega_{j+1}) d\omega_{j+1} \int_0^\infty p_{\kappa_{j+1}}(\kappa_{j+1}) d\kappa_{j+1} \mathcal{I}_{j+1} \end{aligned} \right\} \\ & + H(\mathbf{x}_{j+1} \in \mathcal{V}) \int_{4\pi} p_{\Omega_{j+1}^{\mathcal{V}}}(\omega_{j+1}|\omega_j) d\omega_{j+1} \int_0^\infty p_{\kappa_{j+1}}(\kappa_{j+1}) d\kappa_{j+1} \mathcal{I}_{j+1} \end{aligned} \quad (4.21)$$

Les différentes fonctions de densité de probabilité angulaires sont :

$$\begin{aligned} p_{\Omega_j^{\mathcal{R}}}(\omega_j) &= \frac{\omega_j \cdot \mathbf{n}_j}{\pi} \\ p_{\Omega_j^{\mathcal{V}}}(\omega_{j+1}|\omega_j) &= \frac{1-g^2}{[1+g^2-2g(\omega_{j+1} \cdot \omega_j)]^{3/2}} \\ p_{\Omega_j^{\mathcal{G}}}(\omega_{j+1}|\omega_j) &= \delta(\omega_{j+1} \cdot \mathbf{t}_j + \omega_j \cdot \mathbf{t}_j) \delta(\omega_{j+1} \cdot \mathbf{n}_j - \omega_j \cdot \mathbf{n}_j) \end{aligned} \quad (4.22)$$

avec  $n_j$  et  $t_j$  qui représentent respectivement le vecteur normal et le vecteur tangent à la surface au point  $x_j$ .

La densité de probabilité de l'épaisseur optique est :

$$\kappa_j = \int_0^{\|x' - x_j\|} k_s(x_j + s\omega_j) ds \quad (4.23)$$

avec  $x_j = x'$  si  $\kappa_j < \int_0^{\|x_j - y_j\|} k_s ds$  et  $x_j = y_j$  si  $\kappa_j \geq \int_0^{\|x_j - y_j\|} k_s ds$ ,  $\omega_0 = n_{x_0}$  et  $x' = x_j + \|x' - x_j\| \omega_j$ .

Le poids est défini de manière récursive par :

$$\hat{w}_{j+1} = \hat{w}_j \exp(-\sigma_a \alpha_j) \left\{ \begin{aligned} & H(\mathbf{x}_{j+1} \in \mathcal{G}) \times 1 \\ & + H(\mathbf{x}_1 \in \mathcal{R}) \left\{ \begin{aligned} & H(\hat{w}_j > \epsilon) \rho^{\mathcal{R}} \\ & + H(\hat{w}_j \leq \epsilon) \times 1 \end{aligned} \right\} \\ & + H(\mathbf{x}_1 \in \mathcal{V}) \times 1 \end{aligned} \right\} \quad (4.24)$$

avec  $\hat{w}_0 = S_{\mathcal{G}}$  et

$$\alpha_j = \int_0^{\|\mathbf{x}_{j+1} - \mathbf{x}_j\|} \eta(\mathbf{x}_j + s\omega_j, p) ds \quad (4.25)$$

Dans le cas particulier de l'uniformité de la densité de particules  $\sigma_a \sum_{q=0}^{j-1} \alpha_q = \sigma_a \eta d_j = k_a d_j$  et la formulation intégrale correspondant à la sensibilité  $\frac{\partial E}{\partial \eta}$  est identique à celle de  $E$  dans Eqs. 4.20 et 4.21, en remplaçant seulement  $\hat{w}_j$  par

$$\hat{w}_{\eta,j} = \frac{\partial \hat{w}_j}{\partial \eta} + \hat{w}_j \sum_{q=0}^{j-1} \frac{\partial p_{\lambda_q}}{\partial \eta} p_{\lambda_q} = \hat{w}_j \left[ -\sigma_a d_j + \sum_{q=0}^{j-1} \frac{1 - \kappa_q}{\eta} \right] \quad (4.26)$$

Dans le cas général, la formulation intégrale correspondant à la sensibilité  $\frac{\partial E}{\partial p}$  est identique à celle de  $E$ , en remplaçant seulement  $\hat{w}_j$  par

$$\hat{w}_{p,j} = \hat{w}_j \sum_{q=0}^{j-1} \left[ -\sigma_a \frac{\partial \alpha_q}{\partial p} - \sigma_s \frac{\int_0^{\|\mathbf{x}' - \mathbf{x}_q\|} \eta(\mathbf{x}_q + s\omega_q, p) ds}{\partial p} + \frac{\partial \eta(\mathbf{x}_{q+1}, p)}{\partial p} \frac{1}{\eta(\mathbf{x}_{q+1}, p)} \right] \quad (4.27)$$

Comme l'expression de la sensibilité n'est pas liée avec le profil de la densité à l'extérieur du récepteur, on peut choisir par convention que  $\kappa_j$  ne dépend pas de  $\eta(\mathbf{x}, p)$  et que  $\frac{\partial \eta(\mathbf{x}_{q+1}, p)}{\partial p} = 0$  quand  $\mathbf{x}_{q+1} \notin \mathcal{V}$  (quand la réflexion arrive avant la diffusion).

En conséquence, nous avons :

$$\begin{aligned} \int_0^{\|\mathbf{x}' - \mathbf{x}_q\|} \eta(\mathbf{x}_q + s\omega_q, p) ds &= \int_0^{\|\mathbf{x}_{q+1} - \mathbf{x}_q\|} \eta(\mathbf{x}_q + s\omega_q, p) ds + \int_0^{\|\mathbf{x}' - \mathbf{x}_{q+1}\|} \eta(\mathbf{x}_q + s\omega_q, p) ds \\ &= \int_0^{\|\mathbf{x}_{q+1} - \mathbf{x}_q\|} \eta(\mathbf{x}_q + s\omega_q, p) ds \end{aligned}$$

et la sensibilité devient :

$$\hat{w}_{p,j} = \hat{w}_j \sum_{q=0}^{j-1} \left[ -(\sigma_a + \sigma_s) \frac{\partial \alpha_q}{\partial p} + H(x_{q+1} \in \mathcal{V}) + \frac{\partial \eta(\mathbf{x}_{q+1}, p)}{\partial p} \frac{1}{\eta(\mathbf{x}_{q+1}, p)} \right] \quad (4.28)$$

## Résultats

La puissance solaire sortant du récepteur sans avoir été absorbée et sa sensibilité au paramètre  $p$  contenu dans l'exponentielle décrivant la densité de particule dans le ciel de lit ont été calculées pour la géométrie du récepteur solaire à lit fluidisé de base (cf. chap. 2) et dans les conditions suivantes : la réflectivité de l'acier en surface interne du récepteur est  $\rho^{\mathcal{R}} = 0,4$  et la réflectivité du hublot en quartz ( $\mathcal{G}$ ) est fixé à  $\rho^{\mathcal{G}} = 0,1$ . Le diamètre des particules est  $d_p = 280 \mu\text{m}$  et la densité des particules dans la zone où elle est constante est fixée à  $\eta_0 = 26.10^3 \text{ cm}^{-3}$ . L'énergie incidente arrive collimatée et perpendiculairement au hublot.

Le temps de calcul moyen pour une réalisation telle que présentée sur la figure 4.18 est de quelques minutes, avec un million de tirages. Les sensibilités calculées par EDStaR (cf. fig.4.19) sont comparées à la dérivée de la grandeur évaluée par différence finie entre deux points de calcul afin de valider les calculs effectués par l'algorithme.

En comparant les puissances perdues (cf. fig.4.18), et leur sensibilité à  $p$  (cf. fig.4.19), on remarque qu'il est possible de minimiser les pertes d'énergie en choisissant une valeur de  $p$  autour de 0,014. Quand  $p$  augmente au delà de 0,014, la concentration en particules dans le ciel diminue. Ainsi, l'énergie solaire collimatée a plus de chances de toucher la surface du récepteur au niveau du changement de section et d'être réfléchi vers la sortie. A l'opposée, quand  $p$  diminue en dessous de 0,014, l'énergie réfléchi par la densité importante de particules proches du hublot devient le phénomène prédominant.

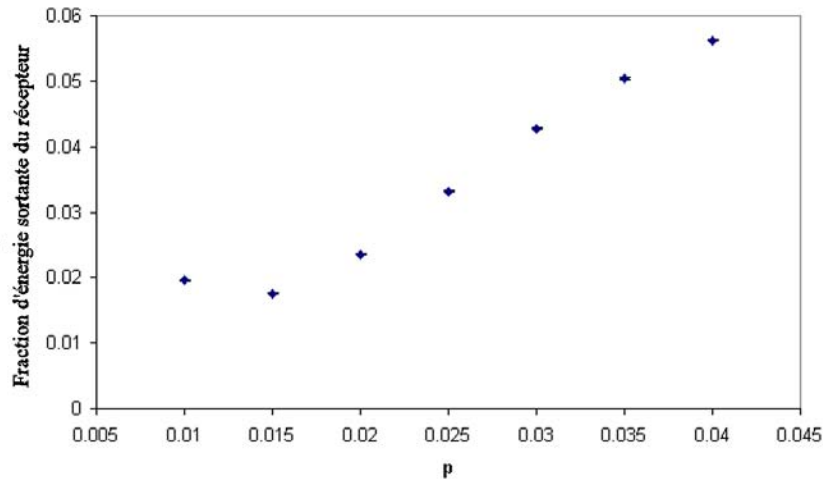


FIGURE 4.18 – Fraction de l'énergie incidente qui est perdue par réflexion, avec le paramètre  $p$  fixe

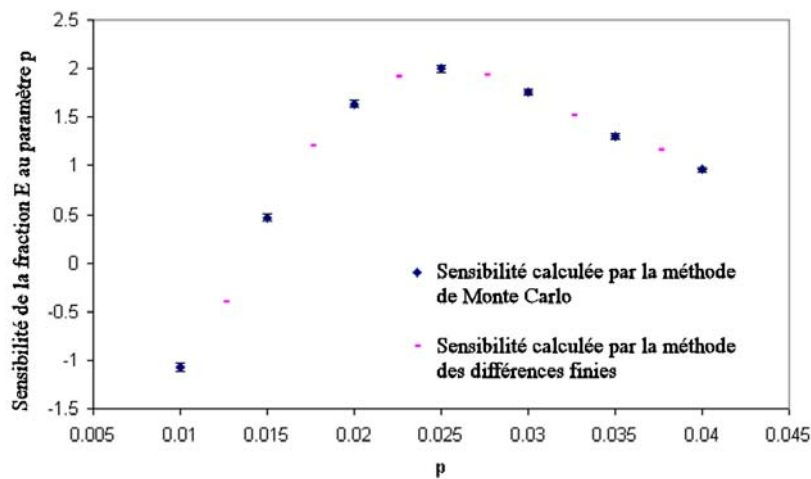


FIGURE 4.19 – Sensibilité de la fraction perdue par rapport à  $p$  calculée par EDStaR,  $p$  fixe

### 4.5.3 Modélisation d'un flux solaire incident

En géométrie réelle, la lumière concentrée incidente du soleil n'arrive jamais collimatée sur le récepteur. Le rayonnement solaire, après avoir été concentré par un dispositif expérimental ou industriel arrive focalisé sur le récepteur. Dans notre cas, la directionnalité du rayonnement incident semble avoir un effet non négligeable sur la répartition du rayonnement dans la géométrie et l'apparition de points chauds au niveau des parois. Pour modéliser des flux concentrés produits par un systèmes concentrateurs, un système optique de type beam-down

est implémenté dans le code.

## Implémentation et validation

Bien qu'un système beam-down soit constitué d'héliostats renvoyant l'énergie sur un miroir secondaire focalisant, par souci de facilité (et pour un résultat équivalent), le système concentrateur modélisé est constitué d'une lentille focalisant des rayons provenant de l'infini.

Pour comprendre cette démarche, prenons l'exemple du concentrateur disponible au laboratoire PROMES à Odeillo (cf. fig.4.20.a). Ce système est constitué d'un héliostat plan réfléchissant la lumière sur une parabole sphérique placée en haut d'un bâtiment. La parabole utilisée possède un diamètre de 4,6 m, une distance focale de 3,9 m et une tâche focale d'environ 6 cm.

Le modèle proposé pour modéliser ce dispositif présente quant à lui une surface émettant un rayonnement collimaté verticalement vers une lentille parfaite de 4,6 m de diamètre et de 3,9 m de distance focale(cf. fig.4.20.b).

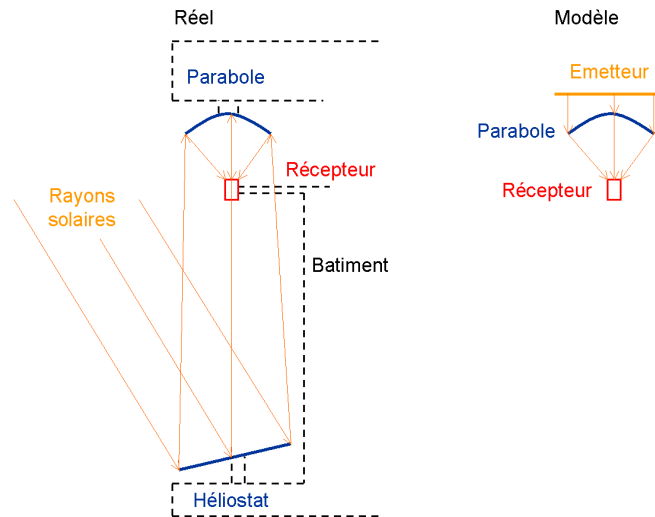


FIGURE 4.20 – Schéma du dispositif concentrateur d'Odeillo, France (a). Schéma du modèle utilisé dans EDStaR (b)

Mais dans la réalité, le rayonnement issu de la parabole n'est pas concentré en un point focal unique mais plutôt sur une tâche de 6cm. Pour rendre le modèle plus proche du cas réel, nous avons donc ajouté une erreur statistique pour prendre en compte les erreurs d'alignement des héliostats, les défauts de surface sur les miroirs des héliostats et du réflecteur secondaire, l'effet de tâche solaire. Cette erreur statistique, convolution de toutes les erreurs commises dans le système optique est introduite au niveau du tracé de l'angle réfléchi par la lentille. Ce modèle est inspiré des travaux de Blinn [88] pour le rendu en synthèse d'image de surfaces rugueuses et brillantes.

Alors qu'un rayon réfléchi par un miroir (ou une lentille) parfait est réfléchi de manière spéculaire avec comme référence la normale à la surface  $n_j$ , un rayon réfléchi imparfait est tracé à partir d'un vecteur normal modifié  $n_h$  (cf. fig.4.21). Dans la pratique, le vecteur normal modifié est tiré aléatoirement dans un cône centré sur le vecteur normal de la surface, suivant la fonction de probabilité ajustée par la relation suivante :

$$P_{n_h}(n_h|\omega_j; e) = \frac{2 + 1/e}{2\pi(1 - \cos(\frac{\pi}{4} - \frac{1}{2}\arccos(\omega_j \cdot n_{j+1})))^{2+1/e}} (n_h \cdot n_{j+1})^{1+1/e} \quad (4.29)$$

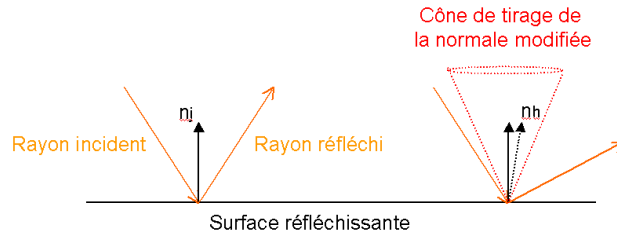


FIGURE 4.21 – Tirage d'un rayon imparfait à partir d'une normale modifiée

Le paramètre d'erreur  $e$  est ensuite ajusté afin de retrouver par simulation la carte de flux expérimentale mesurée sur le plan focal du système réel que l'on souhaite décrire. La figure 4.22 témoigne de la bonne concordance entre carte de flux numérique et expérimentale mesurée dans [48].

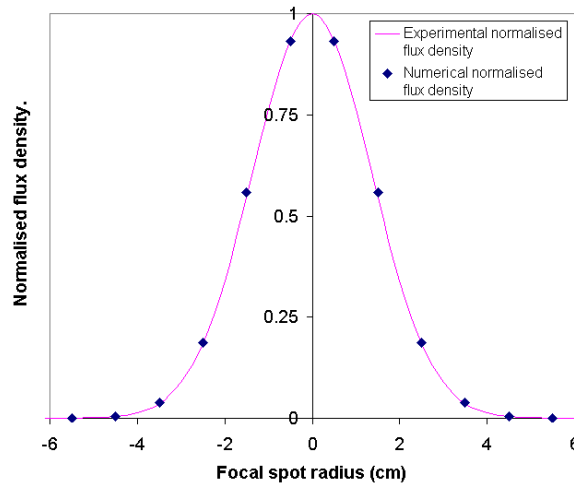


FIGURE 4.22 – Comparaison entre carte de flux expérimentale et simulation numérique sur le plan focal du concentrateur



## Résultats

Dans le tableau 4.2, la fraction d'énergie incidente perdue est décomposée en (i) pertes de visée (ii) pertes de réflexion liées à la vitre (iii) pertes de réflexion liées au lit de particules et aux parois. Les pertes de visée apparaissent lorsque la tâche solaire au niveau du hublot est plus large que l'ouverture. Les 4 cas étudiés présentent soit un éclairage collimaté, soit un éclairage concentré par la parabole (cf. fig.4.23). Suivant les cas, le récepteur est déplacé par rapport à la parabole afin que le hublot soit positionné en dessous ou en dessus du point focal de la parabole. Pour chacun des cas, le résultat présenté correspond à celui obtenu pour le paramètre  $p$  optimal.

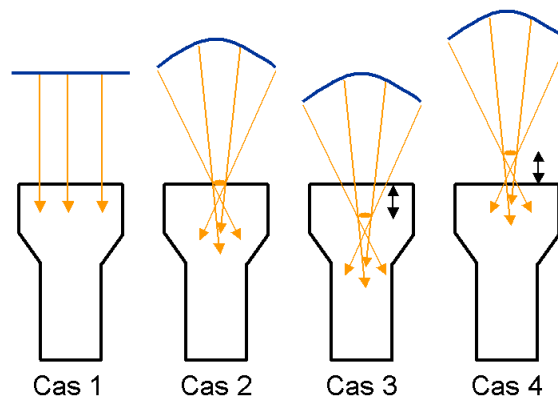


FIGURE 4.23 – Schéma des 4 cas présentant différentes configurations concentrateur/récepteur

TABLE 4.2 – Pertes radiatives dans le visible pour différentes configurations concentrateur/récepteur

	Cas 1	Cas 2	Cas 3	Cas 4
Type d'émission	collimatée	focalisée	focalisée	focalisée
Position focale/hublot (mm)	x	0	-50	+50
Paramètre $p$ optimal	0.014	0.018	0.015	0.027
Pertes de visée (%)	0	0	1.17	1.16
Réflexion hublot (%)	3.47	5.35	5.31	5.24
Réflexion du lit (%)	1.7	3.08	1.89	5.24
<b>Somme des pertes (%)</b>	<b>5.17</b>	<b>8.43</b>	<b>8.37</b>	<b>12.09</b>

On remarque que les pertes globales sont maximales dans les cas où le point focal de la parabole est situé à l'extérieur du récepteur. On note également qu'à chaque positionnement du point focal de la parabole, un profil de concentration de particules spécifique minimise les pertes du lit. Plus on déplace le plan focal de la parabole vers le haut, plus le paramètre  $p$  devient

important, ce qui correspond à un profil de porosité où l'exponentielle décroît lentement (ciel de lit plus dense et plus haut).

#### 4.5.4 Calcul de la répartition du rayonnement solaire dans le lit fluidisé et calcul des pertes infra rouges du récepteur vers l'extérieur

Au chapitre 4.5.2, nous avons présenté en détail la réalisation de l'algorithme du calcul de la fraction réfléchi par le récepteur de l'énergie incidente afin de poser les bases de la démarche de développement. Maintenant, afin de répondre à notre besoin de compréhension et d'optimisation du récepteur, nous allons présenter rapidement les algorithmes qui ont été développés sur la même base pour calculer la répartition du rayonnement solaire dans le lit et les contributions aux pertes infra rouge des éléments de volume et de surface du récepteur.

##### Variante de l'algorithme pour le calcul de la répartition du rayonnement solaire

Cette variante permet de connaître la répartition de l'énergie solaire incidente dans le lit fluidisé discrétisé en couches homogènes et sur les parois du récepteur discrétisées en fraction de tube. Les propriétés optiques du milieu ne sont pas calculées à partir d'une fonction analytique de la concentration de particules comme dans l'exemple précédent, elles sont fixes sur chaque tranche et calculées à partir de la fraction volumique de particules relevée en différents points d'une simulation hydrodynamique du lit fluidisé.

La formulation du problème est assez similaire à celle de l'exemple précédent, la différence étant que l'on ne calcule pas la fraction sortante de l'énergie incidente, mais la fraction d'énergie absorbée par chaque élément de volume ou de paroi du récepteur. En reprenant les notations utilisées précédemment pour la description de la formulation en PNE, la fraction du flux incident absorbée par un élément de volume  $j$  s'écrit sous sa forme simplifiée :

$$E_j = \int_{S_0} dS_0(P) \int_{\Gamma(Q, u_0)} p(\gamma; P, u_0) d\gamma \sum_{n=1}^{\infty} T_{\gamma, n} \exp\left(-\int_{l_{\gamma, n}^-}^{l_{\gamma, n}^+} k_a(\sigma) d\sigma\right) \quad (4.30)$$

rappelons que  $S_0$  est la surface de l'émetteur,  $\Gamma(Q, u_0)$  l'espace des chemins optiques de diffusion originares du point  $Q$  et dans la direction  $u_0$ ;  $T_{\gamma, n}$  la transmission entre le point  $P$  et le point  $l_{\gamma, n}^-$  qui est le  $n^{\text{ième}}$  point d'entrée dans le volume  $j$ ,  $l_{\gamma, n}^+$  le  $n^{\text{ième}}$  point de sortie du volume  $j$ ;  $\sigma$  l'abscisse curviligne du chemin optique entre  $l_{\gamma, n}^-$  et  $l_{\gamma, n}^+$  et  $k_a$  le coefficient d'absorption.

Le flux absorbé par un élément quelconque de paroi  $j$  :

$$E_j = \int_{S_0} dS_0(P) \int_{\Gamma(Q, u_0)} p(\gamma; P, u_0) d\gamma \sum_{n=1}^{\infty} T_{\gamma, n} \rho(Q_n) \quad (4.31)$$

avec  $\rho(Q_n)$  la réflectivité de la paroi au point  $Q$  à la  $n^{\text{ième}}$  interaction et  $T_{\gamma, n}$  la transmittivité entre le point  $P$  et le point  $Q_n$ .

Sans rentrer dans les détails, l'algorithme du code est le suivant :

- Un point est tiré de façon aléatoire sur la surface émettrice ;
- Le chemin optique  $\gamma$  est généré à partir de ce point suivant un algorithme standard de Monte Carlo (dans le système concentrateur puis le récepteur) ;
- A chaque fois que le paquet de photon traverse un volume ou touche une paroi, son extinction et sa contribution énergétique avec cet élément est calculé ;
- Le chemin optique s'arrête quand il sort du récepteur, par une 'roulette russe' ou quand il est assez long pour que le paquet d'énergie soit considéré comme négligeable en fonction de la précision de calcul recherchée ;

### Variante de l'algorithme pour le calcul des pertes infra rouge du lit fluidisé

Dans un récepteur discrétisé en couches comme dans l'exemple précédent, cette variante de l'algorithme permet de connaître les pertes infra rouge liées aux émissions du lit fluidisé. De la même manière que précédemment, la fraction volumique en particules ainsi que la température de chaque couches et éléments de parois doivent être renseignées par des valeurs expérimentales ou de CFD.

Pour résoudre ce problème, un algorithme de Monte Carlo direct tracerait des chemins optiques au départ du point d'émission, à savoir l'élément de volume dans le récepteur jusqu'à sa sortie du récepteur. Il faudrait donc tirer à partir de chaque élément de volume des paquets de photons qui contribuent aux pertes lorsqu'ils sortent du récepteur.

Malheureusement, cette formulation entraine des problèmes de convergence à cause de la zone dense du lit. Ce problème, qui a été résolu dans l'exemple traitant de la fraction solaire perdue par une 'roulette russe' est ici traité d'une manière différente.

En effet, ici le problème a été réglé par une reformulation de l'intégrale. Par le principe de réciprocité des chemins lumineux, on peut, au lieu d'émettre les photons depuis chaque élément, émettre les photons depuis la vitre, le point de sortie, puis les suivre dans le lit jusqu'à ce que leur énergie devienne négligeable devant la précision de calcul nécessaire. On tire ensuite une épaisseur optique d'absorption sur le chemin de diffusion tracé pour trouver un point d'émission  $Q$  dans le volume. L'énergie perdue vaut alors la luminance noire émise au point  $Q$  atténuée sur le chemin optique reliant le point  $Q$  à la sortie. La formulation est de la forme :

$$E_j = \int_{S_0} dS_0(P) \int_{\Gamma(P, u_0)} p(\gamma; P, u_0) d\gamma \quad T_{\gamma, Q} \int_0^{\kappa_{max}} p(\kappa; \gamma, k_a) d\kappa \quad L_0(Q(\gamma, \kappa), t_Q) \quad (4.32)$$

avec  $\kappa$  l'épaisseur optique d'absorption,  $\kappa_{max}$  l'épaisseur optique maximale sur le chemin optique de diffusion ;  $L_0(Q)$  la luminance noire de planck au point  $Q$  et  $t_Q$  la température au point  $Q$ .

### Variante de l'algorithme pour le calcul des pertes infra rouge des parois

Enfin, dans cette dernière variante, nous nous proposons de calculer les pertes IR liées à l'émission des parois. L'algorithme ainsi que la formulation intégrale ressemblent fortement au

cas précédent, à la différence près que le point d'émission est choisi au niveau d'une paroi et non dans le volume. La formulation simplifiée du problème s'écrit :

$$E_j = \int_{S_0} dS_0(P) \int_{\Gamma(Q, u_0)} p(\gamma; P, u_0) d\gamma \sum_{n=1}^{\infty} T_{\gamma, n} \rho(Q) L_0(Q(\gamma), t_Q) \quad (4.33)$$

### Limites du calcul des sensibilités

Comme présenté dans l'exemple du calcul de la fraction d'énergie solaire non absorbée par le lit (cf. chap. 4.5.2), nous avons montré qu'il est parfois possible d'ajouter au calcul de la grandeur (par quelques lignes de code) le calcul de sa sensibilité à un paramètre du problème. Cette sensibilité est intéressante en terme d'analyse physique et d'optimisation sans qu'elle demande des coûts en temps de calcul importants. Cependant, pour de nombreux paramètres intéressants pour optimiser le récepteur solaire, l'implémentation d'une quelconque sensibilité n'est pas chose aisée.

Dans le premier algorithme présenté, la fraction volumique de particules est décrite par une fonction analytique. Il est donc intéressant de calculer la sensibilité des pertes à un paramètre de cette fonction. Mais par la suite, la concentration de particules est définie de façon externe, par un code de calcul de mécanique des fluides (cf. chap. 5). Dans ce cas, la fraction volumique de particules est alors influencée par des paramètres comme la vitesse de fluidisation, la géométrie du récepteur, les propriétés des particules. Ce sont là les paramètres qu'il serait intéressant de faire varier pour optimiser le récepteur. Malheureusement, si l'on modifie un de ces paramètres, les transferts radiatifs ne sont pas les seuls affectés, il faut alors recalculer intégralement le champ de fraction volumique. La dérivation ne peut donc pas se faire à partir de la formulation intégrale du problème radiatif à elle seule.

Pour pouvoir implémenter une sensibilité, il faut donc aller chercher un paramètre qui n'influera que sur les transferts radiatifs (et pas sur l'hydrodynamique) mais qui resterait tout de même intéressant en terme d'optimisation. Ce paramètre pourrait être la position du récepteur par rapport au concentrateur mais malheureusement les modifications géométriques font partie des paramètres dont dépendent les tests conditionnels de l'algorithme (i.e. dans les fonctions heaviside de la formulation intégrale). Ce type de sensibilité est appelé sensibilité à la déformation du domaine, telles qu'elle est définie dans [89] et présente des difficultés de formulation intégrale très importantes (cf. [90] pour plus de détails). En conséquence, l'implémentation d'aucune sensibilité au domaine n'a pu être implémentée dans les codes présentés dans cette thèse car à l'heure actuelle le problème est insolvable.

## 4.6 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre une méthode de calcul des propriétés optiques d'un lit fluidisé ainsi qu'un modèle de calcul des transferts radiatifs prenant en compte les phénomènes

de diffusion multiples dans un récepteur à lit fluidisé sur deux bandes spectrales (solaire et infra rouge).

Nous avons montré l'effet de la concentration volumique de particules modélisée par une exponentielle décroissante dans le ciel d'un lit fluidisé sur les transferts radiatifs. Il a également été vérifié que le meilleur candidat pour le matériau constituant les particules fluidisées est le SiC et que l'absorption du rayonnement solaire incident se fait dans une zone où la fraction volumique de particules est très faible.

Dans ce chapitre, nous avons proposé et détaillé une méthode de calcul de la part d'un rayonnement solaire concentré qui est réfléchi par un récepteur à lit fluidisé ainsi que la sensibilité de cette variable à la fonction exponentielle de densité de particules dans le ciel de lit. Les résultats produits ont souligné l'intérêt d'optimiser conjointement le récepteur et le concentrateur. Ainsi, à chaque positionnement du plan focal du concentrateur par rapport au récepteur, il est possible de minimiser les pertes par réflexion en faisant varier la concentration de particules dans le ciel du lit fluidisé. Mais malgré l'utilité démontrée de l'étude de sensibilité appliquée à l'optimisation du couple récepteur/ concentrateur, il semble difficile d'implémenter d'autres sensibilités aux algorithmes de calcul radiatifs développés. Cette difficulté est principalement liée à la nature même des sensibilités de type géométrique qui sont difficiles à traiter en l'état des connaissances actuelles.

Par la suite, la description analytique simple de la concentration de particules dans le lit que nous avons utilisé précédemment se trouve rapidement limité pour le calcul des transferts radiatifs dans le récepteur solaire à lit fluidisé à changement de section. Le modèle exponentiel de concentration volumique de particules, même s'il est souvent utilisé dans la littérature pour représenter la répartition de solide dans un lit fluidisé, ne suffit pas pour notre application. C'est pourquoi, afin de calculer avec plus de précision les transferts radiatifs dans notre récepteur, nous les calculerons à partir d'un champ de concentration de particules déterminé par un calcul de CFD. La détermination du champ de concentration de particules par l'outil numérique est l'objet du chapitre suivant, le chapitre 5.

A partir d'une maquette expérimentale de récepteur permettant de mesurer l'extinction d'un flux radiatif dans un lit fluidisé (cf. chap. 6), les résultats du modèle radiatif seront comparés à une référence expérimentale au chapitre 7. Le modèle radiatif sera ensuite utilisé pour l'analyse des transferts radiatifs dans le récepteur à lit fluidisé bouillonnant à changement de section au chapitre 8.

# Chapitre 5

## Simulation hydrodynamique d'un lit fluidisé à changement de section

### 5.1 Introduction

Quand on développe un nouveau procédé, il est intéressant de disposer d'un aperçu des écoulements et phénomènes de transfert qui apparaîtront dans la géométrie. Pour répondre à ce besoin, l'expérience fournit des résultats très spécifiques mais coûteux. Une alternative est d'utiliser la CFD (Computational Fluid Dynamics), ou simulation numérique qui permet de résoudre les équations différentielles partielles régissant les écoulements diphasiques instationnaires en géométries complexes.

Dans notre étude, nous souhaitons obtenir par l'usage de la CFD le champ de fraction volumique de particules en différents points de l'espace et du temps dans notre récepteur. Cette information nous est utile car les propriétés optiques du milieu et les transferts thermiques (notamment radiatifs) sont influencés par la distribution et le mouvement des particules dans le lit.

Ce chapitre présente la modélisation 3D de l'hydrodynamique du lit fluidisé bouillonnant à changement de section réalisée à partir du logiciel commercial FLUENT 12.

### 5.2 Le modèle eulérien pour simuler les écoulements dans les milieux diphasiques

Les écoulements diphasiques au sein des lits fluidisés sont très complexes et peuvent être modélisés de différentes manières, en fonction de leur nature et des résultats attendus. Dans notre travail, nous avons choisi d'appliquer une approche eulérienne. Le choix du type de modélisation sélectionné est défendu en annexe D.

L'approche eulérienne est en quelque sorte l'extension de la formulation mathématique uti-

lisée en mécanique des fluides pour décrire l'évolution d'un seul fluide. Le comportement des particules solides, dans un écoulement diphasique, peut être comparé par analogie à celui des molécules dans un gaz. Dans cette approche, ni les trajectoires, ni la statistique des particules solides ne sont résolues. La statistique des particules est définie implicitement par des hypothèses et les propriétés de la phase dispersée sont moyennées pour fournir un modèle continu.

Dans chaque élément de volume de la géométrie, sont résolus deux sets d'équations, un pour le gaz et un pour le nuage de solides dispersés. Ces deux milieux continus peuvent s'interpénétrer. La phase gazeuse influe sur la dynamique de la phase dispersée, et vice versa. Le couplage des deux phases est réalisé par les calculs de la pression solide et des termes d'échange entre les phases. Dans le cas des lits fluidisés, en absence de transfert de matière entre les phases, les forces de frottement ainsi que la poussée hydrostatique sont les mécanismes principaux de transfert de mouvement entre les phases.

L'approche eulérienne que nous avons choisie considère que l'écoulement d'air et les particules sont deux fluides continus distincts. L'originalité de la méthode est donc que la phase dispersée est traitée comme une phase continue avec des caractéristiques dynamiques lui conférant un comportement global le plus proche possible de la réalité.

De nombreux travaux utilisent cette méthode, notamment en Génie des procédés et démontrent le bon potentiel en terme de précision de celle-ci, afin de répondre à des problèmes de dimensionnement. Une liste non exhaustive de ces travaux est disponible dans la référence [91].

Comparés aux méthodes Lagrangiennes, les temps de calculs sont avantageux mais en contre partie, la résolution est moins fine et la physique des bulles les plus petites n'est pas représentée. Pour donner un ordre de grandeur, la simulation transitoire d'une vingtaine de secondes d'un lit fluidisé comme celui décrit dans le chapitre 2 de cette thèse nécessite quatre jours de calcul sur deux processeurs d'un Intel Xeon L5520.

Une des difficultés du modèle réside dans le paramétrage correct des conditions aux limites et des modèles de fermeture pour la phase dispersée et le terme d'échange de quantité de mouvement entre les phases.

On peut également déplorer le fait que l'attrition et la création de fines particules ne sont pas du tout modélisées alors que ces phénomènes peuvent s'avérer critiques si l'on cherche à préserver à tout prix le hublot en tête de colonne contre l'érosion des particules.

Cet outil (décrit avec plus de détails en annexe D) est un atout dans le dimensionnement de notre récepteur solaire. En effet, il nous permet d'étudier les tendances de la fluidisation et la concentration instationnaire de particules dans le lit afin d'optimiser la forme et les paramètres de fluidisation du récepteur. Le but est d'obtenir une répartition de particules favorisant la meilleure pénétration de l'énergie solaire tout en respectant diverses contraintes comme éviter le dépôt de particules sur le hublot et assurer une bonne homogénéisation en température du récepteur.

## 5.3 Hypothèse de découplage entre thermique et écoulement

Afin de simplifier la résolution du problème, l'équation de l'énergie n'est pas résolue dans cette étude. Or, il a été démontré que la thermique a une influence sur les écoulements dans les lits fluidisés. Les travaux de Cui [92] qui a étudié les réacteurs chimiques à lit fluidisé à haute température constatent par exemple une augmentation de 15% de la fraction volumique de particules dans la phase bulle et une diminution de 5,8% de la fraction volumique dans la phase dense quand on passe de 20°C à 420°C. Dans sa synthèse sur l'influence de la pression et de la température sur la dynamique des lits fluidisés, Yates [93] souligne que la cause en est que la température influe sur les propriétés du gaz mais aussi sur d'autres propriétés comme les forces entre particules. En ce qui concerne la fluidisation de particules de type B (notre cas), il a été établi que les effets autres que ceux liés au gaz sont les moins importants.

Des travaux disponibles au sujet de l'impact de la température sur la fluidisation sont disponibles (Mii [94], Kai [95] et Formisani [96]) mais encore incomplets et parfois contradictoires tant sur le constat des phénomènes que sur leur explication physique. Le choix qui a donc été fait pour cette modélisation est de prendre en compte l'effet de la température seulement au niveau du gaz. Cette évolution de la température est fixée *a priori* et peut correspondre à :

- la température atmosphérique pour les expériences à froid ;
- une fonction d'évolution verticale de température expérimentale quand celle-ci est disponible ;
- une approximation de la température moyenne du lit calculée à partir d'un bilan thermique.

Dans ce dernier cas, la température est définie constante. Comme le montrent les travaux de Donnadiu [55], l'hypothèse que le lit fluidisé est à l'équilibre thermique passés les premiers centimètres est raisonnable car la variation de température est ensuite très faible dans le reste du lit fluidisé. Malheureusement dans notre cas particulier cette approximation n'est plus vérifiée dans la partie la plus haute du lit, soumise à un très haut flux radiatif.

## 5.4 Les paramètres de modélisation

Dans le cas d'une simulation hydrodynamique d'un lit fluidisé plus que dans tout autre problème, les paramètres de résolution doivent être choisis avec soin. Le but de ce chapitre est l'énumération et la justification des valeurs données à ces paramètres pour la simulation de notre récepteur solaire à lit fluidisé.

### 5.4.1 La géométrie et les conditions limites

La géométrie étudiée est une représentation en 3D du récepteur solaire de base, comme il est présenté dans le chapitre 2. L'alternative d'utiliser une géométrie 2D n'a pas été exploitée car



ce genre de simplification se prête mal aux phénomènes complexes d'évolution de bulles dans les milieux fluidisés. La figure 5.1 représente le schéma de la géométrie du récepteur traité.

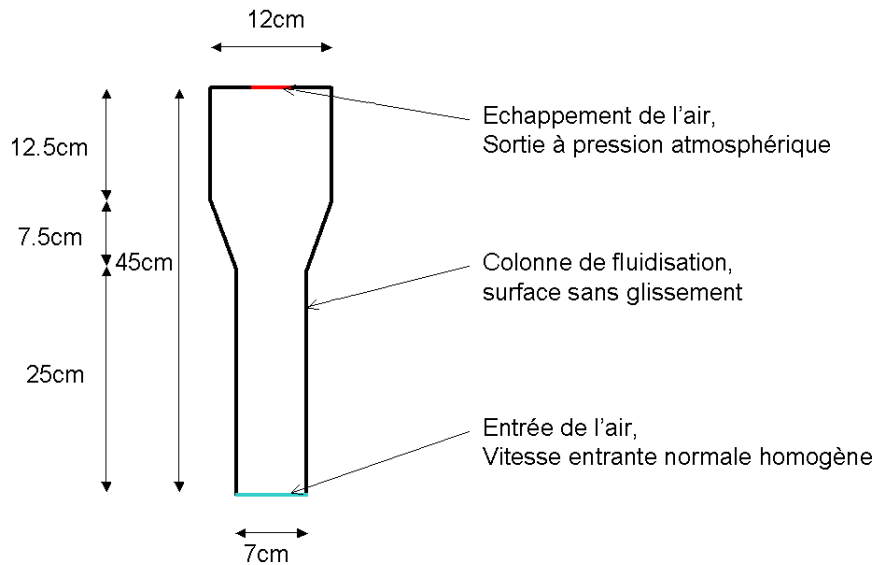


FIGURE 5.1 – Représentation des conditions limites et des côtes de la géométrie du récepteur à lit fluidisé

L'admission d'air se fait par le bas. Pour simuler la répartition d'air générée en aval du fritté, l'hypothèse d'avoir un champ de vitesse homogène en pied de colonne a été posée. Cette hypothèse simplificatrice permet de diminuer considérablement la complexité du problème de l'arrivée d'air et augmente de façon importante la stabilité de la résolution numérique. L'objectif du fritté étant d'avoir une répartition des vitesses la plus homogène possible en pied de colonne, cette hypothèse est physiquement acceptable quand le fritté est adapté et correctement dimensionné pour un type de colonne de fluidisation donnée.

L'échappement d'air se fait à pression atmosphérique sur une zone située en tête de colonne pour représenter l'échappement mis en place lors des expériences menées sur le dispositif expérimental étudié par M. Bounaceur [2].

Il existe deux types de traitement des conditions aux limites des parois : avec ou sans glissement. Dans notre cas, les parois du lit fluidisé sont considérées sans glissement pour l'air et les particules, c'est-à-dire que la vitesse des phases à la paroi est nulle. Cette préférence pour la surface sans glissement, majoritairement adoptée par la communauté, a été validée notamment dans les travaux de Fede et Ass. [97].

## 5.4.2 Le maillage

Les maillages 3D sont générés par le logiciel commercial GAMBIT. Les mailles ont été choisies de forme hexahédrique pour limiter les effets de diffusion numérique. La taille des mailles est définie selon un critère proposé dans les travaux de Syamlal [98] et Zimmermann [99] qui impose une adéquation entre la taille caractéristique des mailles qui doit être moins de 10 fois supérieure au diamètre des particules utilisées. Une étude bibliographique a cependant démontré que ce critère est parfois trop sévère et entraîne des temps de calculs importants. En effet, de nombreux travaux ([100] [101] [102]) ont fait le choix d'utiliser un maillage plus grossier, après avoir mené une analyse de sensibilité au maillage. Dans notre cas, nous nous fions au critère proposé précédemment pour proposer un premier maillage raffiné. Une étude de sensibilité au maillage est ensuite réalisée afin d'augmenter la taille des mailles si la perte de précision nous le permet.

## 5.4.3 Les conditions initiales et propriétés des particules

Les particules simulées suivent une distribution de taille déterminée expérimentalement. Elles sont supposées parfaitement sphériques et leur masse volumique est constante. Par la suite, pour prendre en compte la distribution de taille des diamètres, nous avons testé 2 cas distincts prenant ou non en compte la dispersion de diamètres.

L'état initial du lit fluidisé est défini par une certaine hauteur de lit de particules dont la fraction volumique est fixée afin que la masse introduite dans la géométrie soit équivalente à celle utilisée expérimentalement.

## 5.5 Tableau récapitulatif des paramètres de simulation

Le tableau suivant récapitule les principaux choix de modélisation explicités dans ce chapitre et dans l'annexe D :

Paramètres	Valeur
Modèle diphasique (cf D.3.1)	
Type de modèle	modèle Euler-Euler
Modèle de trainée	Gidaspow, Syamlal, Di Felice Adj
Modèle de pression particulaire	Lun et al
Viscosité de cisaillement	Syamlal
Contraintes de frottements	Schaffer
Fonction de distribution radiale	Lun et al
Turbulence	extension du modèle k- $\epsilon$
Discrétisation (cf D.4)	
Eq de continuité, fraction vol., turbulence	schéma UPWIND ordre 1
Eq. du mouvement	schéma UPWIND ordre 2
Couplage vitesse-pression	algo. SIMPLE
Discrétisation spatiale	volumes finis
Type de résolution	instationnaire
Relaxation numérique (cf D.6)	
Pression	0.5
Vitesse	0.4
Fraction volumique	0.2
Température granulaire	0.2
Autres scalaires	1
Maillage (cf 5.4.2)	
Type de maillage	hexaédrique
Paramètre de maille	$< 10 \times D_{particules}$ et supérieur
Géométrie (cf 5.4.1)	
Type de géométrie	3D
Type de condition lim. en entrée	inlet velocity
Type de condition lim. en sortie	Pressure outlet
Type de condition lim. aux parois	no slip wall
Particules (cf 5.4.3)	
Masse volumique des particules	$3200 kg.m^{-3}$
Formes des particules	Parfaitement sphériques
Conditions initiales(cf 5.4.3)	
Lit fixe de particules	
Pas de temps (cf D.5)	
Erreur de troncature	0.01
Pas de temps min.	0.0001s
Pas de temps max.	10s
Amplitude max. de var. du pas de temps	0.2
Itérations par pas de temps	100
Convergence (cf D.7)	
Critère de convergence	$10^{-4}$
Résultats (cf D.7)	96
Régime permanent	10s
Temps d'intégration des valeurs moy.	10s

## 5.6 Etude 3D de l'hydrodynamique du lit fluidisé

L'étude préliminaire qui suit nous a permis de fixer certains paramètres géométriques comme la taille du maillage et certains paramètres du modèles comme la représentation de la distribution de tailles des particules ou l'expression du terme de transfert entre les phases.

### 5.6.1 Sensibilité au maillage

Pour traiter la fluidisation de particules de  $270 \mu\text{m}$  de diamètre (diamètre moyen minimal des particules étudiées), le paramètre de maille du maillage raffiné a été fixé à 3 mm environ suivant le critère évoqué précédemment et proposé par Syamlal.

Pour assurer la qualité du maillage, le ratio de forme des mailles (rapport entre le côté le plus long sur le côté le plus court d'une maille) a été gardé autant que possible voisin de 1. A titre d'exemple, 90% des mailles ont un ratio de forme compris entre 1 et 2, et seules de rares zones possèdent un ratio de forme maximal de 3. D'autre part, la face représentant la condition limite de sortie a été dimensionnée afin que ses côtés soient au moins divisés en 4 éléments afin d'assurer une échappement propre de l'air. La figure 5.2 présente une vue d'ensemble et de détail du maillage.

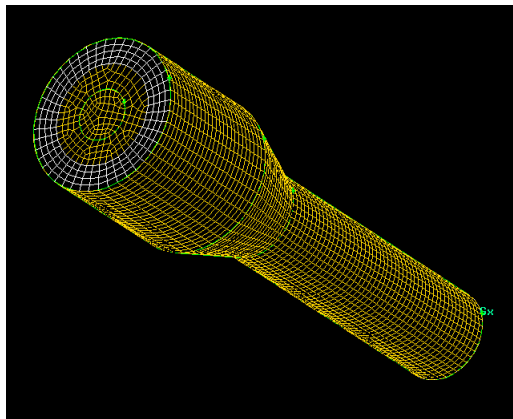


FIGURE 5.2 – Maillage 3D du récepteur à lit fluidisé, ensemble et détails

Le maillage de référence contient donc 145 715 mailles hexahédriques avec approximativement  $\Delta_x = \Delta_y = \Delta_z = 3\text{mm}$ . Le deuxième maillage plus grossier contient quant à lui 34 020 mailles avec approximativement  $\Delta_x = \Delta_y = \Delta_z = 5\text{mm}$ , soit un agrandissement d'un facteur de 1,7 par rapport au précédent (cf. fig. 5.3).

Pour comparer les deux maillages, deux calculs ont été réalisés, tous autres paramètres de modèles et numériques identiques. Le résultat (cf. fig. 5.4) présente l'évolution de la perte de charge moyenne dans le lit une fois le régime établi atteint. On remarque que dans les deux cas les pertes de charges sont très similaires, avec des erreurs ponctuelles relatives inférieures à 2%.

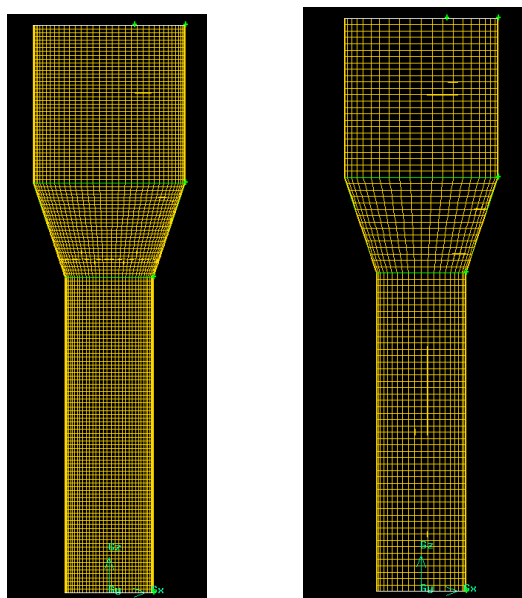


FIGURE 5.3 – A gauche, maillage 3D raffiné et à droite, maillage grossier du récepteur à lit fluidisé

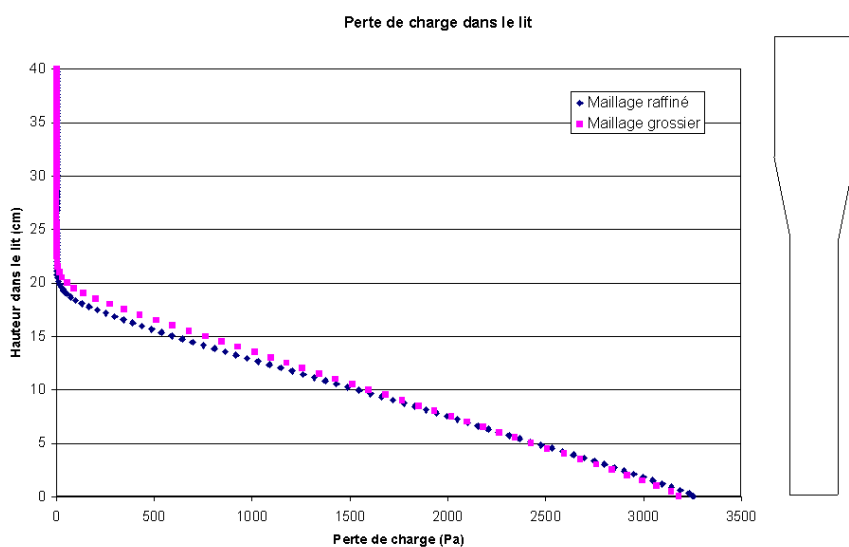


FIGURE 5.4 – Comparaison de la pression relative dans le lit pour le maillage raffiné et le maillage grossier

On peut aussi constater que la physique du lit fluidisé n'est pas modifiée dans les deux cas en comparant les premières millisecondes de l'évolution de la fraction volumique de particules dans le lit fluidisé (cf. fig. 5.5). A noter que la comparaison d'images passées les premiers instants

de mise en route du lit fluidisé perd de son sens car les lits fluidisés sont des milieux fortement turbulents qui peuvent facilement évoluer vers des configurations totalement différentes malgré des conditions initiales identiques.

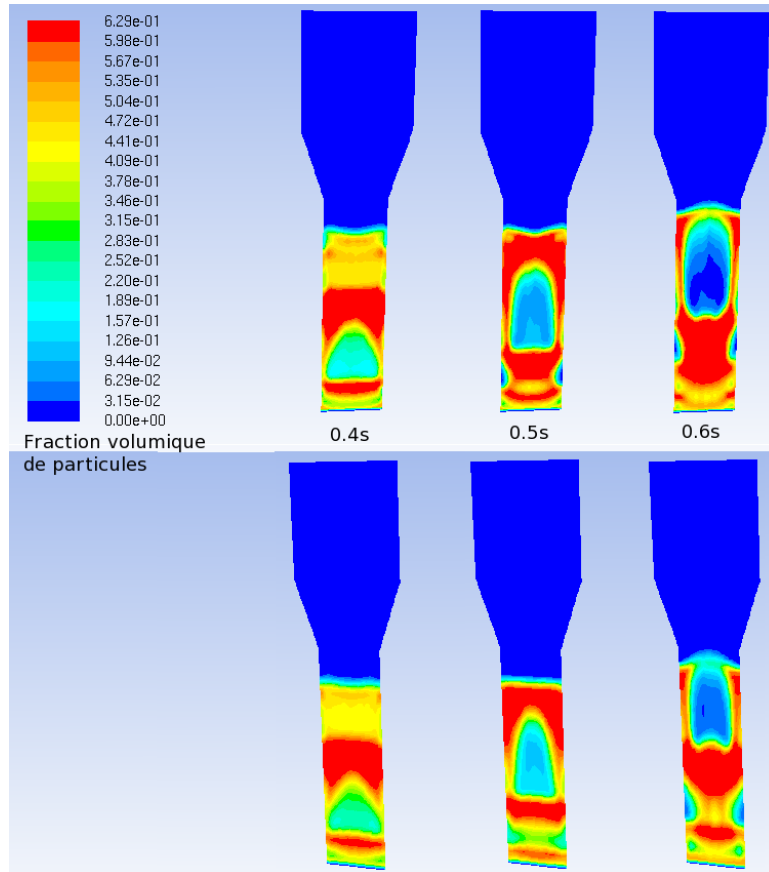


FIGURE 5.5 – Comparaison de l'évolution de la fraction volumique de particules dans le lit pour le maillage raffiné (en haut) et le maillage grossier (en bas)

Le maillage le plus grossier a donc été adopté pour la suite de l'étude, sachant que le temps de calcul est divisé par 3 par rapport au temps de calcul sur le maillage le plus fin.

### 5.6.2 Sensibilité au modèle de distribution de taille de particules

La distribution de taille des particules, avant d'être chargées dans le lit fluidisé, est quantifiée par granulométrie laser. La figure (cf. fig. 5.6) représente la distribution gaussienne d'un échantillon de particules de diamètre  $370 \mu m$ . Le span de la distribution est de 0,7. Le span d'une distribution de particules est défini comme :

$$span = \frac{d_{90} - d_{10}}{d_{50}} \quad (5.1)$$

avec  $d_x$  le diamètre à partir duquel x% des particules de la granulométrie considérée sont de diamètre inférieur.

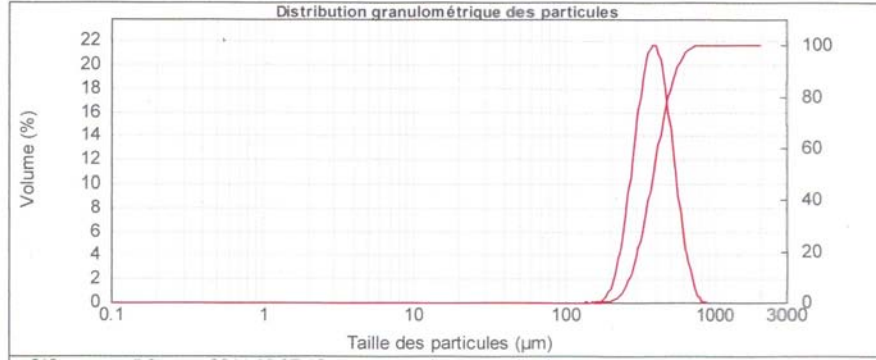


FIGURE 5.6 – Distribution expérimentale de diamètre de particules

Pour modéliser cette distribution de diamètre de particules, deux méthodes ont été comparées. La première méthode considère une phase particulière de diamètre uniforme, alors que la deuxième en considère trois (cf. tab. 5.1).

TABLE 5.1 – Différentes modélisations de la distribution de taille de particules

Simulation n°	Phase 1	Phase 2	Phase 3
Diamètre ( $\mu m$ )			
1	370		
2	250	370	575
Composition (%)			
1	100		
2	25	50	25

Pour les deux modélisation de la distribution de particules, la fraction volumique moyenne de particules (cf. fig.5.7) est sensiblement identique hormis dans la zone la plus basse du lit. Cette augmentation de la fraction volumique de particules dans la partie basse du lit est lié à la ségrégation des particules par diamètre (cf. fig.5.8). En comparant l'évolution de la fraction volumique de chaque phase dans le lit, on se rend compte que les grosses particules ont tendance à couler dans le lit fluidisé et viennent stagner au fond, d'où cette augmentation de la fraction volumique sur la partie basse.

On constate que ce phénomène n'a que peu d'incidence sur le profil de fraction volumique moyenne de particules dans le haut du lit, mais il a peut-être une incidence au niveau des

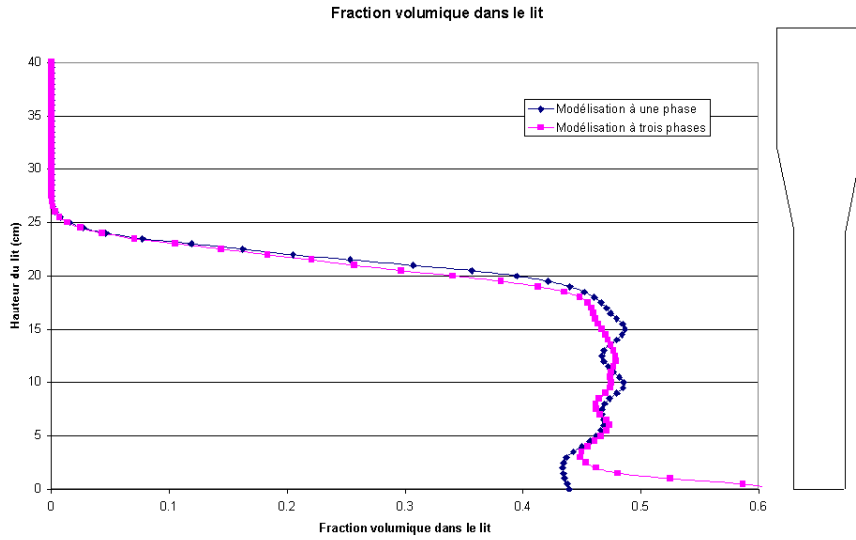


FIGURE 5.7 – Fraction volumique moyenne de particules dans le lit fluidisé pour différents modèles de distribution de taille de particules

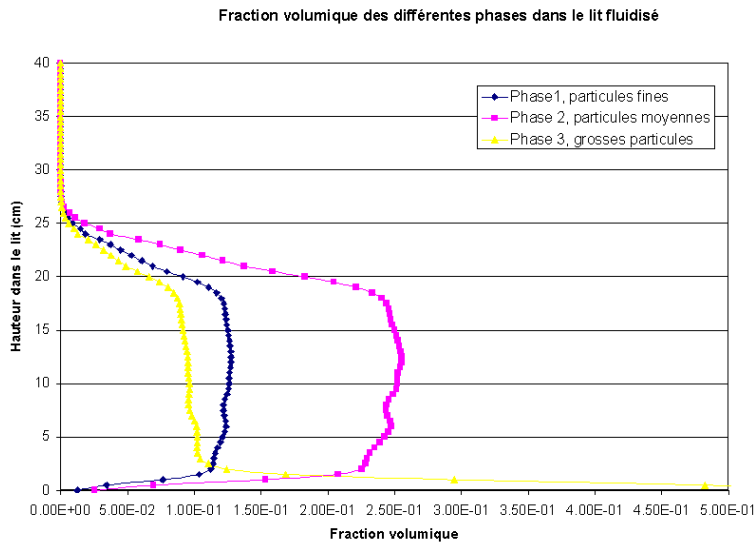


FIGURE 5.8 – Ségrégation des diamètres de particule, fraction volumique des particules sur la hauteur du lit fluidisé

transferts radiatifs car la distribution verticale de particules est modifiée. En effet, les grosses particules sont moins présentes dans le ciel du lit, puisqu'une partie d'entre elles est au fond. Pour le vérifier, les propriétés optiques de plusieurs tranches de la partie haute du lit fluidisé ont été calculées pour les deux représentations de la distribution de particules.



Les coefficients d'absorption et de diffusion de ces tranches ont été calculées en prenant en compte le diamètre de particules dans chaque phase ainsi que leur concentration respective. Ces calculs, suivant le protocole décrit plus en détail dans le chapitre 4 ont montré que l'influence de la distribution de particules est négligeable sur les propriétés radiatives du milieu.

Dans la suite de cette thèse, l'hypothèse est donc faite d'une distribution monodisperse de particules pour modéliser le récepteur à lit fluidisé

### 5.6.3 Sensibilité au terme de transfert de quantité de mouvement entre les phases

Le modèle eulérien étudié est très sensible au terme de transfert de quantité de mouvement entre les phases. Pour déterminer l'importance de ce terme, différentes variantes du coefficient de trainé ont été testées. Parmi les nombreux modèles proposés dans la littérature, nous avons utilisé et confronté pour notre étude 3 modèles classiques (décrits en annexe D) : celui de Gidaspow [103], celui de Syamlal-O'Brien [104] et celui de Di Felice ajusté [105]. Cette étude est réalisée sur le maillage de 34 020 mailles de la géométrie de base pour une distribution de particules monodisperses.

La figure 5.9 regroupe les champs de fraction volumique moyens de particules obtenus avec les différents modèles pour simuler le même lit fluidisé, à savoir une masse de 1,24kg de particules fluidisées par de l'air à température ambiante à un nombre de fluidisation de 3,4.

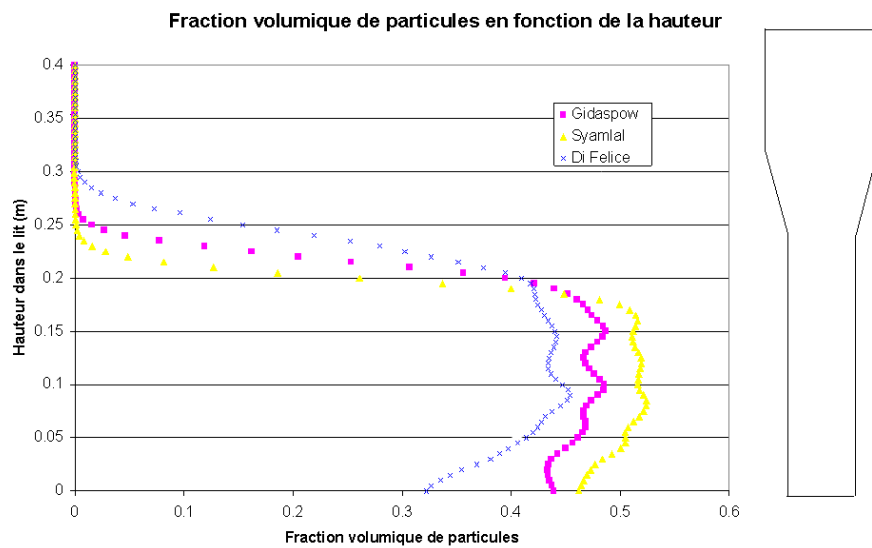


FIGURE 5.9 – Comparaison des différents champs de fraction volumique de particules pour différentes forces de trainée

Le modèle de Di Felice a été ajusté avec les valeurs expérimentales de la vitesse de fluidisation et de la fraction volumique de particules au minimum de fluidisation :  $U_{mf} = 0,137$   $Fv_{mf} =$

0,47. Les paramètres  $P$  et  $Q$  du modèle sont donc fixés à :  $P=4,44$  et  $Q=0,52$ .

On remarque que les différences entre les résultats produits par les divers modèles sont majeures. Pour trancher et définir le modèle de transfert entre les phases le plus à même de représenter notre récepteur à lit fluidisé, une maquette expérimentale de lit fluidisé a été conçue (cf. chap. 6). La comparaison des résultats numériques avec les résultats expérimentaux est présentée au chapitre 7.

## 5.7 Conclusion

Dans ce chapitre, le modèle hydrodynamique du lit fluidisé de notre récepteur a été posé, ainsi que les paramètres de simulation appliqués. Ce modèle nous permet d'une part de connaître la répartition des particules absorbantes dans le lit fluidisé et d'ainsi pouvoir prédire les propriétés optiques du milieu particulaire afin de calculer les échanges radiatifs dans le récepteur. D'autre part, il permet de définir la fraction volumique de particules utilisée dans le modèle thermique 1D.

Mais une inconnue subsiste dans le choix de la modélisation du terme d'échange de quantité de mouvement entre les phases, paramètre auquel le modèle est très sensible. Ce terme sera déterminé dans le chapitre 7 afin de représenter au mieux les résultats expérimentaux obtenus sur une expérience de fluidisation à froid décrite au chapitre 6.

# Chapitre 6

## Étude expérimentale à froid d'une maquette de récepteur à lit fluidisé bouillonnant à changement de section

### 6.1 Introduction

Une maquette en verre de récepteur à lit fluidisé à froid a été conçue dans cette thèse afin de mieux évaluer les phénomènes radiatifs et hydrodynamiques du lit fluidisé et d'ajuster les modèles développés précédemment.

D'une part, ce dispositif expérimental permet la mesure de l'extinction d'un faisceau laser dans le ciel d'un lit fluidisé de particules. L'objectif est de fournir une référence au modèle radiatif développé dans le chapitre 4. D'autre part, ce dispositif expérimental permet la mesure fine de la perte de charge sur la hauteur d'un lit fluidisé permettant de calculer l'évolution verticale de la fraction volumique de particules qui est ensuite utilisée pour ajuster le modèle CFD du récepteur présenté au chapitre 5. Enfin, le dispositif expérimental transparent permet la visualisation de l'écoulement dans le récepteur.

Dans ce chapitre, nous présentons le dispositif expérimental ainsi que les premiers résultats obtenus. La confrontation des résultats expérimentaux avec les modèles est présentée au chapitre 7.

### 6.2 Généralités sur le dispositif expérimental

Les dimensions ainsi que la forme du dispositif expérimental (cf fig. 6.1) sont basées sur les dimensions du cas de base décrit à la fin du chapitre 2.

Le récepteur solaire à lit fluidisé étudié est composé d'un diffuseur placé au bas d'une colonne de verre contenant des particules de SiC. La colonne de fluidisation est elle-même divisée en

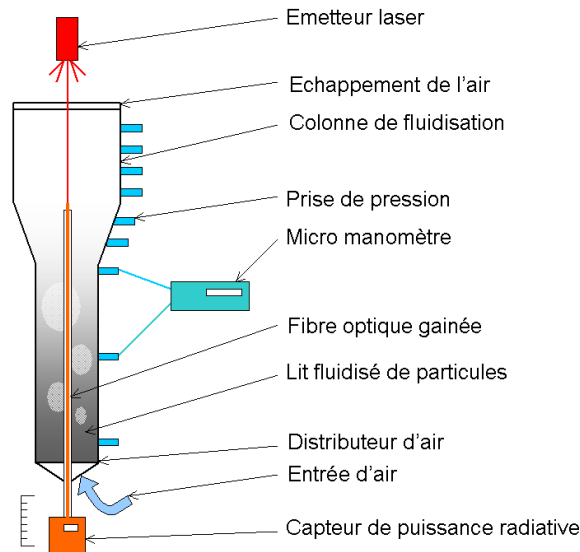


FIGURE 6.1 – Schéma simplifié du dispositif expérimental de récepteur à lit fluidisé

trois parties : une colonne de petite section et une partie cylindro-conique qui débouche sur une nouvelle colonne de plus grand diamètre.

Le débit d'air envoyé à travers le distributeur en pied de colonne doit être suffisant pour entretenir une bonne fluidisation mais assez faible pour limiter l'entraînement de particules hors du récepteur. Le changement de diamètre de la colonne joue un rôle important afin de limiter l'entraînement des particules, surtout des fines générées par attrition.

Le rayonnement atténué dans le lit fluidisé est émis par une diode laser. Ce rayonnement collimaté entre verticalement dans le récepteur pour être directement absorbé par les particules fluidisées.

La sonde de mesure de flux est constituée d'une fibre optique multimode gainée par un tube rigide. Un système mécanique couplé à une réglette graduée permet le déplacement manuel vertical de la sonde dans le lit. La sonde est reliée à un capteur de puissance constitué d'une photodiode. La photodiode est elle-même reliée à un PC par une interface USB.

Des prises de pression sont réparties sur toute la hauteur du lit. Nous pouvons ainsi relever la perte de charge de chaque tranche de lit fluidisé à l'aide d'un micro manomètre.

La mesure d'un flux laser en un point mobile verticalement au centre du lit fluidisé permet de connaître l'atténuation du faisceau laser dans le ciel de lit. Le flux mesuré en chaque point sera comparé à celui calculé numériquement par les codes de calcul radiatif développés.

De la perte de charge est déduite de l'évolution verticale de la fraction volumique moyenne de particules. Cette information nous permet d'ajuster les résultats obtenus par la simulation numérique de l'hydrodynamique du lit fluidisé.

Le dispositif expérimental permet de valider les outils numériques sur un exemple de fluidisation à froid. L'hypothèse est donc que si ces outils peuvent décrire convenablement les

phénomènes étudiés à froid, ils le peuvent également à chaud en prenant en compte les variations des propriétés physiques des matériaux liées au changement de température.

## 6.3 Description du dispositif expérimental

La description ci-dessous divise le dispositif expérimental en 3 parties principales : la colonne de fluidisation, le système optique et le système de mesure de pression. Les figures 6.2.a et 6.2.b présentent le dispositif expérimental sous différents angles.



FIGURE 6.2 – A gauche, plan d’ensemble du dispositif expérimental (a). A droite, plan détaillé (b).

### 6.3.1 Colonne de fluidisation et éléments mécaniques

La colonne de fluidisation est constituée :

- d’un distributeur en billes d’acier compressées ;
- d’une colonne inférieure de diamètre 7 cm et de 25 cm de haut, qui permet la fluidisation des particules ;
- d’une partie cylindro conique de diamètre inférieur 7 cm, de diamètre supérieur 12cm et de 8cm de haut ;
- d’une colonne supérieure de 12 cm de diamètre et de 12 cm de haut, qui permet de faire baisser la vitesse de l’air de fluidisation afin d’éviter la sortie de particules du lit ;

- d'un bouchon en plastique troué sur 6cm afin de fermer la colonne mais de laisser un espace pour l'entrée du laser et l'échappement de l'air de fluidisation.

Le guide de la fibre optique est une tige en acier de 3 mm de diamètre extérieur pour 1mm d'épaisseur. Le guide a été choisi le plus fin possible afin de minimiser la perturbation de l'écoulement. Son montage lui permet de coulisser à travers le fritté sans qu'il y ait de fuite d'air.

### 6.3.2 Mesure de l'extinction du flux : Système émetteur et capteur de puissance

Les particules de SiC utilisées comme absorbeur possèdent des propriétés optiques quasiment constantes sur tout le spectre visible. La longueur d'onde de la diode émettrice est donc choisie arbitrairement dans le visible afin d'être représentative du rayonnement solaire. Elle est fixée précisément à 635 nm car c'est une longueur d'onde couramment utilisée et dont les émetteurs sont bon marché. La puissance de 4,5 mW et le diamètre du spot de 4 mm sont adaptés au récepteur et ont été dimensionnés afin de travailler avec un laser de classe 3R de faible puissance et ainsi s'affranchir des précautions particulières à suivre avec les lasers des classes supérieures.

La sonde de la photo diode est constituée d'une fibre optique, qui possède un angle d'ouverture de 43,5°. Cette ouverture a l'avantage d'autoriser des erreurs éventuelles d'alignement de la fibre avec la source. Par contre, elle ne permet pas d'isoler les rayons directement émis par le laser des autres rayons atteignant la sonde. La fibre transmet au capteur un flux constitué de rayons balistiques provenant directement du laser et des rayons diffusés qui sont compatibles avec son angle d'ouverture. En réalité, nous ne mesurons donc pas l'extinction du flux, mais le flux reçu par une petite surface mobile dans le lit.

La fibre optique est de type lowOH, afin d'offrir le meilleur rendement possible à la longueur d'onde de travail.

La photo diode utilisée est une photo diode au silicium, car elles ont une bonne réponse sur la plage spectrale [350-1000] nm. La résolution  $\epsilon$  de la photo diode nous permet de détecter une variation de la puissance transmise par le laser de 10 pW. Le seuil de détection est quant à lui de 100 pW.

Connaissant la taille du spot laser et sa puissance, nous pouvons calculer la puissance maximale qui atteint le capteur au travers de la fibre optique  $P_{max} = 281 \mu\text{W}$ . Cette valeur est inférieure à la puissance maximale de 5 mW du capteur et permet de se situer dans la zone de grande précision du capteur.

Notre sonde est mobile sur une échelle graduée au millimètre près, nous désirons sonder le milieu par tranches de 1 cm d'épaisseur. Les propriétés optiques d'une particule de SiC à la longueur d'onde de travail sont connues par un calcul basé sur la théorie de Mie. Dans un premier temps, si on néglige le phénomène de diffusion la puissance rejoignant le capteur est

atténué suivant la loi sur la distance  $l$  :

$$P_{captée} = P_{max} \exp(-\kappa_{ext} l) \quad (6.1)$$

avec  $\kappa_{ext}$  le coefficient d'extinction défini par :

$$\kappa_{ext} = \frac{3}{2} Q_{ext} \frac{f_v}{d_p} \quad (6.2)$$

avec  $Q_{ext}$  facteur d'efficacité d'extinction,  $f_v$  la fraction volumique de particules et  $d_p$  le diamètre de particules.

En fixant les propriétés optiques du SiC à  $Q_{ext} = 2,01$ , le diamètre de particules à  $d_p = 280 \mu m$ , le déplacement de la sonde entre deux mesures à  $l = 1$  cm dans une couche considérée homogène, on peut en déduire les fractions volumiques minimale et maximales détectables. Ainsi, si l'on découpe le lit fluidisé en couches de 1 cm, la fraction volumique minimale détectable est de  $3.3 * 10^{-8}$  et la fraction volumique maximale détectable est de 0,12.

Cette fraction volumique détectable maximale est relativement faible sachant que la fraction volumique dans la partie dense du lit avoisine les 0,4 dans le cas général. On peut donc penser que le flux du laser est éteint sur une distance très courte, et donc qu'il est inintéressant de sonder le lit sur toute sa hauteur. Mais le lit fluidisé est un milieu fortement non homogène et turbulent ; on peut donc penser que la profondeur d'absorption du rayonnement se différencie de l'absorption d'un milieu homogène. Dans notre cas, l'absorption est due à la pénétration du rayonnement lors de l'éclatement de bulles et son absorption par des cluster de particules projetés dans le ciel (cf fig. 6.3). Les caractéristiques optiques moyennes du milieu sont donc à relier à une moyenne temporelle du flux reçu en un point du lit. L'impossibilité de résoudre des fractions volumique de plus de 0,12 n'est donc pas un problème pour évaluer correctement l'extinction de notre laser dans le lit fluidisé bouillonnant.

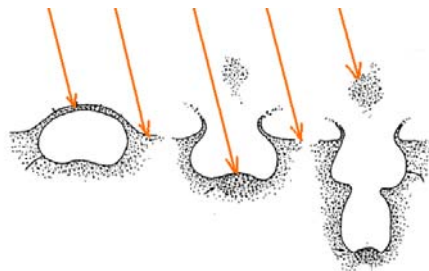


FIGURE 6.3 – Principe de propagation du rayonnement dans le milieu

### 6.3.3 Mesure de la perte de charge : Prises et capteurs de pression

La colonne de fluidisation est percée de 10 prises de pression. Les premières prises de pression, dans la zone dense du lit fluidisé sont espacées de 12 cm puis 7 cm car la densité moyenne

de particules est relativement constante dans ces zones. Par contre, dans le ciel et la zone de transition, le choix a été fait de fixer à 3 cm l'espace entre deux prises de pression afin de disposer d'une résolution intéressante pour décrire l'évolution de la porosité moyenne dans le ciel.

En équipant la maquette de prises de pression à intervalle régulier, on peut calculer la fraction volumique de particules d'après la relation [106] :

$$f_v = \frac{\Delta P}{\Delta H(\rho_P - \rho_G)g} \quad (6.3)$$

A partir de l'épaisseur des couches de lit fluidisé entre deux prises de pression, on peut déduire l'amplitude maximale de pression sur lequel le capteur doit fonctionner (cf. tableau 6.1).

TABLE 6.1 – Pertes de pression et précision du micro manomètre

Cas	Intervalle (cm)	$f_V$	$\Delta P$ (Pa)
Zone homogène dense	12	0,4	1506,8
Zone homogène dense	7	0,4	879
Ciel du lit très dense	3	0,4	376,7
Ciel du lit dense	3	0,1	94,2
Ciel du lit peu dense	3	0,01	9,4

Le micro manomètre utilisé possède une plage de mesure s'étalant de 250 Pa à 2500 Pa pour une résolution de 5,6 Pa. Il permet donc de couvrir toutes les zones de mesures avec une résolution maximale de 0,006 en terme de fraction volumique de particules. La précision du capteur n'est donc pas limitante dans notre mesure.

On note que la perte de pression est parfois inférieure au seuil de détection du capteur. Pour remédier à ce problème, il suffit d'augmenter la distance entre les deux prises de pression connectées avec le micro manomètre pour que la perte de pression soit compatible avec la pleine échelle.

## 6.4 Premiers essais et limitations du dispositif V1

Les premiers essais expérimentaux ont été un échec. Les causes de cet échec ont été identifiées et des améliorations ont été apportées sur trois points.

### 6.4.1 Mesure de l'extinction du flux

A cause de la forte agitation des particules par les bulles d'air, le guide de la fibre optique ne remplit pas son rôle et ne maintient pas l'ouverture de la fibre optique alignée avec le laser.



La mesure du flux transmis est impossible. Le problème est visible dès la phase d'étalonnage du dispositif (cf fig. 6.4) où l'on voit que le simple positionnement de la fibre entraîne des erreurs de mesure importantes de la puissance radiative à vide. La mesure n'est pas reproductible.

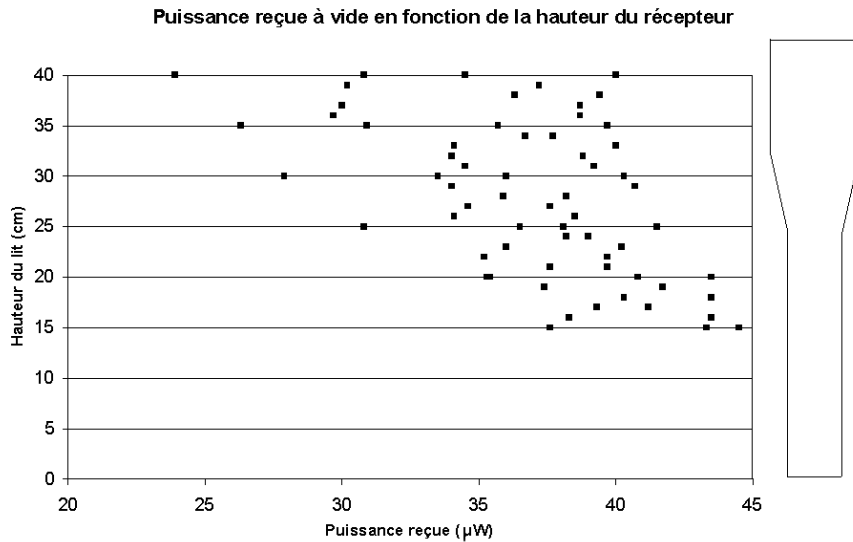


FIGURE 6.4 – Puissance laser reçue sur la sonde dans le récepteur à vide sur le dispositif V1

Pour remédier à ce problème, des améliorations ont été apportées sur le guide de la fibre optique et la diode laser.

Le nouveau guide de fibre optique est conçu dans un matériau plus rigide, à savoir le verre. Ainsi, le laser collimaté peut impacter la fibre optique quelle que soit sa position dans le lit fluidisé, et ce malgré la grande flèche quand on se déplace dans le ciel du lit. Le diamètre de la sonde est augmenté jusqu'à une valeur de 5 mm afin d'assurer la résistance du guide tout en limitant au maximum son impact sur le milieu. Un centreur (cf fig. 6.6.a) est ajouté au dispositif afin de réduire encore plus efficacement les vibrations de la sonde.

La diode laser précédemment utilisée est elle aussi modifiée. Elle est remplacée par un système comprenant une diode laser de plus haute puissance (30 mW) couplée à un extenseur de faisceau (cf fig. 6.5.a). L'extenseur de faisceau est lui même composé d'un filtre anisotrope afin de rendre la tache laser plus ronde et homogène ainsi qu'un extenseur de faisceau grossissant 6 fois. Le résultat est une tache laser collimatée de 3 cm de diamètre qui fournit à vide une intensité constante dans la plage supposée de déplacement de la sonde (cf fig. 6.5.b).

### 6.4.2 Mesure de la perte de charge

Les prises de pressions dans la colonne de verre sont réalisées par perçage de la colonne à chaud puis soudure d'une tétine en verre. La prise de pression du côté interne n'est pas nette et perturbe probablement les lignes de courant de l'écoulement par des turbulences. Ce phénomène

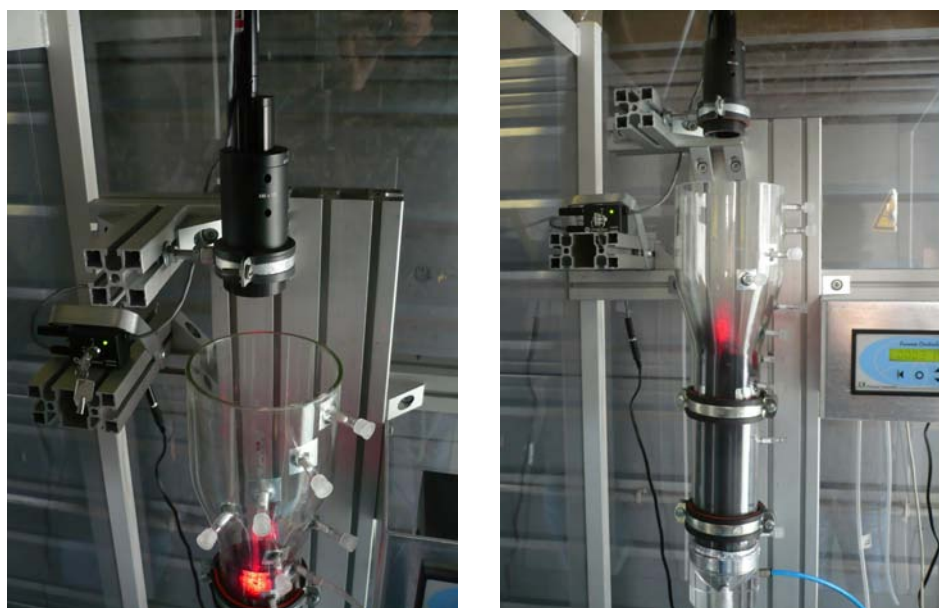


FIGURE 6.5 – A gauche, plan détaillé de l'émetteur laser : diode collimatée + extenseur de faisceau (a). A droite, visualisation de la tache laser dans le nuage de particules (b).

se ressent fortement au niveau des valeurs prises par la fraction volumique de particules calculée à partir de la perte de charge. En effet, la fraction volumique expérimentale diffère fortement des valeurs théoriques que l'on peut calculer par exemple au minimum de fluidisation, ce qui ne devrait pas être le cas.

Pour mesurer avec précision des pertes de charge très faibles correspondant aux concentrations volumiques d'un ciel de lit fluidisé, la prise de pression doit être la plus lisse et petite possible. De nombreuses références conseillent un piquage très fin du côté interne qui s'élargit ensuite pour pouvoir être relié à du tube standard et enfin le micro manomètre. Ce piquage de précision facile à réaliser sur une colonne en acier, est plus difficilement réalisable sur une colonne de verre. La solution adoptée a été de combler le piquage grossier de pression initial par un filtre poreux, puis de lisser sa surface avec un morceau de ruban adhésif percé d'un trou très fin (cf fig. 6.6.b). La perte de charge liée au filtre est négligeable.

### 6.4.3 Système d'échappement

Pendant les premiers essais, il a été constaté que périodiquement des paquets de particules sont projetés violemment vers le haut par l'éclatement de bulles. Ces paquets, qui possèdent une forte énergie cinétique initiale viennent impacter le bouchon avant de retomber dans le lit ou sortir du récepteur par l'ouverture du laser. Cette perte de masse du récepteur est à éviter. Pour ce faire, une vitre circulaire a été déposée au niveau de l'ouverture du laser. L'échappement de l'air se fait maintenant sur la périphérie de la vitre et du bouchon (cf fig. 6.7). Les particules



FIGURE 6.6 – A gauche, plan détaillé de la sonde à fibre optique en verre et de son centreur (a). A droite, plan détaillé des prises de pression (b).

qui viennent taper dans la vitre retombent maintenant en majorité dans le lit. Il a été ensuite vérifié que ce système d'échappement ne modifie pas les lignes de courant de l'écoulement dans la zone du lit fluidisé, afin de ne pas modifier la concentration en particules du ciel du lit.

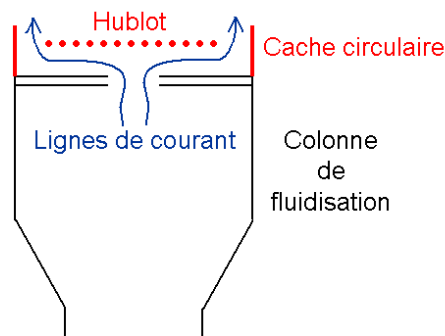


FIGURE 6.7 – Echappement de l'air de fluidisation

## 6.5 Nouveaux essais sur le dispositif amélioré V2

### 6.5.1 Etalonnage à vide

La mesure de la puissance reçu par la sonde dans la hauteur du lit est d'abord mesurée à vide, c'est à dire en l'absence de particules. Pour un rayon parfaitement collimaté, on pourrait s'attendre à une puissance reçue constante en tous points de l'axe du lit. Dans la réalité, on obtient un puissance décroissante au fur et à mesure que l'on s'écarte de la source. La courbe d'étalonnage (cf fig. 6.8) présente deux des tests les plus défavorables pour lesquels la puissance

en haut et en bas du lit sont les plus différents. Ce biais est probablement dû aux erreurs d'alignement du dispositif et au fait que la diode n'est pas parfaitement collimatée. Il convient donc pour la suite de prendre soin à bien aligner et régler le dispositif optique avant chaque expérience, et de tenir compte de cette décroissance de la puissance avec la hauteur. Un bon alignement permet d'obtenir une puissance quasiment constante sur toute la hauteur du lit, la correction devient alors minime. L'écart type des valeurs est très réduit par rapport à celui obtenu sur le dispositif V1 non amélioré.

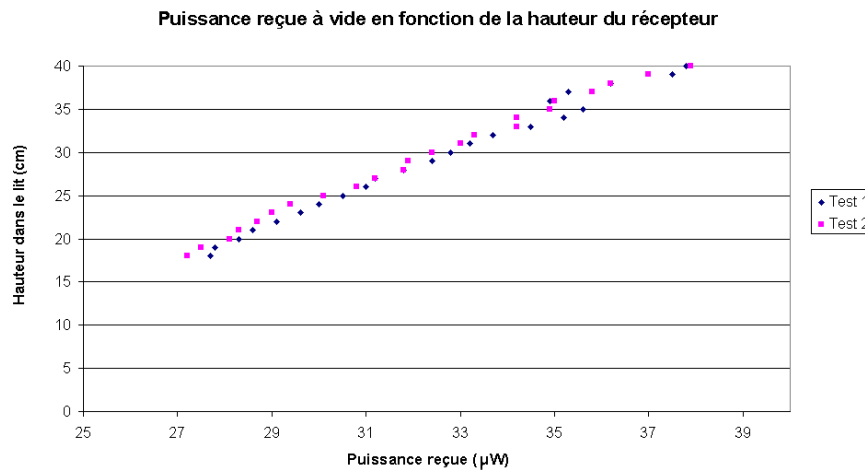


FIGURE 6.8 – Flux laser reçu sur la sonde dans le récepteur à vide

### 6.5.2 Protocole expérimental et erreurs de mesure

Afin d'obtenir les mesures les plus propres possible, certaines règles ont été établies par expérience :

- Pour vérifier que la perte de particules reste faible et n'influence pas les mesures dans le temps, la quantité de particules est pesée avant et après chaque essai ;
- Avant chaque mesure à un débit d'air donné, il faut attendre que le débit d'air contrôlé soit stable (environ une minute) et que le régime stationnaire du lit soit atteint (une dizaine de secondes) ;

En respectant les conditions ci-dessus, la figure 6.9 présente un échantillon de données brutes de perte de charge comme celles qui sont ensuite traitées et analysées dans cette thèse.

L'échantillonnage des pressions se fait à une fréquence de 10 Hz, la différence de pression entre deux points est ensuite moyennée sur un temps d'intégration de plus d'une minute. A partir de cette moyenne, on en déduit la fraction volumique de particules dans la tranche de lit fluidisé concernée.

Concernant la mesure de l'extinction de la puissance radiative, le lit fluidisé est sondé de bas en haut, afin de ne pas endommager le guide de la fibre optique. La sonde est fixée à

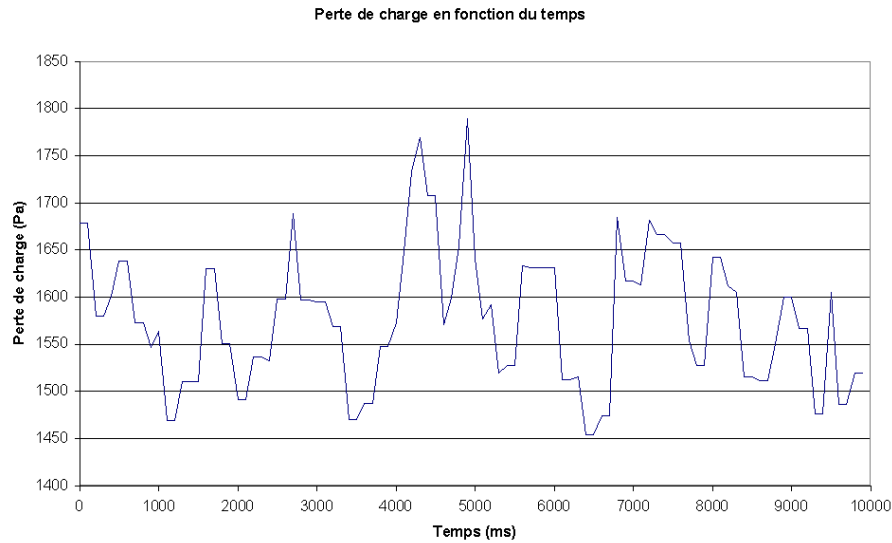


FIGURE 6.9 – Perte de charge sur le premier segment du récepteur, exemple de données brutes

une hauteur donnée ; une fois la mesure faite, elle est déplacée manuellement vers le nouveau point de mesure. Avant et après chaque mesure de la puissance transmise à un débit d’air et une hauteur donnés, une mesure à vide est réalisée afin de quantifier le flux maximal pouvant atteindre la sonde, valeur qui sert ensuite de référence. Le flux transmis est relevé tous les centimètres sur l’axe médian vertical du lit fluidisé.

A titre d’exemple, la figure 6.10 présente un échantillon de données brutes représentant la puissance lumineuse captée en un point quelconque du récepteur.

L’acquisition est faite à une fréquence de 1 MHz. La valeur finale exploitée est la moyenne de ce signal sur une minute. L’étude de ce signal est présentée au chapitre 7.

Malgré un protocole expérimental adapté, les erreurs de mesures ne sont jamais nulles et il convient donc de les déterminer. Pour prendre en compte la totalité des causes possibles d’erreur, celle-ci est évaluée par un traitement statistique et quantifiée par l’écart type. Les erreurs utilisées par la suite sont définies comme égales à deux fois l’écart type, afin de contenir 95% des valeurs. L’écart type est à chaque fois évalué sur vingt réalisations de la mesure. Entre chaque réalisation, la sonde optique est repositionnée, le débit d’air coupé puis rallumé.

Concernant la mesure de la perte de charge, l’écart type est calculé entre différentes paires de prises de pression distinctes pour 3 couples hauteur de lit fixe/nombre de fluidisation représentatifs. D’après cette étude, l’erreur relative pour la fraction volumique de particules est compris entre +/- 2% et +/-3% de la valeur. L’erreur relative a tendance à augmenter plus l’éloignement entre les prises de pression est faible. Cette erreur provient du manomètre, des variations du débit d’air et du temps d’intégration de la moyenne.

Pour la mesure du flux transmis sur la hauteur du lit fluidisé, l’écart type est calculé pour trois hauteurs de sonde et trois couples hauteur de lit fixe/nombre de fluidisation. D’après les

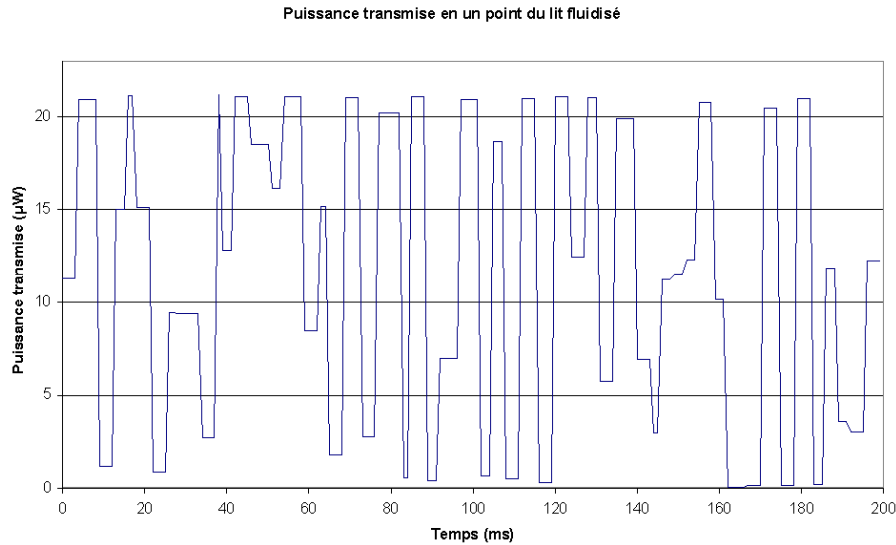


FIGURE 6.10 – Transmission d’une puissance laser en un point de la hauteur du récepteur, exemple de données brutes

mesures, l’écart type sur le pourcentage de flux transmis varie entre 0 et 1,14. Cet écart type dépend des paramètres expérimentaux mais aussi et surtout de la position de la sonde optique dans le lit. En effet, l’écart type est maximal dans le milieu de la zone d’extinction du flux et tend vers 0 pour les transmissions très fortes et très faibles. Pour simplifier la représentation de l’erreur sur les courbes, celle-ci est considérée constante sur la hauteur du lit. L’erreur absolue est donc fixée en rapport à sa valeur la plus forte mesurée, c’est à dire  $\pm 2,3\%$  (sur le flux transmis en %). Dans ce cas, la précision de la photo diode n’est pas déterminante. L’erreur globale provient plutôt de l’alignement du système optique (le jeu sur la tige), des variations du débit et probablement du temps d’intégration de la moyenne.

### 6.5.3 Paramètres expérimentaux étudiés

Les particules utilisées dans ces test sont des particules de carbure de silicium de  $370 \mu\text{m}$  de diamètre moyen pour une distribution granulométrique de 0,7 de span. Leur masse volumique est de  $3200 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ . Faute de temps, les autres granulométries disponibles de particules ( $730$  et  $130 \mu\text{m}$ ) n’ont pas pu être traitées dans cette thèse. Elle le seront par contre dans un stage réalisé au laboratoire par un élève de l’école des Mines d’Albi.

La hauteur du lit fixe initial de particules, indicateur de la masse de particules introduite dans le récepteur, a été fixée à 12, 16 et 20cm suivant les essais. Cette fourchette de hauteur semble représentative des différents chargement acceptables pour ce lit fluidisé, c’est à dire maintenant le ciel du lit fluidisé dans la zone du changement de section.

La vitesse de fluidisation, représentée par le nombre de fluidisation  $N$ , a varié entre 2 et 4

suivant les essais. Cet échantillon ne représente que le début de la plage de vitesse permettant une fluidisation bouillonnante qui s'échelonne jusqu'à un nombre de fluidisation de l'ordre 8,5. Les vitesses les plus importantes n'ont pas pu être étudiées à causes de limitations techniques du dispositif. Lorsque la vitesse de l'air devient trop importante dans la colonne, un grand nombre de particules sont projetées vers le haut à une vitesse pouvant atteindre 10 fois la vitesse de fluidisation [63]. Cette vitesse est telle que le changement de section ne permet pas de protéger le hublot. La longueur de la zone élargie n'est pas assez important pour faire baisser l'énergie cinétique des particules de gros diamètre projetées vers le haut. Dans le dispositif expérimental, ces particules sortent donc du récepteur. Dans un récepteur industriel, elles viendraient impacter le hublot et retomber dans le lit. Lors de sa conception, le dispositif expérimental a été dimensionné pour explorer des régimes de fluidisations ne projetant pas ou très peu de particules au niveau du hublot. Aucun système de récupération de particules tel un cyclone n'est installé, il faut donc se limiter aux petits nombres de fluidisation.

Pour explorer des valeurs supérieures du nombre de fluidisation, il faudrait modifier le prototype et accepter l'impact de nombreuses particules sur le hublot. Ceci implique pour une application industrielle de trouver un moyen de protéger le hublot des particules (par une couche d'air à grande vitesse?) ou de démontrer que ces impacts n'ont pas d'incidence sur le fonctionnement à long terme du récepteur. Au niveau du montage expérimental, il faudrait modifier le distributeur pour permettre à de plus grand débits d'air de passer, modifier la position de l'échappement (de vertical à horizontal) et le coupler à un système de récupération de particules type cyclone.

Le tableau 6.2 présente l'ensemble des paramètres explorés. Un des essais, semblé hors contexte par rapport aux autres (hauteur de lit fixe de 19 cm et N de 3,4) a été ajouté pour valider une simulation numérique déjà réalisée qui a demandé plusieurs jours de calcul.

TABLE 6.2 – Paramètres expérimentaux étudiés

Taille de particules ( $\mu m$ )	Hauteur du lit fixe (cm)	Masse de particules (kg)	Débit d'air ( $m^3.h^{-1}$ )	Vitesse de fluidisation (m.s)	Nombre de l'air
370	12	0,915	5,67	0,409	3
370	12	0,915	7,56	0,546	4
370	16	1,1	3,78	0,273	2
370	16	1,1	5,67	0,409	3
370	19	1,24	6,4	0,4620	3,4
370	20	1,275	3,78	0,273	2
370	20	1,275	4,73	0,18	2,5

## 6.6 Analyse des résultats

### 6.6.1 Extinction du flux incident et variation de fraction volumique moyenne

Dans un premier temps, nous avons tracé l'extinction du flux laser dans le lit fluidisé ainsi que la variation de fraction volumique moyenne pour trois cas représentatifs parmi la totalité des essais :

- une hauteur de lit fixe de 12 cm pour un nombre de fluidisation de 3 (cf fig. 6.11) ;
- une hauteur de lit fixe de 16 cm pour un nombre de fluidisation de 2 (cf fig. 6.12) ;
- et une hauteur de lit fixe de 20 cm pour un nombre de fluidisation de 3,6 (cf fig. 6.13).

La fraction volumique de particules est une moyenne temporelle et spatiale de la fraction volumique de particules par tranche de lit. Chaque palier sur le graphe représente une tranche de lit fluidisé auquel est rattaché en chaque point sa moyenne. Dans ces premiers graphiques, les courbes représentent les caractéristiques d'un récepteur couché sur le flan dans lequel le flux radiatif incident arriverait par la droite. Pour ces premiers exemples seulement, les intervalles de confiance sont représentés sous forme de barres d'erreur.

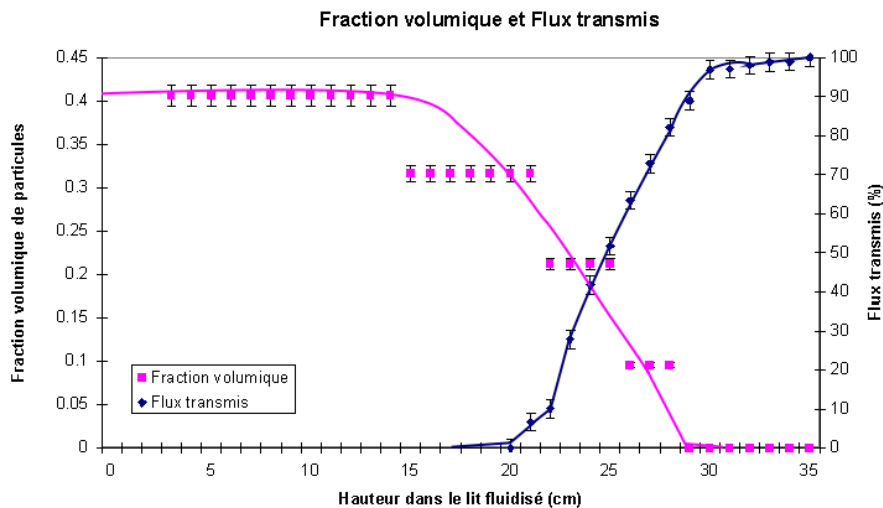


FIGURE 6.11 – Transmission du flux laser et évolution de la fraction volumique moyenne dans la hauteur du récepteur pour  $N=3$  et un lit fixe de 12 cm



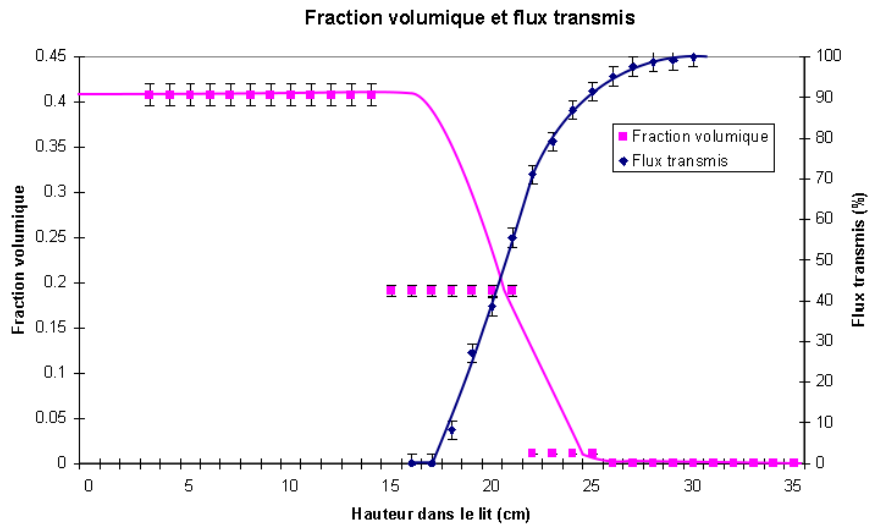


FIGURE 6.12 – Transmission du flux laser et évolution de la fraction volumique moyenne dans la hauteur du récepteur pour  $N=2$  et un lit fixe de 16 cm

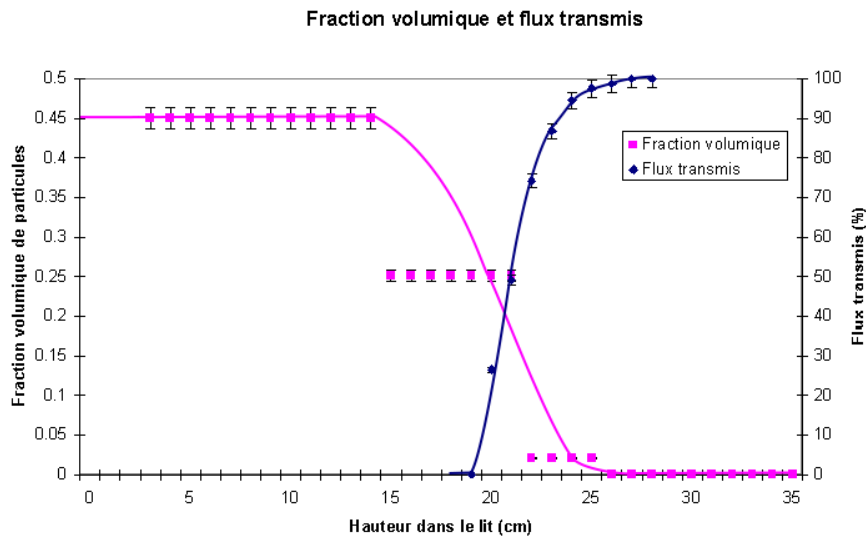


FIGURE 6.13 – Transmission du flux laser et évolution de la fraction volumique moyenne dans la hauteur du récepteur pour  $N=3,4$  et un lit fixe de 19 cm

Dans tous les cas présentés, l'absorption du rayonnement a lieu dans la zone de décroissance de concentration de particules. Plus la zone de décroissance de fraction volumique de particules est large, plus le rayonnement est absorbé sur une zone large du récepteur.

Quand on met en vis à vis l'évolution de la fraction volumique moyenne de particules avec la transmission du flux radiatif, on remarque que l'absorption du rayonnement se situe dans une zone où la fraction volumique de particules moyenne est très importante. Dans le cas de la figure 6.13, la fraction volumique moyenne de la zone où le flux radiatif est atténué correspond à un libre parcours moyen d'extinction inférieur au millimètre. La pénétration du rayonnement à cette profondeur est donc un phénomène instationnaire lié à la dynamique des bulles d'air dans le lit. Ce constat corrobore ce qui avait été présenté dès l'analyse bibliographique au chapitre 2.

## 6.6.2 Influence de la vitesse de fluidisation sur la distribution du flux incident

L'influence de la vitesse de fluidisation sur la distribution du flux incident a été étudiée en comparant les essais réalisés pour trois hauteurs de lit fixe 12 cm (cf fig. 6.14), 16 cm (cf fig. 6.15) et 20 cm (cf fig. 6.16) et à chaque fois deux vitesses différentes.

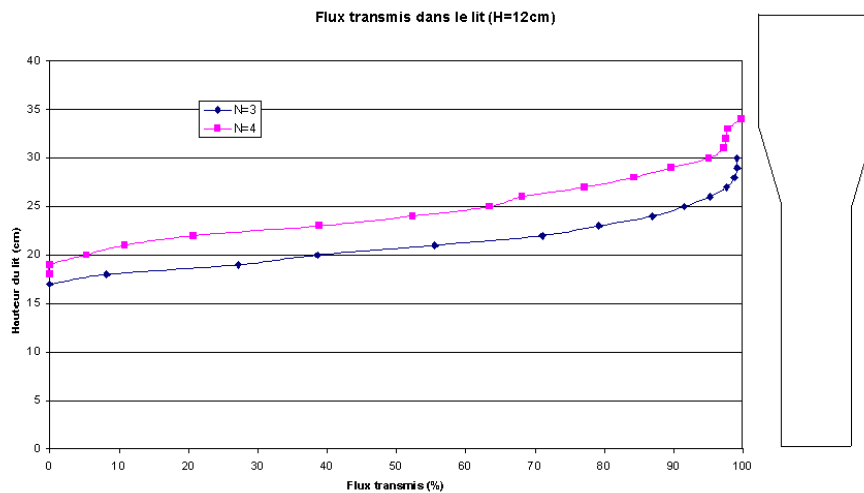


FIGURE 6.14 – Transmission du flux laser dans la hauteur du récepteur pour un lit fixe de 12 cm et une vitesse de fluidisation variable

On remarque que la variation du nombre de fluidisation n'est pas sans effet sur la profondeur de pénétration du rayonnement dans le récepteur. D'une part, augmenter la vitesse de fluidisation a pour effet de diminuer la profondeur maximale de pénétration du rayonnement dans le récepteur car le lit de particules se situe plus haut dans la géométrie. Par exemple, la profondeur maximale atteinte par le rayonnement pour un lit fixe de 20 cm, passe de 22 cm à 24 cm quand le nombre de fluidisation varie entre 2 et 2,5. D'autre part, le tableau récapitulatif 6.3 souligne le fait que l'augmentation de la vitesse de l'air améliore la qualité de la répartition du flux radiatif incident puisque le rayonnement est réparti sur une zone plus large avec un pic maximal d'absorption local plus faible.

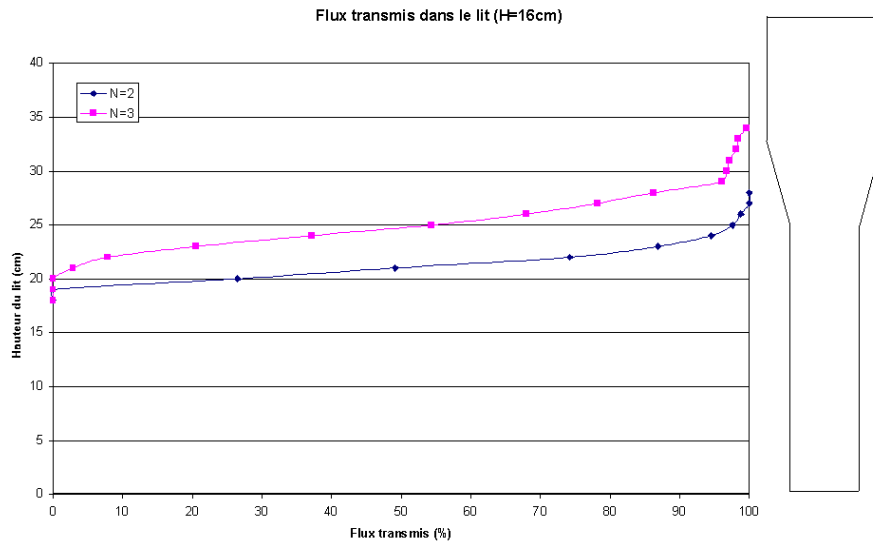


FIGURE 6.15 – Transmission du flux laser dans la hauteur du récepteur pour un lit fixe de 16 cm et une vitesse de fluidisation variable

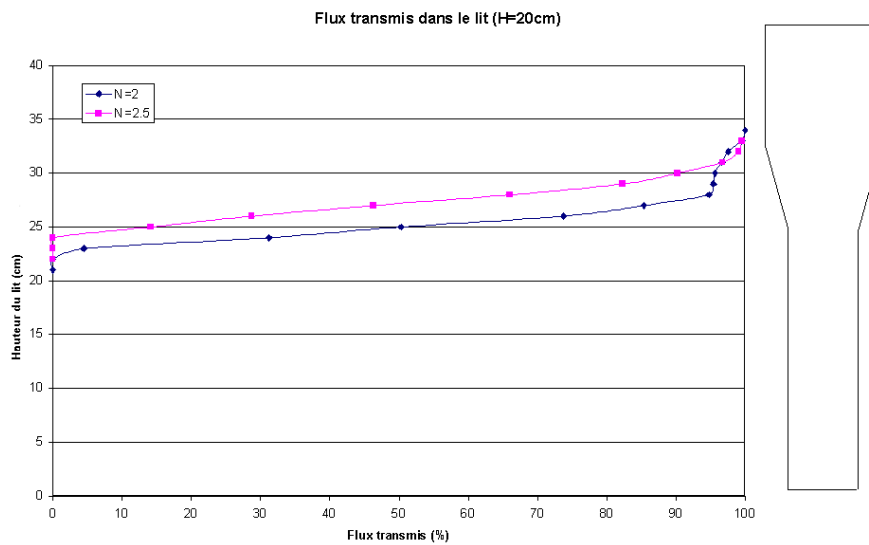


FIGURE 6.16 – Transmission du flux laser dans la hauteur du récepteur pour un lit fixe de 20 cm et une vitesse de fluidisation variable

Ces constats sont à relier à l'évolution de la fraction volumique de particules dans le lit en fonction de la vitesse de fluidisation qui a été tracée pour un lit fixe de 12 cm (cf fig. 6.17), 16 cm (cf fig. 6.18) et 20 cm (cf fig. 6.19).

D'une manière générale, l'augmentation de la vitesse de fluidisation a pour effet la diminu-

TABLE 6.3 – Evaluation des caractéristiques de la zone d’absorption du rayonnement et comparaison de différents essais

Hauteur de lit fixe (cm)	N	Zone d’absorption (cm)	Flux absorbé maximal (%)
12	3	8	19
12	4	10	18,2
16	2	5	26,5
16	3	7	17,3
20	2	4,5	26,8
20	2,5	6	19,5

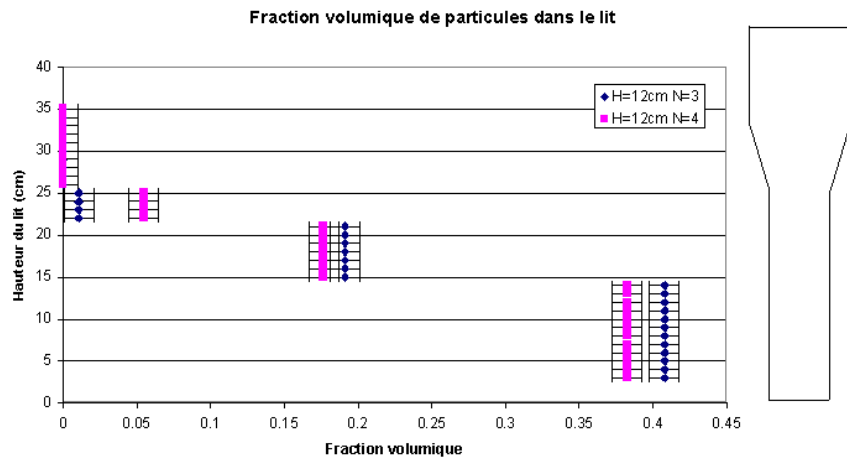


FIGURE 6.17 – Evolution de la fraction volumique moyenne dans la hauteur du récepteur pour lit fixe de 12 cm et une vitesse variable

tion de la fraction volumique de particules dans la zone dense du lit et l’élargissement de la zone de décroissance. D’un point de vue radiatif, c’est l’élargissement de la zone de décroissance qui modifie l’absorption du rayonnement puisque le rayonnement ne pénètre jamais jusqu’à la zone dense du lit de particules. Dans les essais réalisés pour un lit fixe de 20 cm, on remarque à vitesse élevée l’effet du changement de section du récepteur qui entraîne une légère flexion de l’évolution de la fraction volumique de particules dans la zone de décroissance. Dans les autres cas, cette influence est négligeable car le ciel de lit se situe en majorité en dessous du changement de section.

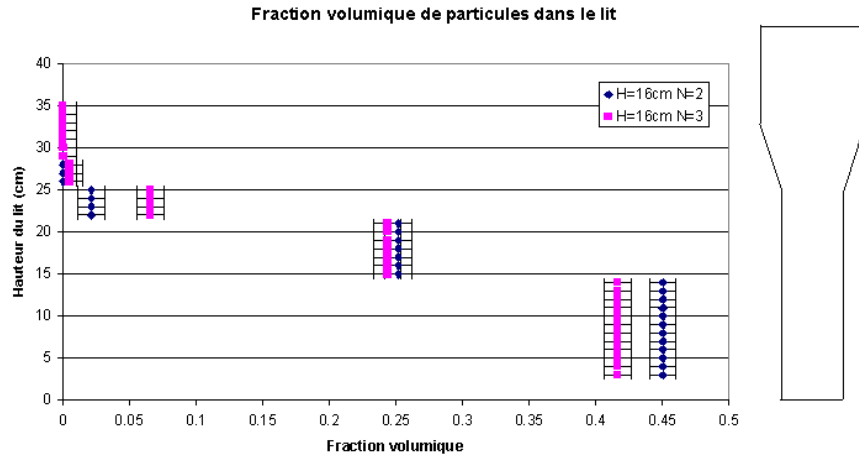


FIGURE 6.18 – Evolution de la fraction volumique moyenne dans la hauteur du récepteur pour lit fixe de 16 cm et une vitesse variable

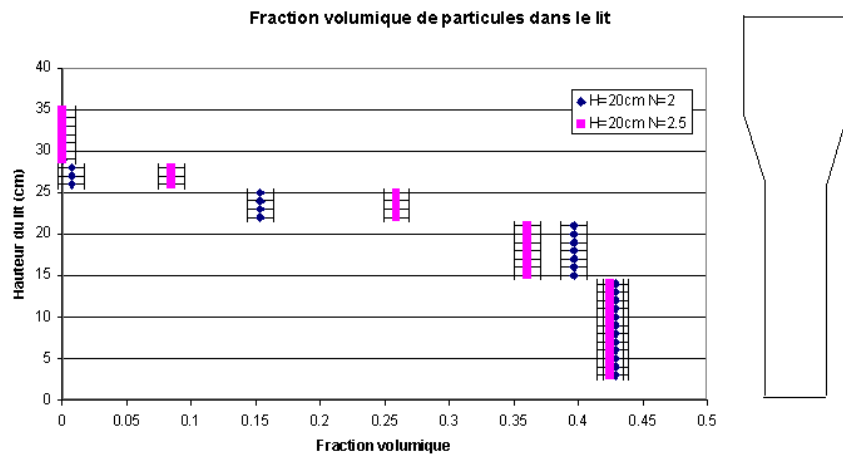


FIGURE 6.19 – Evolution de la fraction volumique moyenne dans la hauteur du récepteur pour lit fixe de 20 cm et une vitesse variable

### 6.6.3 Influence de la quantité de particules sur la distribution du flux incident

L'influence de la quantité de particules sur la distribution du flux incident a été étudiée en comparant les essais réalisés à vitesse égale pour différentes masses de particules. Pour  $N=2$  nous avons pu comparer des hauteurs de lit fixe de 16 et 20 cm (cf fig. 6.20) et pour  $N=3$  des hauteurs de 12 et 16 cm (cf fig. 6.21).

On remarque que la quantité de particules a une influence sur la position de la zone d'ab-

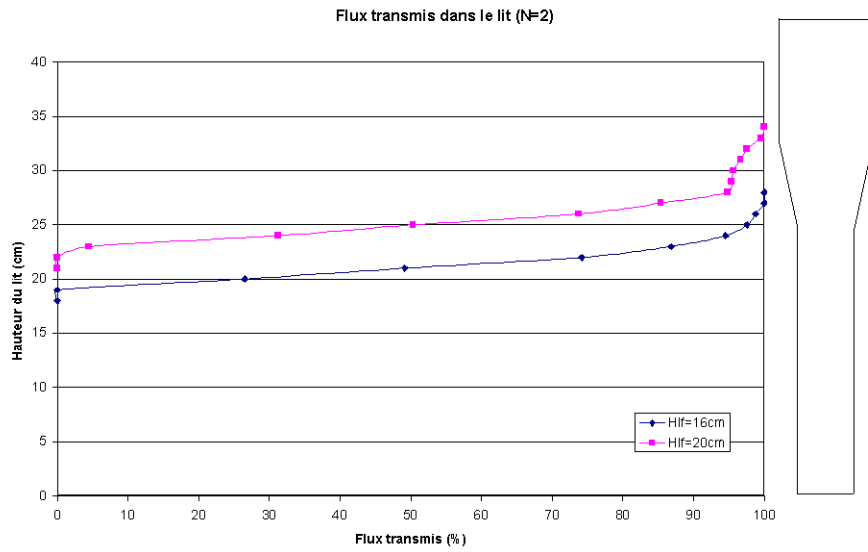


FIGURE 6.20 – Transmission du flux laser dans la hauteur du récepteur pour N=2 et une quantité de particules variable

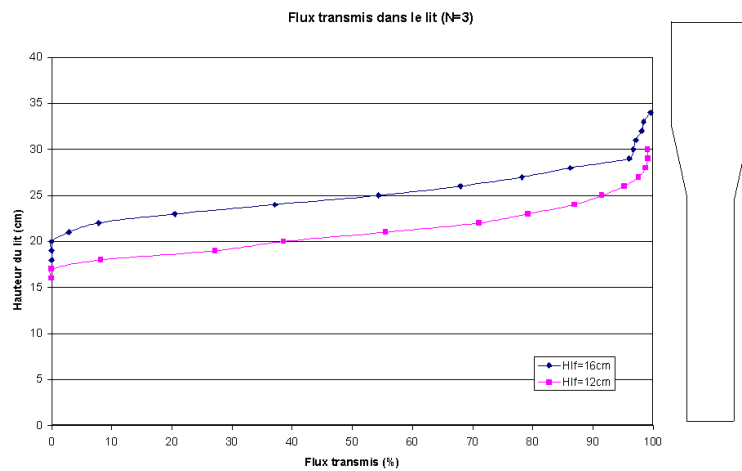


FIGURE 6.21 – Transmission du flux laser dans la hauteur du récepteur pour N=3 et une quantité de particules variable

sorption du rayonnement sans modifier sa répartition. Plus la hauteur du lit fixe de particules initial est importante, plus la zone d'absorption du rayonnement est haute sans que la forme de la courbe de distribution du flux ne soit modifiée. Ce phénomène, mis en valeur dans les figures 6.22 et 6.23 est d'autant plus intéressant que la différence de hauteur de zone d'absorption est égale à la différence de hauteur initiale entre les lits fixes.

De ces essais, on peut conclure que la quantité de particules introduites dans le lit peut

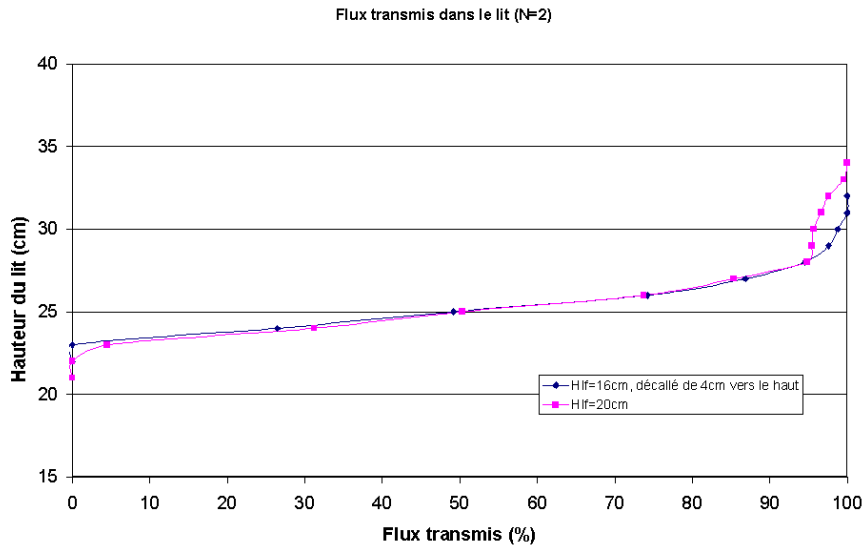


FIGURE 6.22 – Transmission du flux laser dans la hauteur du récepteur pour N=2 et une quantité de particules variable, courbe inférieure superposée à la supérieure

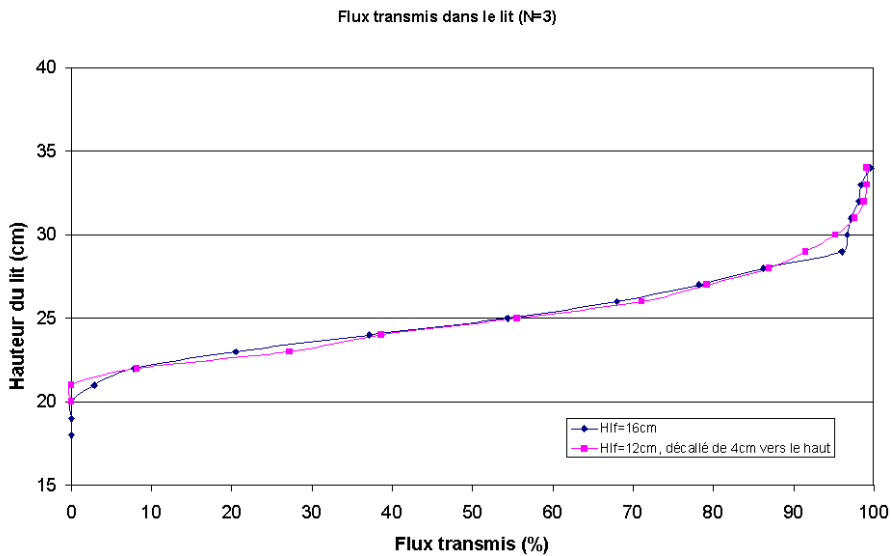


FIGURE 6.23 – Transmission du flux laser dans la hauteur du récepteur pour N=3 et une quantité de particules variable, courbe inférieure superposée à la supérieure

servir à positionner la hauteur de la zone d'absorption du rayonnement. On peut donc se servir de ce phénomène afin de régler le récepteur et d'adapter la position du ciel du lit à la position de la tâche focale du concentrateur. On peut aussi envisager de réduire ou augmenter la taille de la partie basse du récepteur (simultanément à la masse de particules) et ainsi faire varier

l'inertie thermique du récepteur.

Mais ce résultat doit probablement avoir ses limites car la hauteur du lit fixe n'est pas sans effet sur la qualité de la fluidisation. En effet, introduire trop peu de particules dans le lit peut entraîner une mauvaise fluidisation avec la création de zones de lit fluidisé vides de particules. A l'opposé, plus on ajoute de particules, plus la hauteur du lit est importante et plus la taille des bulles en surface est grande. Or, les transferts radiatifs dépendent fortement de la répartition de particules dans le récepteur, la taille des bulles ne doit pas être sans effet sur la distribution du rayonnement incident dans le lit fluidisé.

## 6.7 Conclusion

La maquette de récepteur à froid présentée dans ce chapitre, à travers la mesure de l'extinction d'un faisceau laser dans le ciel d'un lit fluidisé de particules et la mesure fine de la perte de charge sur la hauteur d'un lit fluidisé, nous a fourni un aperçu des paramètres qui modifient le comportement d'un lit fluidisé à changement de section soumis à un rayonnement incident. Une forte interaction entre le mouvement des bulles dans le lit fluidisé et l'extinction d'un rayonnement a été constatée. D'une manière générale, augmenter la vitesse de fluidisation du lit a pour effet de favoriser la répartition du rayonnement solaire dans le lit fluidisé car le flux absorbé est plus homogène et réparti sur une zone plus grande puisque le lit de particules est plus aéré. D'autre part, augmenter la masse de particules dans le lit a pour effet de décaler dans l'espace la zone d'absorption vers le haut, sans pour autant modifier de façon importante sa qualité.

Mais cette expérience a surtout produit les résultats qui serviront de référence aux simulations hydrodynamiques et radiatives développées dans les chapitres 4 et 5. La confrontation des résultats expérimentaux avec les modèles est présentée dans le chapitre suivant, le chapitre 7.



# Chapitre 7

## Confrontation des modèles à la référence expérimentale

### 7.1 Introduction

A partir des résultats expérimentaux développés dans le chapitre précédent, les modèles thermiques et radiatifs décrits dans cette thèse vont être vérifiés.

Concernant le modèle hydrodynamique du lit fluidisé (cf. chap. 5), le critère de concordance entre les valeurs expérimentales et numériques est la concentration moyenne de particules en fonction de la hauteur de lit. Pour les modèles radiatifs (cf. chap. 4), nous comparons les valeurs expérimentales et numériques de l'extinction d'un flux collimaté dans un milieu semi-transparent constitué de particules de SiC. Enfin, l'évolution verticale de température dans le lit fluidisé calculée par le modèle thermique 1D (cf. chap. 3) est comparé aux champs de températures expérimentaux obtenus pour un prototype de récepteur solaire étudié par A. Bounaceur [2] en 2008.

### 7.2 Ajustement du modèle hydrodynamique

#### 7.2.1 Choix du modèle du terme d'échange entre les phases

Nous comparons ici les résultats numériques de la simulation hydrodynamique du récepteur à lit fluidisé de base (cf. chap. 2) avec les résultats expérimentaux de mesure de perte de charge obtenus à partir de la maquette de récepteur à lit fluidisé développée au chapitre 6.

Le tableau 7.1 présente les fractions volumiques numériques moyennées spatialement sur des intervalles correspondants aux piquages de pression expérimentaux. A titre d'exemple, la tranche 3-15 représente les mesures prises entre 3 et 15 cm de lit fluidisé. Cette comparaison est réalisée pour des conditions initiales de lit fixe à 19 cm et un nombre de fluidisation de 3,4.

Quand on compare les erreurs relatives des différents modèles par rapport à la référence

TABLE 7.1 – Comparaison des valeurs de la fraction volumique moyenne numérique obtenue par l’utilisation de différents modèles de force de trainée et de la valeur de la fraction volumique moyenne de particules expérimentale

<b>Modèle de trainée</b>	<b>Tranche 3-15</b>	<b>Tranche 15-22</b>	<b>Tranche 22-25</b>	<b>Tranche 25-28</b>
Référence	0,41	0,32	0,21	0,1
Gidaspow	0,46	0,45	0,15	0,01
Syamlal	0,50	0,43	0,04	0,00
Di Felice	0,42	0,42	0,28	0,11

expérimentale, le modèle ajusté de Di Felice donne les meilleurs résultats, notamment dans la partie haute du lit. Le tableau 7.3 présente les erreurs relatives de la fraction volumique moyenne de particules numérique par rapport aux valeurs expérimentales sur les différentes tranches de lit fluidisé.

TABLE 7.2 – Comparaison des erreurs relatives (%) de la fraction volumique moyenne numérique obtenue par l’utilisation de différents modèles de force de trainée à la fraction volumique moyenne de particules expérimentale

<b>Modèle de trainée</b>	<b>Tranche 3-15</b>	<b>Tranche 15-22</b>	<b>Tranche 22-25</b>	<b>Tranche 25-28</b>
Gidaspow	+17,5	+27,8	-56	-95,8
Syamlal	+27,5	+11	-93	-99,8
Di Felice	+7,5	+28,7	+22,6	-15,8

On constate que le modèle de Di Felice donne les meilleurs résultats avec des erreurs relatives entre 28,9 et 7,5%. On remarque que les modèles ont tendance à surévaluer la fraction volumique de particules dans la partie basse du lit fluidisé. Cette tendance s’inverse au fur et à mesure que l’on progresse vers le haut du lit fluidisé. En effet, les modèles de Syamlal et Gidaspow sous estiment de façon importante la fraction volumique de particules dans le haut du lit par rapport à la référence expérimentale.

Afin de vérifier que le modèle de Di Felice puisse être appliqué à toute une gamme intéressante de vitesse et de hauteur de lit, d’autres comparaisons ont été faites pour un lit fixe de 12 cm à un  $N=3$  et un lit fixe de 16 cm à  $N=2$ . Les résultats sont une fois de plus comparés dans le tableau 7.3.

Pour ces nouveaux essais, on constate que l’erreur liée au modèle de Di Felice diminue. Le résultat est encourageant. Dans la suite de ce travail, nous utiliserons donc le modèle de trainée de Di Felice ajusté pour fermer les équations du modèle diphasique.

TABLE 7.3 – Comparaison des erreurs relatives (%) de la fraction volumique moyenne numérique obtenue par l'utilisation du modèle de Di Felice à la fraction volumique moyenne de particules expérimentale

Cas test	Tranche 3-15	Tranche 15-22	Tranche 22-25	Tranche 25-28
19 cm - N=3,4	-7,5	-28,7	-22,6	15,8
16 cm - N=2	4,2	14,8	20	Non renseigné
12 cm - N=3	1,7	6,3	10	Non renseigné

## 7.2.2 Champ de fraction volumique moyen et instationnaire, visualisation

Pour un lit fluidisé de 19 cm de haut, soit une masse de 1,24 kg et fluidisé à un nombre de fluidisation de 3,4, les figures 7.1 et 7.2 présentent les champs de fraction volumique de particules moyennés dans le temps et instationnaires récupérés à différents instants. Parallèlement, des photos du lit fluidisé expérimental en mouvement sont présentées dans la figure 7.3. Malheureusement, la correspondance entre les images numériques et expérimentales ne peut pas être faite étant donné l'aspect aléatoire de l'évolution d'un lit fluidisé bouillonnant.

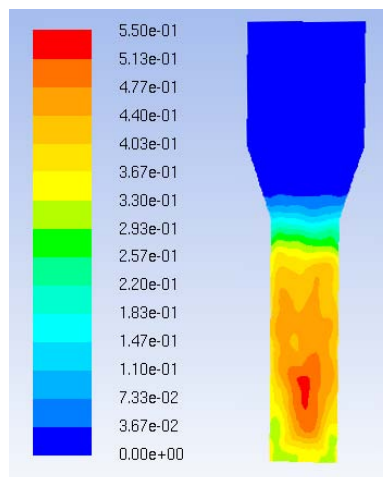


FIGURE 7.1 – Champ moyen temporel de fraction volumique de particules simulé avec Fluent

Dans la partie la plus dense du lit, la concentration de particules est telle qu'on ne peut rien remarquer de concluant sur les photographies expérimentales. Dans la zone du ciel, on peut par contre se rendre compte que des particules s'élèvent très haut dans le lit, surtout au niveau des parois. Des paquets de particules sont projetés vers le haut, viennent parfois impacter le hublot pour ensuite retomber dans le lit.

Pour choisir notre modèle, nous avons principalement étudié la fraction volumique moyenne dans l'espace et le temps. Pour ce critère, la simulation numérique donne de bons résultats quan-

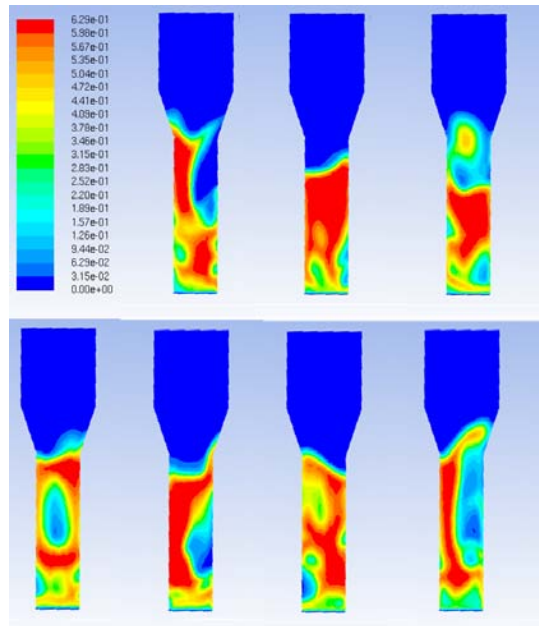


FIGURE 7.2 – Champs instantanés de fraction volumique de particule simulés avec Fluent



FIGURE 7.3 – Photographies du lit fluidisé expérimental en mouvement

titatifs. Par contre, si l'on compare les champs de fraction volumique de particules numériques à différents pas de temps et des photographies d'un lit fluidisé expérimental en mouvement, on se rend compte que les paquets de particules projetés violemment vers le hublot sur les photographies ne sont pas présents sur les simulation numériques.

Cette différence entre expérience et numérique entraine deux limitations de modélisation. La première est que l'outil numérique ne permet pas de quantifier la fraction de particules qui viennent impacter le hublot du récepteur. On ne peut donc pas utiliser cet outil pour nous renseigner convenablement sur un éventuel phénomène d'abrasion du hublot. La deuxième conséquence concerne le calcul des transferts radiatifs dans le ciel du lit. En effet, ces paquets de particules optiquement épais jouent probablement un rôle dans les transferts radiatifs car même si en moyenne la concentration de particules n'est pas très importante dans le ciel, le rayonnement y est très fort car il n'est pas encore atténué.

## 7.3 Vérification du modèle de transfert radiatif

### 7.3.1 Comparaison entre valeurs expérimentales et numériques de l'extinction d'un flux radiatif visible dans un lit fluidisé

Nous comparons ici les résultats numériques issus des modèles radiatifs avec les résultats expérimentaux de mesure d'extinction du flux laser dans la hauteur du lit fluidisé.

Les valeurs comparées sont les flux expérimentaux et numériques qui sont absorbés par couche de 1 cm.

Les flux absorbés calculés numériquement sont de deux types.

Le premier flux présenté, appelé par la suite flux moyenné, est le résultat d'un calcul radiatif réalisé à partir d'un champ de fraction volumique de particules moyenné sur une période de 10 secondes.

Le deuxième flux présenté, flux instationnaire, est quant à lui la moyenne des flux radiatifs calculés à partir de 100 champs instantanés de fraction volumique de particules relevés à intervalle régulier sur une période de 10 secondes.

Une série de courbes comparatives présente le flux absorbé par couche de 1cm en % suivant la hauteur du lit pour un lit fixe de 19 cm et un  $N=3,4$  (cf. fig.7.4), lit fixe de 12 cm à un  $N=3$  (cf. fig.7.5) et un lit fixe de 16 cm à  $N=2$  (cf. fig.7.6).

Les résultats expérimentaux ont été comparés aux résultats d'une simulation numérique 1D et d'une simulation 3D. La mesure étant prise sur l'axe central du lit, l'effet des parois ne se fait donc que très peu sentir et les valeurs obtenues en 3D sont similaires à celles calculées en 1D. En conséquence, les courbes de résultats de la simulation 3D ne sont pas représentées afin de ne pas surcharger inutilement les graphiques.

Dans tous les cas envisagés, et encore plus pour un lit fixe de 19 cm, le flux moyenné ne représente pas de façon satisfaisante les résultats expérimentaux. Par rapport à la référence expérimentale, l'absorption est beaucoup trop localisée et intense. Dans la réalité, le rayonne-

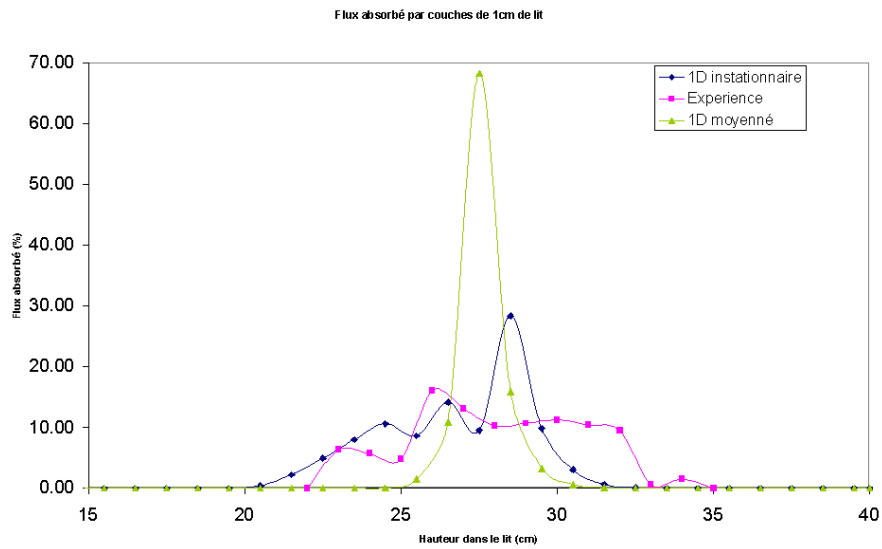


FIGURE 7.4 – Comparaison de l’absorption du flux radiatif par couches de 1 cm de lit entre référence expérimentale et calcul 1D pour un lit fixe de 19 cm et un  $N=3,4$

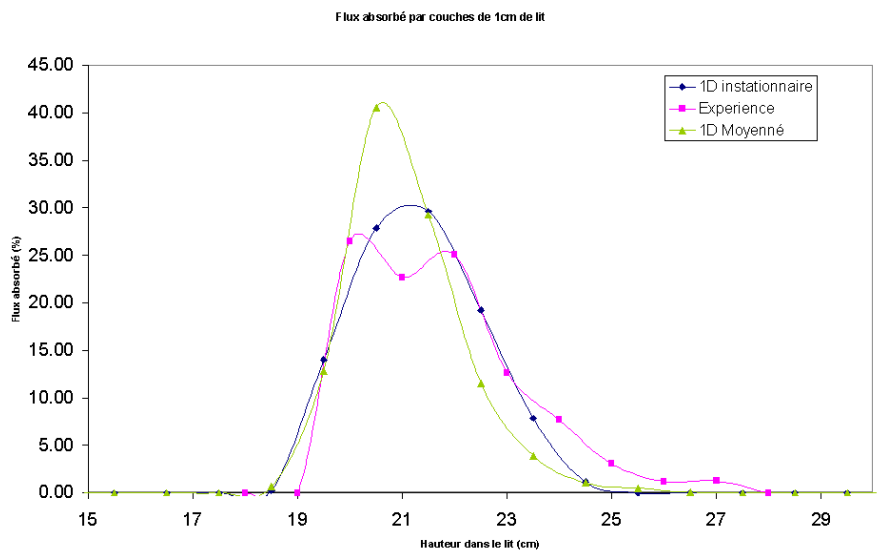


FIGURE 7.5 – Comparaison de l’absorption du flux radiatif par couches de 1 cm de lit entre référence expérimentale et calcul 1D pour un lit fixe de 12 cm et un  $N=3$

ment pénètre plus en profondeur, il est réparti sur une zone plus large avec un pic d’absorption moindre.

Le flux instationnaire représente mieux la réalité, même si le résultat n’est pas parfait. On remarque en effet que l’absorption sur les courbes expérimentales commence plus haut dans

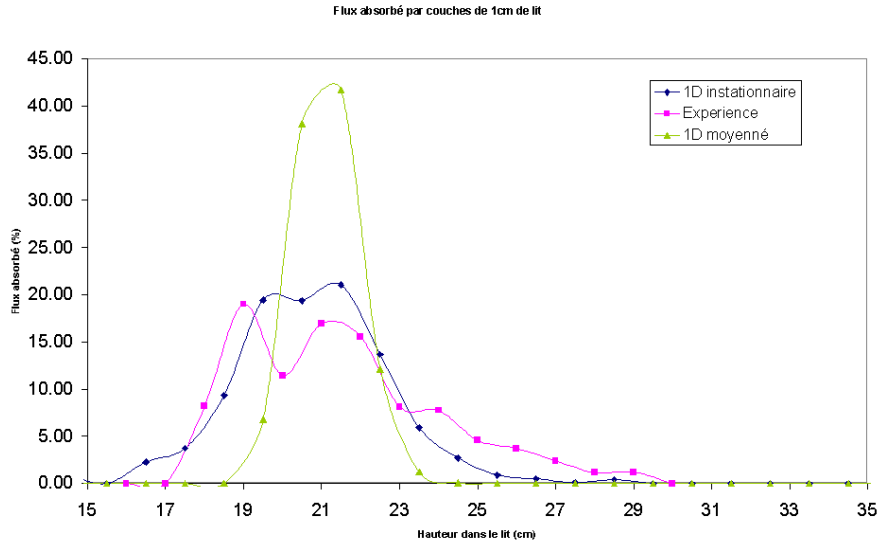


FIGURE 7.6 – Comparaison de l’absorption du flux radiatif par couches de 1 cm de lit entre référence expérimentale et calcul 1D pour un lit fixe de 16 cm et un  $N=2$

le lit par rapport à leurs équivalents numériques. La courbe d’absorption numérique est donc décalée vers le fond du lit par rapport à la référence. Ce phénomène est lié à la zone la plus haute et la plus diluée du ciel qui est mal représentée numériquement. Ceci vient confirmer la limitation de notre modèle hydrodynamique pour modéliser le lit fluidisé dans sa partie la plus haute contenant des paquets de particules projetés vers le haut par les bulles.

### 7.3.2 Intéraction turbulence/rayonnement

Nous avons montré que même s’il est difficile de simuler correctement la répartition du flux incident dans le récepteur, il est certain qu’il faut tenir compte de la turbulence et de l’évolution instationnaire du lit fluidisé pour calculer les transferts radiatifs.

Pour mieux se rendre compte du phénomène, la figure 7.7 présente l’évolution de la fraction volumique de particules dans le temps en deux points quelconques de l’axe du récepteur pour un lit fixe de 19 cm et un nombre de fluidisation de 3,4.

Comme nous l’avons évoqué plus tôt, les transferts radiatifs doivent être calculés à partir de champs instantannés de fraction volumique de particules. Pour ce faire, nous avons d’abord relevé en différents points de l’axe du lit fluidisé l’évolution de la fraction volumique de particules à une fréquence de  $10Hz$  pendant 10 secondes. Nous avons ainsi obtenu 100 champs de fraction volumique pour lesquels nous avons réalisé 100 calculs radiatifs. Le flux absorbé final est approximé par la moyenne de tous ces champs calculés :

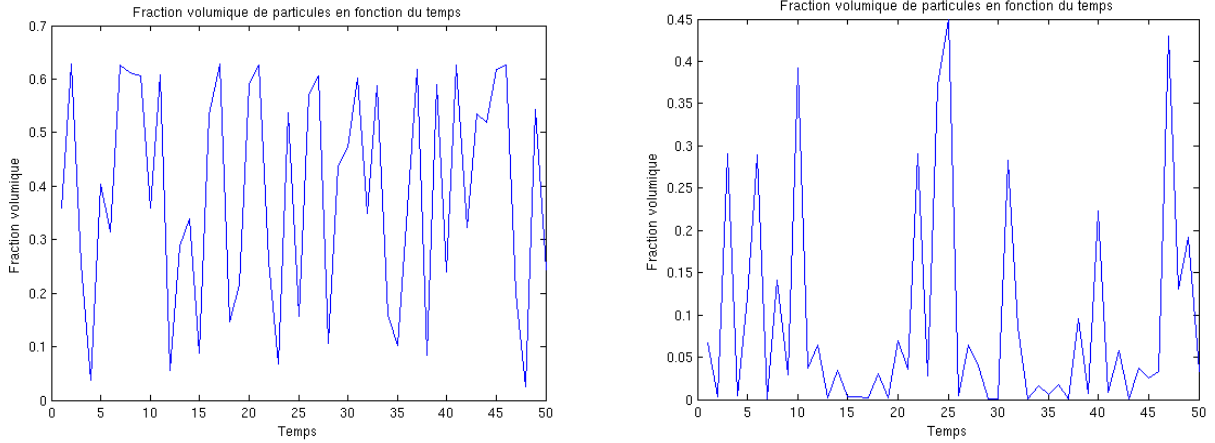


FIGURE 7.7 – Evolution de la fraction volumique de particules dans le temps pour un lit fixe de 16 cm et un  $N=2$  en 2 points différents du lit fluidisé : (a) à la base du ciel du lit et (b) en haut du ciel du lit

$$\Phi = \int_{t=0}^{t=10} \phi_t dt \approx \frac{1}{100} \sum_{i=1}^{100} \phi_{t_i} \quad (7.1)$$

Mais ce calcul est long, car il faut réaliser de nombreuses résolutions des transferts radiatifs. De ce fait, une réflexion permettant de trouver un moyen précis et plus rapide de procéder aux calculs radiatifs instationnaires est intéressante.

Une première tentative a été de traiter le signal par une analyse en fréquence de transformé de Fourier. Malheureusement cette étude fût vaine car aucune harmonique n'a pu être isolée.

Une deuxième tentative a été de traiter l'intégration des propriétés optiques du nuage de particules sur le temps par un traitement statistique, comme pour une intégration spectrale. En effet, on remarque de grandes similitudes entre le spectre en longueur d'onde d'un gaz et le spectre temporel des propriétés optiques du lit fluidisé. Dans un cas les propriétés optiques varient en fonction de la longueur d'onde alors que dans l'autre cas, elles varient en fonction du temps. L'idée est donc d'utiliser les avancées faites dans le traitement statistique des spectres de gaz pour l'appliquer aux variations temporelles des propriétés optiques des lits fluidisés.

### Application des k-distributions au lit fluidisé

Parmi les différents modèles spectraux étudiés, nous avons choisi d'appliquer à notre problème la méthode des k-distributions dont le principe est donné en annexe E. Cette méthode permet de ramener à  $N_q$  calculs monochromatiques le calcul d'un flux radiatif qui est à la base défini sur une infinité de longueur d'onde. Appliquée aux lits fluidisés, cette méthode permet d'approximer un calcul réalisé pour un grand nombre d'instantants différents ( $> 100$ ) par la somme pondérée de quelques calculs ( $\approx 10$ ).



Pour vérifier l'efficacité de ce traitement statistique appliqué aux lits fluidisés, nous avons comparé le flux absorbé par un lit fluidisé calculé avec le modèle à bande étroite en k-distributions basé sur une discrétisation des valeurs de  $k_a$  et la référence, c'est à dire un calcul réalisé puis moyenné sur 500 instants.

Les 500 champs instantannés de porosité sont issus de la simulation numérique de l'hydrodynamique d'un lit fluidisé de particules de  $280 \mu\text{m}$  de diamètre, de 12 cm de hauteur de lit fixe, fluidisés à un nombre de fluidisation de 6,3 pour la géométrie de base. Les propriétés optiques sont déduites de la fraction volumique de particules qui a été relevée à une fréquence de 10 Hz pendant 50 secondes. La quadrature utilisée pour la description de la fonction  $f$  du modèle des k-distributions (cf. annexe E) est une quadrature de Legendre d'ordre 16. Les coefficients de la quadrature ont été calculés à partir du code de calcul kspectrum réalisé par V. Eymet [107].

La figure 7.8 présente pour le calcul de l'absorption du flux radiatif par couches de 1 cm de lit fluidisé la comparaison entre un calcul réalisé sur 500 instants et un calcul utilisant une quadrature de Legendre d'ordre 16.

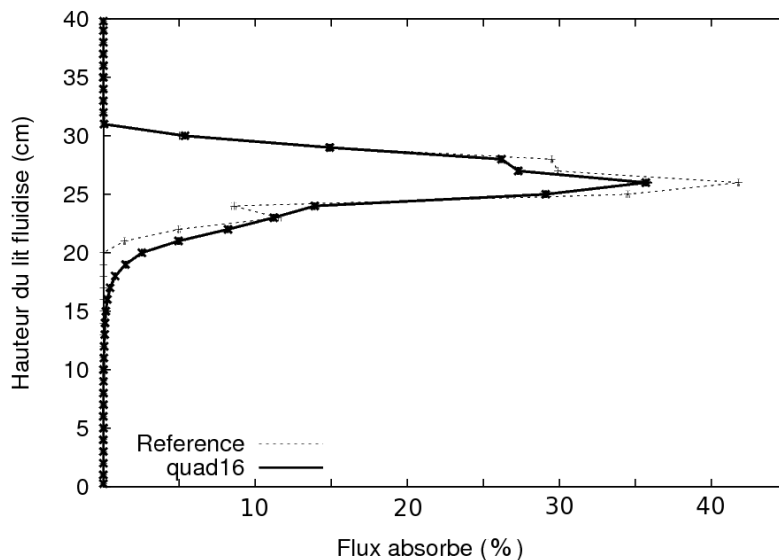


FIGURE 7.8 – Comparaison de l'absorption du flux radiatif par couches de 1 cm de lit fluidisé entre un calcul réalisé sur 500 instants (référence) et un calcul utilisant une quadrature de Legendre d'ordre 16

On remarque que la précision de calcul est bonne avec une erreur maximale de 12% pour un gain de temps de calcul très important. On gagne ici un facteur 30 sur le temps de calcul. Bien sûr, le flux de référence peut être calculé convenablement avec un nombre d'échantillon plus faible (ex : 100), mais même dans ce genre de cas le gain de temps reste non négligeable.

Le résultat présenté ici n'est qu'un essai préliminaire afin de prouver l'intérêt potentiel d'une méthode. Des tests utilisant différentes quadratures de différents ordres pourraient s'avérer

intéressants afin de diminuer le temps de calcul et d'augmenter la précision. Dans le cas présent, des quadratures de Legendre d'ordre 12 ou 8 ont été appliquées et donnent aussi des résultats très satisfaisants même si la précision décroît forcément quand on diminue le nombre de points de quadrature.

L'erreur constatée quand on utilise un modèle de  $k$ -distribution doit être liée à la forme des cumulées de coefficient d'absorption dans le lit fluidisé. Quand on trace les cumulées en différents points du lit (cf. fig. 7.9), on remarque que leur forme varie et que la pente des courbes est importante localement. Ces deux propriétés ne facilitent pas le choix de la quadrature qui fournira les bons points qui représenteront correctement la cumulée quelque soit l'abscisse du lit fluidisé concernée.

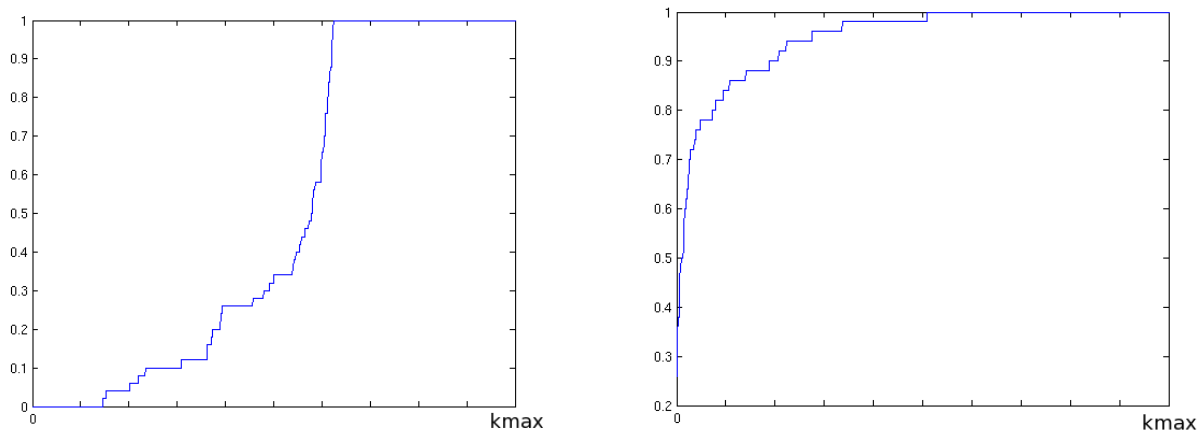


FIGURE 7.9 – Fonctions cumullées types du coefficient d'absorption du nuage de particules en deux points distincts du lit fluidisé : (a) à la base du ciel du lit et (b) en haut du ciel du lit

## 7.4 Vérification du modèle thermique

Dans cette partie, nous comparons les résultats obtenus par la modélisation 1D des transferts thermiques dans le lit fluidisé (cf. chap. 3) avec les résultats expérimentaux obtenus par A. Bounaceur durant sa thèse [2].

### 7.4.1 Présentation du dispositif expérimental

Pour rappel, le récepteur de base (cf. chap. 2) est constitué d'un diffuseur placé au bas d'une colonne à changement de section contenant des particules de SiC surmontée par un hublot de quartz (cf fig. 7.10). La colonne à changement de section est composée de trois parties : une colonne inférieure de diamètre 70 mm, une partie d'élargissement conique et une seconde colonne

de diamètre égal à 120 mm. La hauteur de la partie cylindrique inférieure est de 250 mm, celle de la partie conique de 75 mm et celle de la partie cylindrique de gros diamètre de 125 mm. La colonne a été réalisée en acier réfractaire.

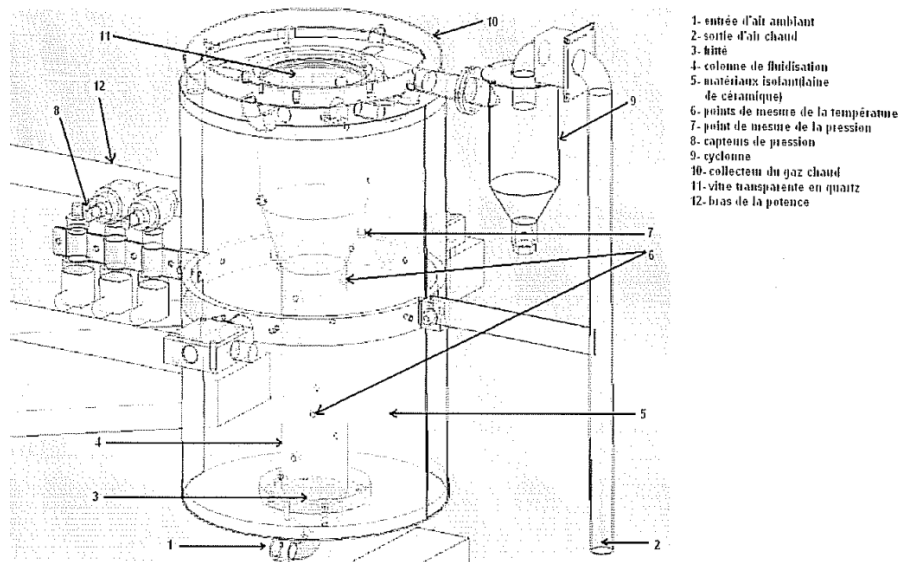


FIGURE 7.10 – Schéma du récepteur solaire à lit fluidisé selon [2]

Le prototype instrumenté étudié dans la thèse de A. Bounaceur [2] a été installé dans un four solaire pour chauffer un gaz à partir de la température ambiante jusqu'à 1000 K. Le rayonnement solaire concentré entre verticalement par le hublot pour être directement absorbé par les particules fluidisées. Le système de concentration utilisé, déjà décrit précédemment, est constitué d'une parabole focalisant le rayonnement solaire réfléchi a priori par un héliostat plan asservi au mouvement du soleil. Le concentrateur parabolique possède un diamètre de 4,6 m, une focale de 3,18 m positionnée sur le hublot du récepteur. Un obturateur à pales orientables permet de contrôler la puissance incidente sur le récepteur.

Les particules de SiC sont fluidisées par de l'air qui est admis à température ambiante.

Sur la colonne de fluidisation, douze thermocouples permettent de connaître la température du lit sur sa hauteur. La température est relevée une fois le régime permanent atteint.

Pour servir de référence à notre modèle thermique, quelques cas ont été extraits parmi les multiples essais de l'étude expérimentale [2]. Ces cas ont été sélectionnés car ce sont les plus complets en terme d'information et car ils présentent différentes tailles de particules de 130 à 600  $\mu m$ , différentes vitesses de fluidisation et différents taux de remplissage de colonne. Les trois cas retenus sont les suivants :

Cas test	Hauteur de lit fixe (cm)	Diamètre de particule ( $\mu\text{m}$ )	N	Puissance solaire (W)
1	10	130	10	2090
2	16	280	4,6	2160
3	16	600	2,3	3165

Pour chacun de ces cas tests, nous disposons de l'évolution d'une température intermédiaire entre celle des particules et celle de l'air relevée en fonction de la hauteur du récepteur. Nous disposons aussi de la température de sortie d'air.

### 7.4.2 Comparaison des champs de température

Sur les trois cas qui ont été modélisés, la simulation du lit fluidisé de particules de  $130 \mu\text{m}$  s'est avérée problématique. Ceci s'explique du fait que dans ce cas critique, avec un nombre de fluidisation de 10, le lit fluidisé quitte le régime bouillonnant pour entrer en régime turbulent. Ce résultat souligne que l'application de ce modèle est limitée aux lits fluidisés bouillonnants, la physique des lits fluidisés turbulents étant différente.

Pour les deux autres cas étudiés, nous avons tracé l'évolution de la température moyenne expérimentale du lit et la température du gaz d'une part et des particules d'autre part des simulations numériques (cf fig. 7.11 et 7.12). A noter que la température dite température moyenne expérimentale est en fait une température intermédiaire entre celle des particules et du gaz, le thermocouple étant plongé directement dans le milieu fluidisé.

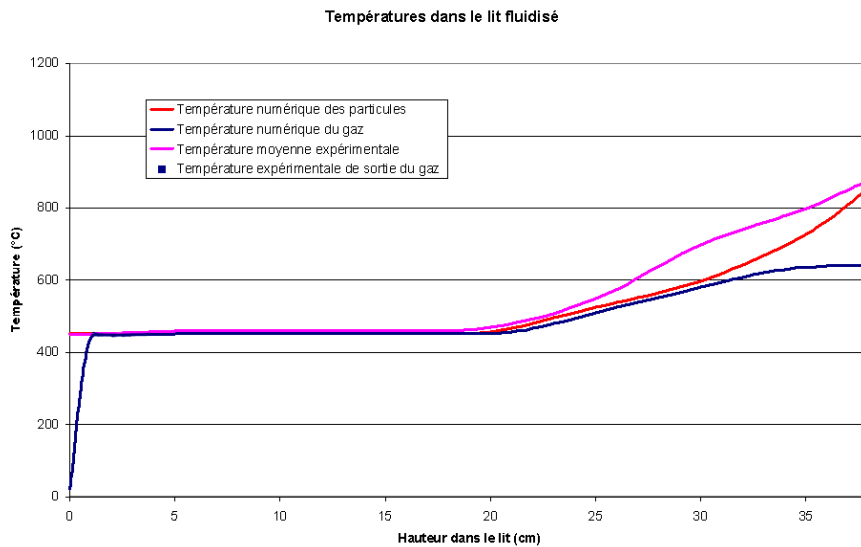


FIGURE 7.11 – Champs de température numériques et expérimentaux dans un lit fluidisé de particules de  $280 \mu\text{m}$  à  $N=4,6$

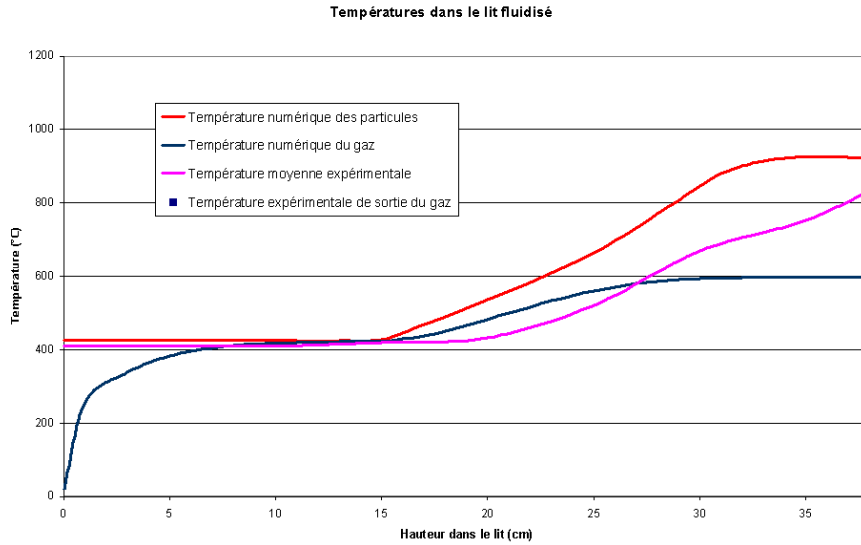


FIGURE 7.12 – Champs de température numériques et expérimentaux dans un lit fluidisé de particules de  $600 \mu\text{m}$  à  $N=2,3$

Par analyse des courbes comparatives, on note que le modèle respecte la tendance de l'évolution de la température expérimentale. On retrouve l'évolution de la température suivant les trois zones thermiques du lit fluidisé.

Dans la zone la plus basse, le gaz s'aligne progressivement à la température des particules. Ce phénomène est bien représenté par les températures numériques. Dans cette zone, on remarque une légère croissance de la température expérimentale. Un premier bon point pour le modèle est que l'étendue de la zone de croissance de la température expérimentale correspond à la zone de chauffage numérique pour les deux cas tests.

Dans la zone intermédiaire, on constate un palier de température. C'est la zone où particules et gaz sont à une même température. Ce phénomène correspond à une température expérimentale constante et des courbes de température numérique confondues. Dans les deux cas étudiés, la température sur le plateau est bien représentée avec une légère sous estimation d'environ  $10^\circ\text{C}$  pour les particules de  $280 \mu\text{m}$  et sur estimation de  $10^\circ\text{C}$  pour les particules de  $600 \mu\text{m}$ .

Dans la zone du ciel, les températures des particules et du gaz augmentent à nouveau. C'est la zone qui reçoit le rayonnement concentré, au dessus de la zone dense du lit. Dans les cas des particules de  $280 \mu\text{m}$ , les courbes de température numériques des particules et de l'air sous estiment légèrement la température moyenne expérimentale. Pour les particules de  $600 \mu\text{m}$ , les températures numériques sur évaluent les mesures expérimentales. La transition entre zone homogène en température et zone à fort gradient est moins bien positionnée que dans le cas des particules de plus petit diamètre.

On remarque aussi, notamment dans la partie la plus haute du lit et pour les particules de  $600 \mu\text{m}$  une flexion sur les courbes de température obtenue par le modèle qui n'est pas présente

sur la courbe expérimentale. Cette flexion est liée au fait que le terme source radiatif solaire diminue fortement passé les 30 cm de hauteur du lit car la concentration en particules y devient très faible. Cette différence entre courbes expérimentales et numériques est probablement liée à deux phénomènes. Le premier est que l'hydrodynamique du lit est mal modélisée dans la partie la plus haute du ciel. En conséquence, le nuage de particules très dilué dans le ciel du lit est absent de notre modèle. Expérimentalement, ce sont ces particules très chaudes car soumises à un rayonnement concentré et peu atténué qui contribuent à augmenter la température du lit au dessus des 30 cm. Mais puisqu'elles ne sont pas prises en compte dans le modèle, il est normal de constater une température plus basse dans les résultats donnés pour cette zone. Le deuxième phénomène est à relier aux prises de température expérimentale qui peuvent surestimer la température du lit fluidisé. En effet, si les thermocouples placés dans le ciel du lit sont soumis à un rayonnement très importants dans une zone de très faible concentration de particules, il peuvent indiquer une température anormalement élevée. Pour remédier à ce problème, il est probablement possible de corriger le signal de température mesuré mais les incertitudes quant au dispositif expérimental utilisé ne nous le permettent pas.

Enfin, la température de sortie de gaz concorde entre expérience et modèle avec une différence de 12 °C pour les particules de 280  $\mu\text{m}$  et 2 °C dans l'autre cas.

## 7.5 Conclusion

La comparaison des résultats numériques des modèles thermiques et radiatifs décrits dans cette thèse avec les références expérimentales disponibles s'est avérée payante.

Effectivement, une fois le terme d'échange entre les phases particulaire et gazeuses du modèle hydrodynamique Eulerien configuré, le modèle permet de décrire convenablement la distribution moyenne de particules dans les lits fluidisés étudiés. Malheureusement, le modèle révèle ses limites quand il s'agit de traiter la partie la plus haute du ciel constituée de paquets de particules éjectés par l'éclatement des bulles à la surface du lit.

Les codes radiatifs permettent de bien représenter l'extinction d'un flux radiatif visible collimaté quand un champ de fraction volumique de particules instationnaire est utilisé. Un modèle statistique représentant les propriétés optiques du milieu particulaire à l'aide d'une quadrature a permis de réduire les temps de calcul pour une perte de précision acceptable.

Enfin, le modèle 1D thermique a prouvé sa capacité à décrire l'évolution réelle de la température du lit fluidisé de particules et du gaz qui le traverse.

Malgré tout, les résultats obtenus sont à considérer avec précaution car le modèle thermique 1D ne prend en compte ni les effets parois, ni la direction d'incidence du rayonnement, ni l'évolution fine de la concentration de particules dans la partie supérieure du ciel du lit. C'est pourquoi nous explorerons ces effets dans le chapitre 8 où nous étudions l'influence de la géométrie du récepteur à lit fluidisé bouillonnant à changement de section sur les transferts thermiques dans le récepteur.

# Chapitre 8

## Effets de la géométrie du récepteur sur les transferts thermiques

### 8.1 Introduction

Malgré les nombreuses expériences réalisées sur un prototype de récepteur solaire à lit fluidisé dans la thèse de A. Bounaceur, il est difficile d'analyser les résultats obtenus pour en déduire une règle de conduite permettant l'augmentation du rendement du récepteur car la majorité des paramètres étudiés sont étroitement reliés entre eux et modifient ensemble les caractéristiques du lit fluidisé.

C'est pourquoi nous proposons dans ce chapitre d'appliquer nos outils à des récepteurs de géométries différentes et d'utiliser la plus-value de la simulation numérique dans la compréhension des phénomènes thermiques du récepteur. Le but est d'orienter notre choix vers une géométrie de récepteur plus efficace.

### 8.2 Analyse des transferts radiatifs pour les cas de base

Dans un premier temps, nous allons revenir sur les résultats introduits dans le chapitre 7.4 qui présentaient pour la géométrie du récepteur de base, un lit fluidisé de particules de  $280 \mu\text{m}$  et un autre de  $600 \mu\text{m}$ .

#### 8.2.1 Transferts radiatifs 1D

La figure 8.1 présente l'énergie solaire en watts absorbée par couches de 1cm à différentes profondeurs du lit fluidisé pour les particules de  $280 \mu\text{m}$  avec une énergie solaire incidente de 2160 W et les particules de  $600 \mu\text{m}$  avec une énergie solaire incidente de 3165 W. Les transferts radiatifs sont calculés à partir des valeurs expérimentales des températures du milieu. La fraction volumique de particules dans le lit est calculée numériquement.

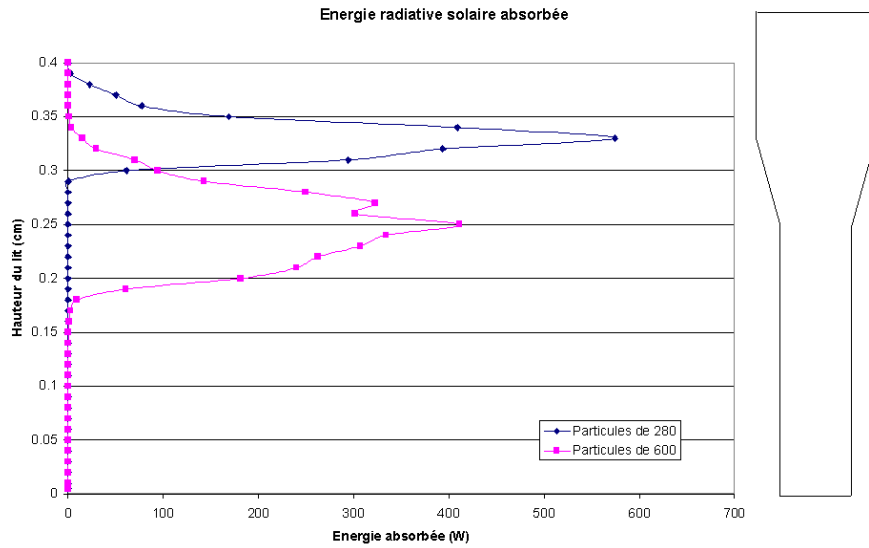


FIGURE 8.1 – Comparaison de l'énergie solaire absorbée par couche de 1 cm dans des lits de particules de 280 et de 600  $\mu\text{m}$

Quand on compare la répartition de l'énergie solaire incidente, on se rend compte que celle-ci est répartie sur une zone plus étendue dans le cas des particules de plus gros diamètre. L'absorption se fait plus en profondeur dans le lit, l'énergie est plus diluée entre les couches.

Si l'on relie l'analyse de la répartition de l'énergie solaire avec les champs de température obtenus, on remarque que par rapport au lit de particules de 600  $\mu\text{m}$ , le lit de particules de 280  $\mu\text{m}$  présentent un énergie absorbée plus intense, locale et haut placée dans le lit. La conséquence sur la température du lit est que la surchauffe est plus importante dans le lit de petites particules par rapport au lit de particules de plus gros diamètre. De plus, l'énergie pénètre moins en profondeur dans le récepteur pour les particules de 280  $\mu\text{m}$ , ce qui explique une température de palier plus faible dans la partie basse du lit.

La figure 8.2 présente l'énergie infra rouge en watts émise (rayonnement émis-rayonnement reçu) par des couches de 1cm à différentes profondeurs du lit fluidisé.

Quand on regarde les courbes d'émission, on constate que ce sont les mêmes zones du lit fluidisé qui captent l'énergie solaire et contribuent aux pertes par rayonnement infra rouge. Ce phénomène est souligné par la figure 8.3 qui juxtapose les termes d'émission et d'absorption.

Comme pour l'absorption du rayonnement solaire, le lit de particules de 600 $\mu\text{m}$  offre une émission infra rouge répartie sur une zone plus large située à une altitude plus basse dans le récepteur. L'émission est plus importante pour ce lit, ce qui est normal puisque l'énergie incidente absorbée est plus importante mais le rendement est du même ordre de grandeur dans les deux cas.

On note que ce n'est pas la zone la plus chaude du lit qui perd le plus d'énergie par rayonnement, mais plutôt la zone où on trouve à la fois une fraction volumique de particules



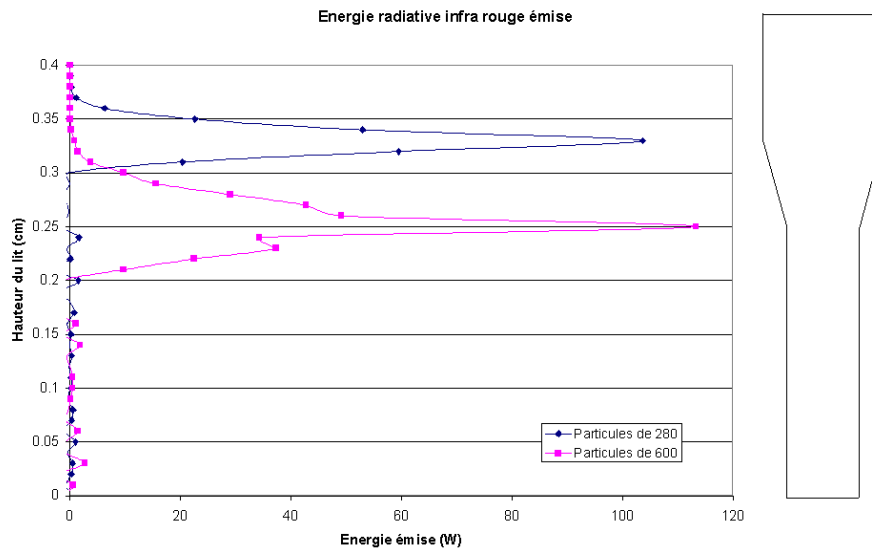


FIGURE 8.2 – Comparaison de l'énergie infra rouge émise par couche de 1 cm dans des lits de particules de 280 et de 600  $\mu m$

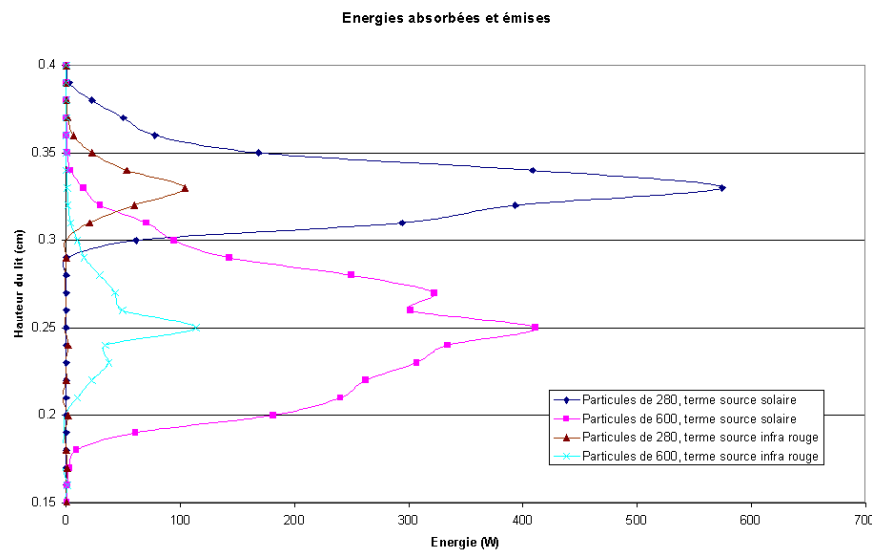


FIGURE 8.3 – Comparaison des termes d'émission et d'absorption par couche de 1 cm dans des lits de particules de 280 et de 600  $\mu m$

et une température élevées. Dans les deux zones inférieures du récepteur (zone de transition et de palier), le terme source radiatif est proche de zéro. Ceci s'explique de part les épaisseurs optiques qui sont très importantes dans cette zone et d'autre part par le gradient thermique très faible. En conséquence, d'un point de vue radiatif, un élément de volume appartenant à la

partie basse du récepteur ne voit ni l'extérieur du récepteur ni les zones du lit où la température est différente. Il ne peut donc pas échanger par transferts radiatifs infra rouge avec ces éléments.

### 8.2.2 Effet de la géométrie sur la répartition du rayonnement incident

En comparant la distribution du terme source solaire dans le récepteur par un calcul 1D et un calcul 3D, nous souhaitons déterminer de quelle manière la prise en compte de la géométrie 3D du récepteur et du concentrateur influence les calculs radiatifs. La géométrie de récepteur étudiée est celle du cas de base. Dans calcul 1D, le rayonnement incident arrive collimaté parallèlement à la surface du lit fluidisé. Dans l'application 3D, le rayonnement arrive avec un angle d'ouverture défini par une parabole de 4,6 m de diamètre pour 3,9 m de focale et dont le plan focal est positionné au niveau du hublot du récepteur. L'enceinte du récepteur en acier inoxydable est modélisée par des parois dont le coefficient de réflexion diffuse est fixé à 0,4 selon [108].

Les figures (cf fig. 8.4) et (cf fig. 8.5) présentent, pour les deux diamètres de solide, la puissance solaire absorbée par les particules dans le cas du calcul 1D et la puissance solaire absorbée par les particules, les parois et la somme des deux absorptions dans le cas du calcul 3D.

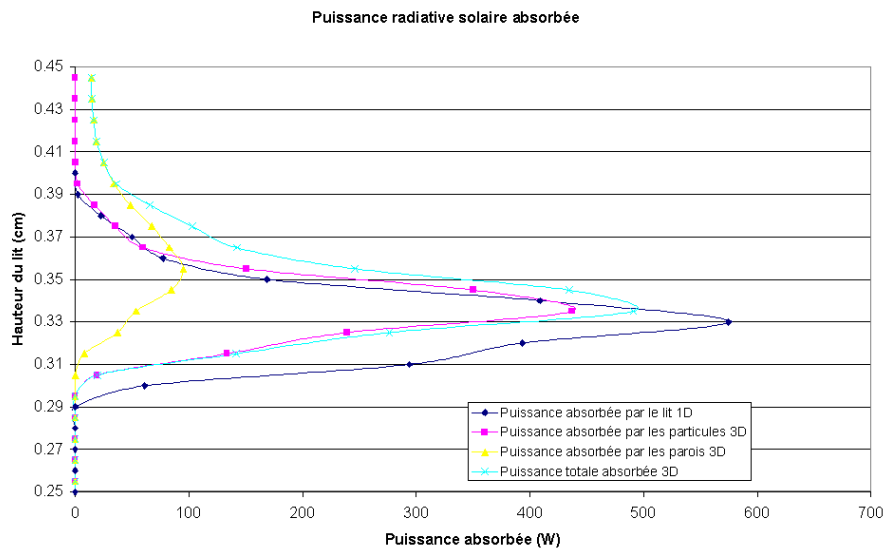


FIGURE 8.4 – Comparaison de la puissance solaire absorbée par couche de 1 cm dans un lit fluidisé de particules de  $280 \mu\text{m}$  à  $N=4,6$  pour un calcul 1D et 3D

Pour les deux granulométries utilisées, l'absorption par le lit fluidisé de particules s'initie dans la même zone mais le pic d'absorption maximum est déplacé vers le haut du récepteur

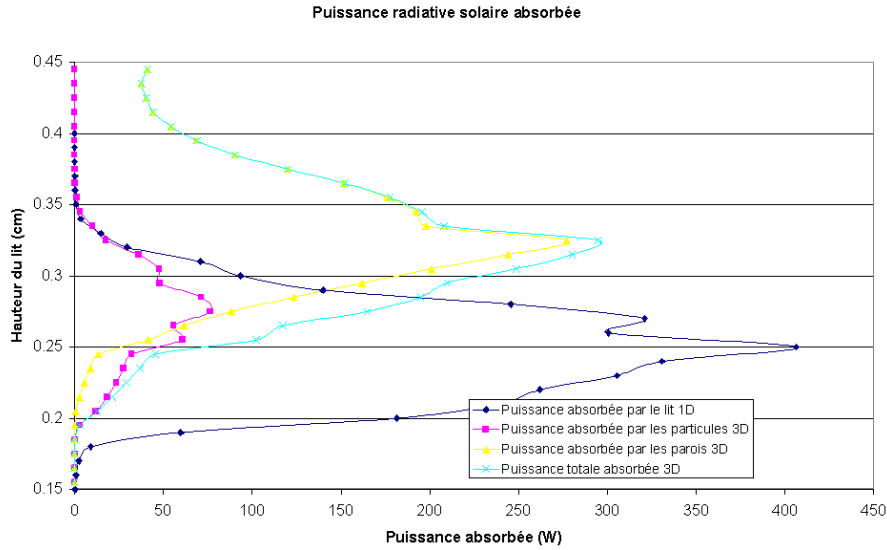


FIGURE 8.5 – Comparaison de la puissance solaire absorbée par couche de 1 cm dans un lit fluidisé de particules de  $600 \mu\text{m}$  à  $N=2,3$  pour un calcul 1D et 3D

quand la directionnalité du rayonnement est prise en compte. Ceci s’explique par le fait que le rayonnement en 3D arrive de manière oblique sur les couches alors qu’il arrive perpendiculairement en 1D. Les diffusions étant surtout vers l’avant, le chemin optique des rayons obliques est donc en moyenne plus long en géométrie 3D. Le rayonnement est alors absorbé plus prématurément, mais il pénètre moins profondément dans le lit.

Concernant l’absorption du rayonnement par les parois, celle-ci est prépondérante dans la zone supérieure du ciel de lit car la concentration en particule y est nulle ou très faible. Le rayonnement dans cette zone vient directement impacter les parois. L’absorption du rayonnement par les parois se poursuit dans les zones où la concentration de particules n’est pas suffisante pour masquer totalement les parois. Alors que les effets des parois et de la direction du rayonnement incident sont qualitativement les mêmes pour les deux diamètres de particules utilisés, ils sont par contre beaucoup plus prononcés pour le lit fluidisé des particules de  $600 \mu\text{m}$  où la majorité du rayonnement solaire est absorbé par les parois. Ceci est lié d’une part à la position du ciel du lit qui est légèrement inférieure dans le cas des particules de gros diamètre et d’autre part au ciel du lit de particules de gros diamètre qui est moins optiquement épais.

Nous nous proposons maintenant de commenter la distribution des échanges infra rouge du récepteur avec l’extérieur dans le cas d’une géométrie 3D (cf fig. 8.6 et 8.7).

La première chose notable est l’importance des pertes liées aux parois par rapport aux pertes liées à l’émission du lit fluidisé en lui même. En effet, les pertes infra rouges du lit fluidisé représentent 30% des pertes totales infra rouge du récepteur pour les particules de faible diamètre et moins de 5% pour les particules de diamètre plus important. Les températures des

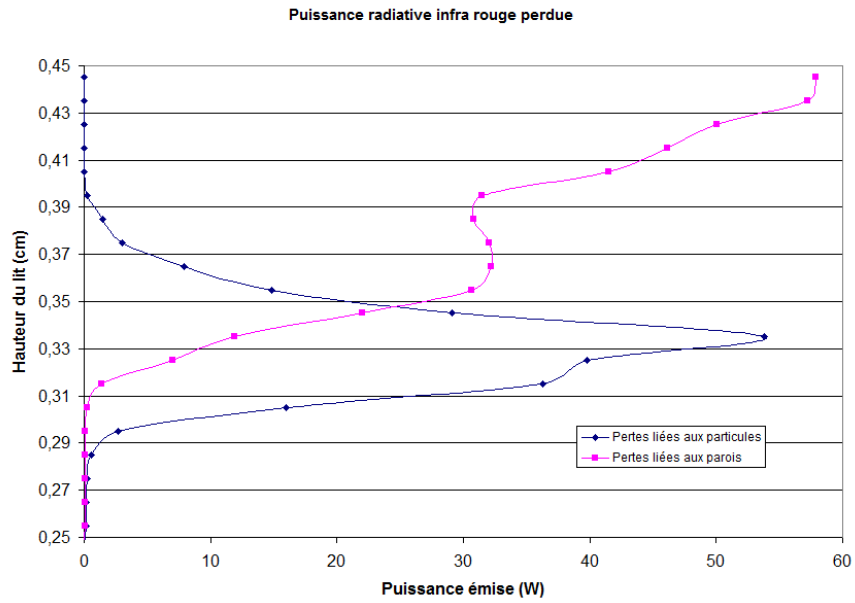


FIGURE 8.6 – Puissance infra rouge émise vers l’extérieur par couche de 1 cm dans un lit fluidisé de particules de 280  $\mu\text{m}$  à  $N=4,6$  pour un calcul 3D

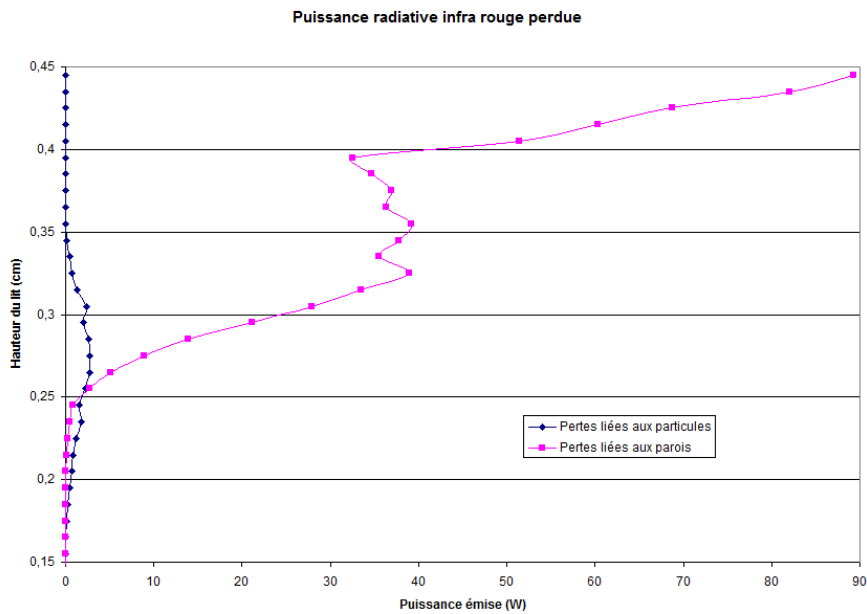


FIGURE 8.7 – Puissance infra rouge émise vers l’extérieur par couche de 1cm dans un lit fluidisé de particules de 600  $\mu\text{m}$  à  $N=2,3$  pour un calcul 3D

parois et du lit étant du même ordre de grandeur, la faible proportion de pertes liées au lit fluidisé, notamment pour les grosses particules, vient principalement du facteur de forme entre la surface du lit et le hublot du récepteur.

Deuxièmement, l'émission infra rouge du lit de particules présente une distribution similaire à la distribution d'absorption de l'énergie solaire. Les zones du lit fluidisé qui absorbent le plus d'énergie solaire sont aussi celles qui rayonnent le plus dans l'infra rouge vers la sortie. L'émission infra rouge des parois peut quand à elle se diviser en trois zones. Dans la première zone, la plus proche du hublot, l'énergie perdue est décroissante quand on s'enfonce dans le récepteur car la paroi est à une température quasiment constante mais le facteur de forme entre un élément de paroi et le hublot diminue. Une deuxième zone présente un palier qui peut s'expliquer du fait d'une diminution du facteur de forme paroi/hublot couplé à une augmentation de la température. Dépassé le pic de température sur la paroi, on constate une dernière zone avec une tendance décroissante des pertes due à la diminution de la température sur les parois, la diminution du facteur de forme paroi/hublot et le milieu particulaire qui devient de plus en plus optiquement épais entre les parois et la vitre.

### **8.3 Champs de température, rendement et transferts radiatifs dans le cas de base**

A partir des champs de température calculés dans le cas de base et à partir du calcul des transferts radiatifs prenant en compte la directionnalité du rayonnement et les effets de parois, nous pouvons présenter une analyse des transferts thermiques dans la géométrie de base du récepteur.

#### **Apport de l'analyse des transferts radiatifs 3D sur les erreurs de prédiction des champs de température 1D**

Nous avons constaté au chapitre 7 que dans le cas du lit de particules de  $600 \mu\text{m}$ , la température du lit est globalement sur estimée par le modèle thermique par rapport aux résultats expérimentaux. Si l'on compare les calculs radiatifs en 3D réalisés à posteriori avec les calculs radiatifs 1D renseignant le code thermique, on ne peut que constater que l'effet des parois joue un rôle très important dans le lit fluidisé de particules de gros diamètre. Ce phénomène qui n'est pas pris en compte dans le calcul 1D peut probablement expliquer en partie les erreurs commises. En effet, les parois contribuent pour une majeure partie dans les transferts radiatifs du récepteur puisqu'elles absorbent et émettent beaucoup de rayonnement. Si l'effet des parois n'est pas pris en compte, il se peut que la température du lit de particules s'en voit augmentée car le lit recevra et émettra plus de rayonnement pour que le récepteur atteigne un nouveau point d'équilibre thermique.

## Comparaison entre fluidisation bouillonnante et fluidisation particulaire

Avec au départ un lit fixe de 16 cm, les particules de 280 et 600  $\mu\text{m}$  ont été fluidisés à des vitesses qui ont permis une expansion du lit équivalente. Même si le débit d'air varie d'une expérience à l'autre, la puissance incidente varie également et le rendement global du récepteur est presque le même dans les deux cas. Pour les particules de 280  $\mu\text{m}$ , un rendement de 67% est mesuré avec une température de palier de 430°C et une température de sortie d'air de 650°C et pour les particules de 600  $\mu\text{m}$  le rendement est de 70% pour une température de palier de 470°C et une température de sortie de 600°C.

Nous comparons ici ces résultats aux expériences menées par Flamant [20] sur des lits fluidisés en régime particulaire, c'est à dire des lits sans bulle, fluidisés à un nombre de fluidisation proche de l'unité. Ces expériences menées à faible vitesse de fluidisation présentent des lits fluidisés pour lesquels aucune surchauffe n'est constatée à la surface du lit, même pour des valeurs de flux incident solaire très importantes. Si l'on considère qu'un lit fluidisé en régime particulaire est à température homogène même s'il est soumis à un flux solaire important, on peut en déduire les rendements qui pourraient être atteints par des récepteurs à lits fluidisés particuliers et les comparer aux lits fluidisés bouillonnants.

Par l'application de notre modèle thermique à la fluidisation particulaire, on calcule un rendement de 70% pour une température de sortie d'air de 685°C pour les particules de 280  $\mu\text{m}$  et un rendement de 79% pour une température de sortie de 675°C pour les particules de 600  $\mu\text{m}$ .

Il semble donc que les lits fluidisés en régime de fluidisation particulaire présentent un meilleur rendement et donc une température de sortie d'air plus importante que les lits fluidisés bouillonnants. Pour expliquer ce phénomène, il faut se rappeler que le rendement du récepteur est lié aux pertes radiatives par rayonnement. Dans les expériences menées par Flamant, le fait qu'aucune surchauffe ne soit constatée à la surface du lit fluidisé entraîne des pertes thermiques plus faible et un meilleur rendement. Il semble donc que dans les cas de fluidisation bouillonnante étudiés, la surchauffe n'est pas avantageuse car elle contribue plus à l'augmentation de la température des particules contribuant aux pertes radiatives infra rouge qu'à l'augmentation de la température du gaz de sortie.

## Apparition des points chauds au niveau des parois

L'apparition de points chauds au niveau des parois, constatée dans les expériences de Bounaceur [2], atteste que le transfert thermique est plus efficace entre les particules et le gaz qu'entre les parois et le gaz. L'objectif du récepteur étant d'absorber l'énergie solaire au niveau du lit de particules et non des parois, l'installation solaire ne semble pas adaptée aux conditions de fluidisation utilisée avec les particules de 600  $\mu\text{m}$  puisque la majorité du rayonnement impacte les parois. Pour remédier à ce problème, il faudrait utiliser une source solaire avec un angle d'ouverture plus faible ou bien remonter le ciel du lit fluidisé plus haut dans le récepteur afin de mieux protéger les parois.

Dans les travaux précédents [2], des points chauds au niveau des parois limitaient la montée en puissance de la source solaire, ce qui avait pour effet de limiter la température de sortie d'air. Pour les particules de  $280\ \mu\text{m}$ , ce point chaud est positionné au niveau du pic d'absorption par le milieu particulaire. Par contre, pour les particules de  $600\ \mu\text{m}$ , le point chaud est situé au niveau du pic d'absorption par les parois. On aurait donc probablement pu minimiser le point chaud et augmenter la température de travail si le rayonnement était plus absorbé par le milieu particulaire et moins par les parois.

### **Taille de la zone de fluidisation dense et masse de particules**

Pour les particules de  $280\ \mu\text{m}$ , la zone de transition en pied de colonne (zone où la température du gaz augmente au contact des particules) s'étend sur environ 5 cm et la zone du palier sur 15 cm. Pour les particules de  $600\ \mu\text{m}$ , la zone de transition est beaucoup plus étendue avec 12 cm et un palier de 6 cm de long. Cette différence est liée à la surface d'échange entre le gaz et les particules qui est supérieure pour les particules de faible diamètre. Ce constat illustre le fait que la partie basse du récepteur (colonne de faible diamètre) peut être plus courte quand le diamètre de particule est plus faible. Bien entendu, si la taille de la colonne inférieure est diminuée, la masse de particule doit être diminuée elle aussi afin de maintenir le ciel de lit dans la zone évasée du récepteur.

On peut donc trouver un intérêt à jouer sur la taille du récepteur afin d'augmenter ou diminuer la masse de particules et donc l'inertie thermique du dispositif. Il faut tout de même être vigilant avant de modifier la hauteur de la zone basse du lit et donc la masse de particules dans le lit car cela n'est probablement pas sans conséquences sur l'écoulement hydrodynamique dans le lit fluidisé. En effet, d'après les formules présentées dans le chapitre 2, passer pour un lit de particules de  $280\ \mu\text{m}$  fluidisé à  $N=4,6$  d'un lit fixe initial de 10 à 15 cm modifie la taille maximale des bulles du lit de 20%.

## **8.4 Application des codes de calculs à la modification de la géométrie du récepteur**

A partir des remarques ci-dessus et pour compléter les travaux précédents sur les récepteurs à lit fluidisés à changement de section, les effets de la géométrie du récepteur et du concentrateur sur les transferts thermiques prenant place dans le récepteur sont étudiés dans ce qui suit.

### **8.4.1 Effet de la position du récepteur par rapport au plan focal de la parabole sur la répartition du rayonnement solaire**

Nous avons déjà étudié la répartition du rayonnement solaire concentré dans le récepteur pour deux assortiments de paramètres expérimentaux : un lit de 16 cm de particules de  $600\ \mu\text{m}$

$\mu\text{m}$  de diamètre fluidisées à un nombre de fluidisation de 2,3 et un lit de 16 cm de particules de 280  $\mu\text{m}$  de diamètre fluidisées à un nombre de fluidisation de 4,6.

Sur le prototype expérimental, ces paramètres avaient été choisis de sorte que le ciel du lit fluidisé soit assez haut pour absorber l'énergie solaire et assez bas pour ne pas détériorer le hublot. L'intérêt d'une bonne répartition de l'énergie dans le lit fluidisé de particules est en théorie de réduire les pertes liées à l'émission des parois. Effectivement, si celles-ci sont irradiées par le rayonnement solaire concentré direct, elles ont tendance à réfléchir et à émettre dans l'infra rouge vers le lit de particules mais aussi vers l'extérieur. On comprend alors qu'il est plus optimal de chauffer directement le lit de particules qui contribue plus que les parois au chauffage du gaz de part son importante surface spécifique d'échange offerte.

Pour choisir ces paramètres expérimentalement, les valeurs de la masse de particules et de la vitesse de fluidisation avaient été choisis afin que visuellement une hauteur de lit fluidisé d'environ 30 cm soit atteinte. A partir de l'analyse des transferts radiatifs réalisés dans cette thèse, il a été constaté que ce critère visuel a effectivement permis une bonne répartition de l'énergie solaire dans les couches du lit fluidisé de particules de 280  $\mu\text{m}$ . Par contre, ce critère ne semble pas suffisant dans le cas d'un lit de 16 cm de particules de 600  $\mu\text{m}$  de diamètre fluidisées à un nombre de fluidisation de 2,3 où une majeure partie du rayonnement incident solaire est impacte les parois.

Pour rectifier cette erreur, nous proposons le calcul des transferts radiatifs en 3D dans le récepteur afin de positionner plus précisément la surface du lit de particules de 600  $\mu\text{m}$  en fonction du plan focal du système concentrateur positionné au niveau du hublot. Concrètement, nous faisons varier la hauteur de la partie cylindrique supérieure du récepteur. Plus celle-ci est courte, plus le lit fluidisé est proche du hublot.

Le tableau 8.1 recueille la distribution de l'énergie solaire dans divers récepteur dont la hauteur de la partie cylindrique supérieure a été modifiée. La valeur présentée est la proportion de la puissance absorbée par les parois ou le lit de particules par rapport à la puissance absorbée totale. Le raccourcissement est limité à 12 cm afin de laisser une distance de sécurité de 3 cm entre le haut du lit fluidisé et le hublot.

TABLE 8.1 – Distribution de l'énergie solaire pour diverses hauteurs de récepteur

<b>Hauteur du récepteur (cm)</b>	<b>Distance hublot/particules (cm)</b>	<b>Puissance absorbée par les particules (%)</b>	<b>Puissance absorbée par les parois(%)</b>
45	15	18	82
43	13	23	77
41	11	29	71
39	9	35	65
37	7	43	57
35	5	52	48
33	3	63	37

En complément, la figure 8.8 présente la répartition de l'énergie solaire incidente dans le lit



pour les deux tailles extrêmes du récepteur, 33 et 45 cm de haut.

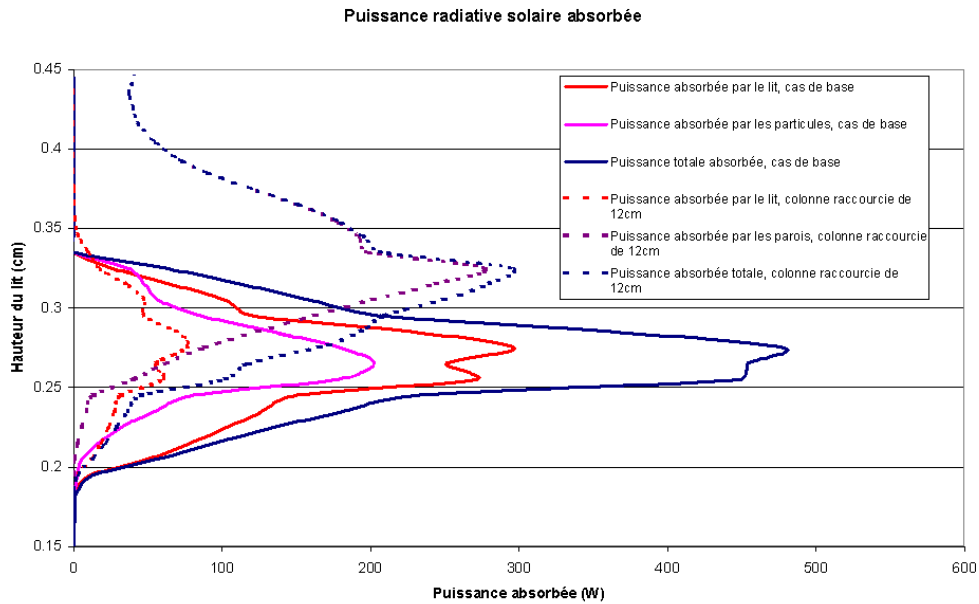


FIGURE 8.8 – Répartition de l’énergie solaire concentrée dans un lit fluidisé de particules de  $600 \mu\text{m}$  à  $N=2,3$  pour différentes hauteurs de récepteur

D’après les résultats présentés, il est possible d’augmenter la proportion d’énergie solaire absorbée par les particules en diminuant la taille du cylindre supérieur composant le récepteur, c’est à dire en rapprochant le plan focal de la parabole du ciel du lit. En réduisant la taille du récepteur de 12 cm, on peut ainsi passer d’une absorption par le lit de particules de 18% à 63%.

Pour rappel, alors que le lit fluidisé de particules de  $280 \mu\text{m}$  absorbe 71% de la puissance incidente pour une surface du lit se situant 10cm en dessous du hublot, le ciel du lit de particules de  $600 \mu\text{m}$  doit être positionné beaucoup plus près du hublot pour un résultat légèrement inférieur.

On peut donc penser que les particules de petit diamètre permettent de protéger plus efficacement les parois du récepteur du rayonnement solaire incident. La première raison est qu’à concentration équivalente, plus un nuage est constitué de particules fines, plus l’épaisseur optique de celui-ci est élevée. La deuxième raison est que la fraction volumique de particules dans le lit fluidisé de particules de  $280 \mu\text{m}$  décroît plus rapidement que la concentration en particules dans le lit de particules de  $600 \mu\text{m}$ , et ce malgré une fluidisation à un nombre de fluidisation supérieur pour les particules de petit diamètre.

Dans le cas d’un rayonnement incident très oblique, il est donc plus intéressant d’utiliser des particules de faible diamètre pour absorber un maximum d’énergie sur les particules et non sur les parois du récepteur. Les particules de faible diamètre permettent aussi d’utiliser une distance de sécurité entre la surface du lit et le hublot plus importante et les transferts

thermiques particules/gaz sont d'autant plus importants que le diamètre de particules diminue.

### 8.4.2 Effet du changement de section du récepteur sur le lit fluidisé

Dans les récepteurs à lit fluidisé bouillonnant, de nombreux paramètres influent sur les transferts radiatifs dans le ciel du lit et donc sur les transferts thermiques et le rendement du récepteur.

Des travaux expérimentaux ont déjà été menés afin d'étudier l'influence de paramètres de fluidisation sur le champ de température dans le récepteur et le rendement global de l'installation. Les principaux paramètres testés étaient : la taille des particules, la vitesse de fluidisation et la masse de particules dans le récepteur. Mais malgré les résultats obtenus, il est difficile d'extraire les tendances qui permettent d'améliorer le rendement thermique du récepteur du fait que tous les paramètres sont très fortement dépendants.

Prenons en exemple un lit fluidisé de particules de  $280 \mu\text{m}$  fluidisé par un débit d'air de  $10 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  pour un remplissage de colonne de 8 cm. Est-il possible de comparer ce lit fluidisé à un lit de particules de  $130 \mu\text{m}$ ? Pour un même taux de remplissage et si l'on souhaite positionner le ciel du lit fluidisé approximativement dans la zone où le rayonnement incident peut être intercepté sans que les particules quittent le récepteur, il faut alors régler un débit d'air de  $2 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ . La modification du débit d'air entraîne d'une part un changement important des niveaux de températures dans le récepteur car moins de chaleur est évacuée par le gaz et d'autre part une modification du régime de fluidisation qui passe d'un régime bouillonnant à faible vitesse à un régime pratiquement turbulent. On se rend alors compte qu'il est difficile de conclure sur l'influence du diamètre des particules fluidisées dans la thermique du récepteur.

De ce constat, nous avons fait le choix de faire varier la géométrie du récepteur pour des paramètres de fluidisation constants. En particulier, nous modifions la forme de la zone du changement de section de la colonne de fluidisation. L'intérêt de modifier cette zone est d'une part de vérifier l'effet positif du changement de section et d'autre part de permettre d'influencer la fraction volumique de particules dans le ciel du lit en gardant constant le diamètre et la masse de particules et le débit d'air. De la sorte, le régime de fluidisation reste le même et l'on peut étudier uniquement l'influence de la répartition de particules dans le ciel du lit sur les phénomènes radiatifs et le rendement du récepteur. Cette étude est rendue possible par l'outil numérique, car il est beaucoup plus long et coûteux d'explorer les paramètres géométriques expérimentalement.

#### Géométries étudiées et fraction volumique de particules

Deux géométries sont comparées au cas de base, leurs côtes sont présentées sur la figure 8.9. Dans tous les cas, un lit fixe de particules de  $280 \mu\text{m}$  de 16cm de haut est fluidisé à  $N=4.6$ . Par rapport à la géométrie de base, afin d'obtenir un ciel de lit plus court, une première géométrie présente une partie conique raccourcie. Pour obtenir un ciel de lit plus étendu, une seconde géométrie ne présente plus de changement de section, c'est donc une simple colonne. Dans ce

dernier cas, le débit d'air, la masse de particules ainsi que la puissance incidente ont été ajustés afin de conserver trois constantes pour les trois essais : la taille du hublot de 12cm de diamètre, la géométrie du concentrateur et la vitesse de fluidisation.

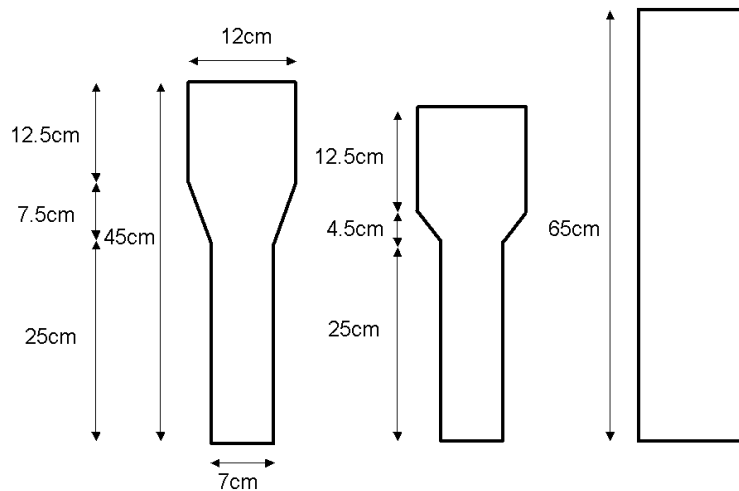


FIGURE 8.9 – Schéma des trois géométries différentes de récepteur étudiées

La figure 8.10 présente les trois géométries colorées en fonction du champ de fraction volumique de particules moyenné sur 10 secondes obtenu par simulation numérique.

L'évolution suivant la hauteur du récepteur de la fraction volumique de particules moyennée par tranche (et dans le temps) des trois géométries (cf fig. 8.11) illustre l'influence de la géométrie sur la concentration de particules dans le ciel du lit.

On constate qu'il est possible de modifier la façon dont la concentration en particules dans le ciel du lit varie avec la hauteur sans pour autant avoir à toucher aux paramètres de fluidisation mais cette variation est faible dans le cas de la modification de l'angle de la partie conique du récepteur.

### Répartition du rayonnement solaire incident

Les figures 8.12 et 8.13 comparent la répartition de la puissance solaire incidente pour le cas de base et les géométries modifiées. La taille de la partie supérieure des récepteurs ainsi que la position du point focal de la parabole ont été ajustés afin de maintenir le ciel de lit dans une zone où le rayonnement peut être absorbé sans pour autant plonger le hublot dans les particules. D'un point de vue pratique, la surface du lit fluidisé est positionnée à environ 5 cm du hublot. Ainsi, le récepteur de base mesure 45 cm de haut, le récepteur dont la partie conique est raccourcie mesure 40 cm de haut et le récepteur tubulaire compte 55 cm de haut.

De la même manière que le raccourcissement de la partie conique n'a eu qu'une faible influence sur l'évolution verticale de la fraction volumique moyenne dans le lit, l'influence du

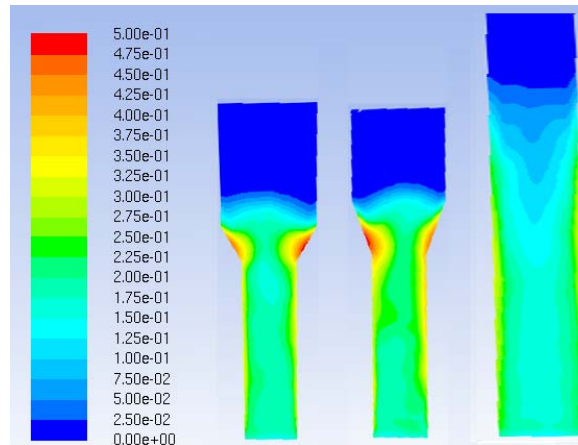


FIGURE 8.10 – Visualisation du champ de fraction volumique moyen de particules dans trois géométries différentes de récepteur contenant un lit fluidisé de particules de  $280 \mu\text{m}$  fluidisé à  $N=4,6$

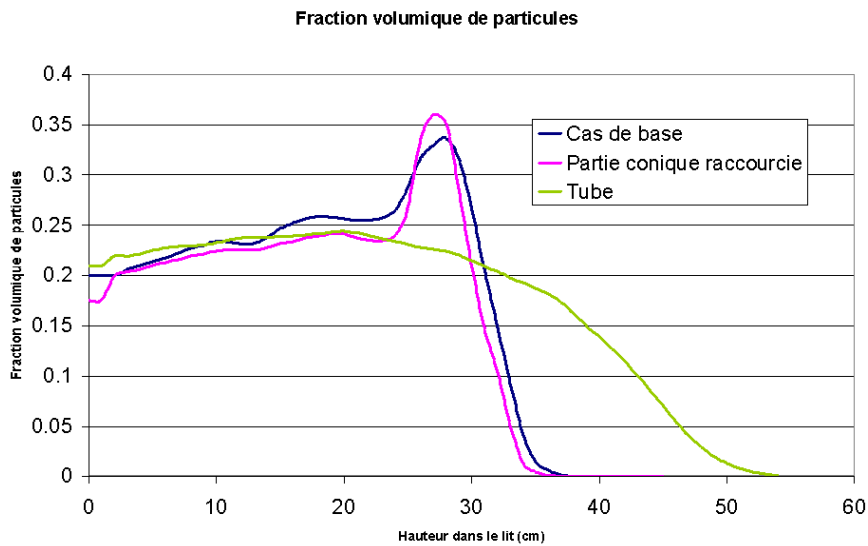


FIGURE 8.11 – Visualisation de l'évolution de la fraction volumique moyenne de particules dans la hauteur de trois géométries différentes de récepteur contenant un lit fluidisé de particules de  $280 \mu\text{m}$  fluidisé à  $N=4,6$

changement de la géométrie sur la répartition de la puissance solaire incidente est modérée. Dans les deux cas, on remarque une distribution similaire du rayonnement sur les parois, de l'ordre de 30% du rayonnement total. Concernant l'absorption par le milieu fluidisé, le pic d'absorption est décalée de 1 cm vers le bas dans le récepteur raccourci. On remarque de même que cette absorption présente un pic plus aigüe et intense dans le cas de base, avec un rayonnement moins

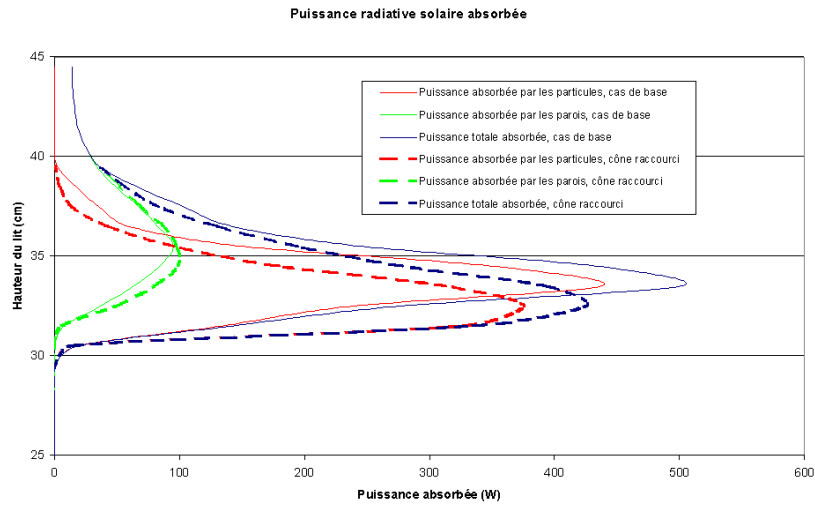


FIGURE 8.12 – Répartition de l'énergie solaire concentrée dans deux géométries différentes de récepteur, le cas de base et la version raccourcie, contenant un lit fluidisé de particules de  $280 \mu\text{m}$  fluidisé à  $N=4,6$

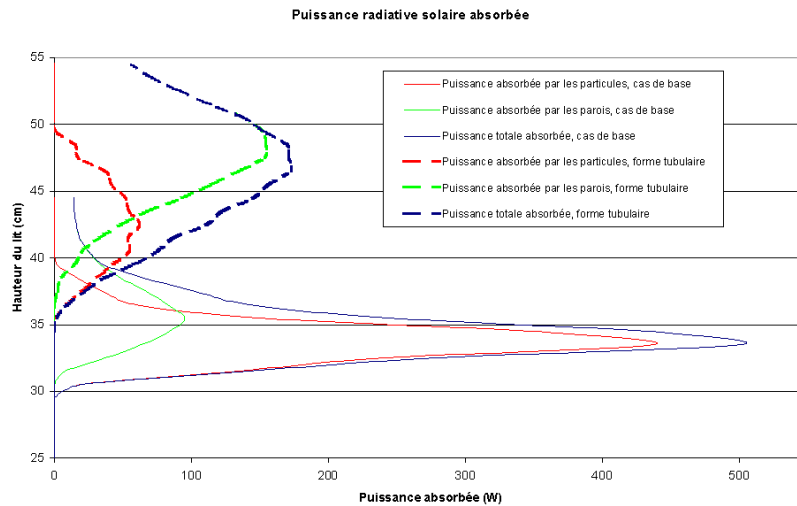


FIGURE 8.13 – Répartition de l'énergie solaire concentrée dans deux géométries différentes de récepteur, le cas de base et la version tubulaire, contenant un lit fluidisé de particules de  $280 \mu\text{m}$  fluidisé à  $N=4,6$

absorbé par les couches les plus profondes du lit.

En ce qui concerne la géométrie tubulaire, la différence est beaucoup plus flagrante. Cette différence vient principalement du fait que le rayonnement est absorbé majoritairement par les parois dans le cas du récepteur tubulaire. En effet, même si le hublot est positionné très près de la surface du lit, la concentration en particules n'est pas assez importante dans la partie

haute du récepteur pour protéger les parois du rayonnement incident. Il est donc préférable de ne pas utiliser ce genre de lit fluidisé pour éviter les points chauds à la paroi. De plus, l'absence de changement de section ne permet pas la retombée de particules de faible diamètre dans le lit, le hublot n'est donc pas protégé des éventuelles particules de faible diamètre présentes de par la distribution granulométrique gaussienne des particules accentuée dans le temps par le phénomène d'attrition.

### Modélisation thermiques des récepteurs

Les figures 8.14 et 8.15 confrontent les champs de température obtenus par modélisation des transferts thermiques dans les trois géométries citées précédemment. Rappelons que cette modélisation ne prend pas en compte les effets de parois, ni de direction du rayonnement incident ce qui doit entraîner des erreurs de prédiction notamment dans les cas où le rayonnement absorbé par les parois est important.

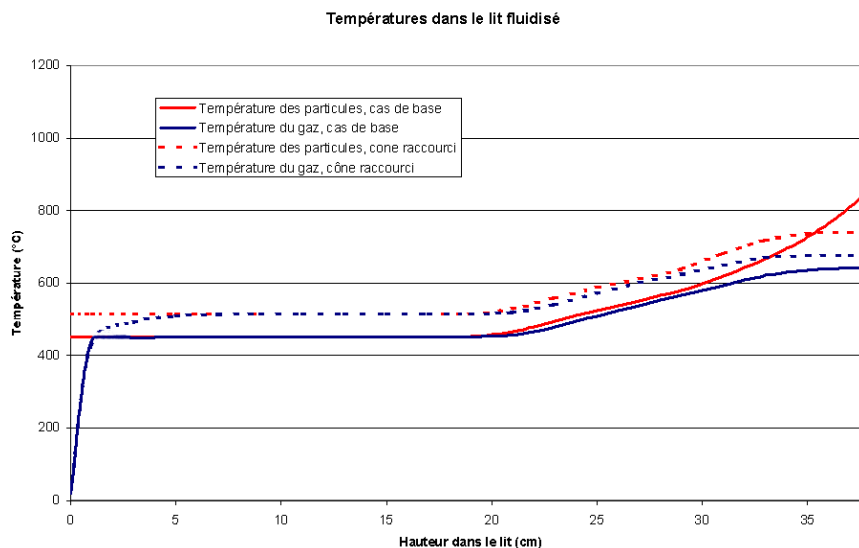


FIGURE 8.14 – Profils de température dans deux géométries différentes de récepteur, le cas de base et la version raccourcie, contenant un lit fluidisé de particules de  $280 \mu\text{m}$  fluidisé à  $N=4,6$

Par rapport au cas de base, la version raccourcie du récepteur présente une température de palier plus importante de  $60^\circ\text{C}$  ainsi qu'une température de sortie d'air légèrement supérieure ( $33^\circ\text{C}$ ). La version tubulaire du récepteur présente quant à elle une température de palier beaucoup plus faible de  $133^\circ\text{C}$  et une température de sortie d'air légèrement inférieure de ( $22^\circ\text{C}$ ).

Le constat semble donc être que le raccourcissement de la zone de décroissance de la fraction volumique de particules dans le ciel entraîne une augmentation de la température du palier et une augmentation du rendement par augmentation de la température de sortie. Ce phénomène

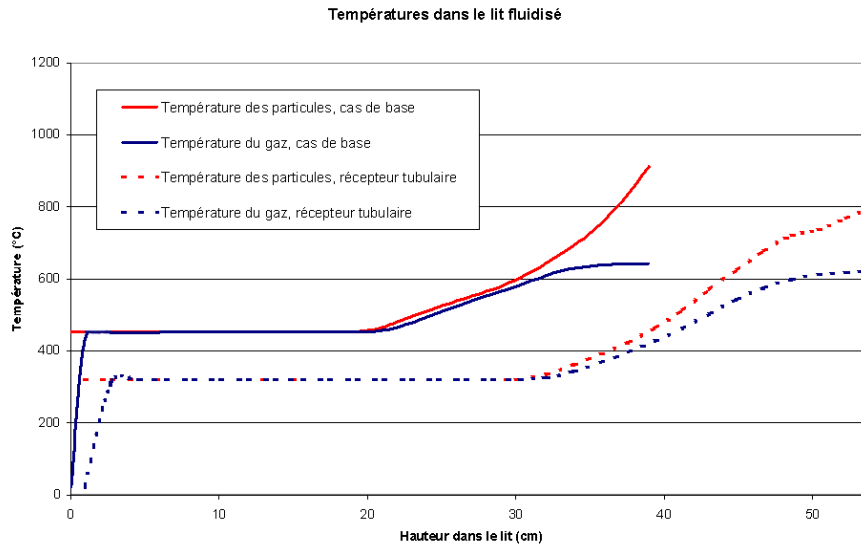


FIGURE 8.15 – Profils de température dans deux géométries différentes de récepteur, le cas de base et la version tubulaire, contenant un lit fluidisé de particules de  $280 \mu\text{m}$  fluidisé à  $N=4,6$

est tout de même modéré car même si la température de palier varie fortement, la température de gaz varie beaucoup moins. Il semble que malgré les différences majeures de fraction volumique de particules dans le lit fluidisé, le récepteur à particules atteint un équilibre thermique radiatif avec l'extérieur équivalent dans tous les cas présentés. Les pertes radiatives demeurent du même ordre de grandeur, seule la répartition de leur couche d'émission varie.

### 8.4.3 Effet du raccourcissement de la zone inférieure du récepteur

La figure 8.16 présente l'effet d'un raccourcissement de 11 cm de la colonne inférieure du récepteur de base sur le champ de fraction volumique de particules moyenné sur 10 secondes obtenu par simulation numérique. La version raccourcie du récepteur présente un remplissage initial de 10 cm.

La courbe représentant la fraction volumique de particules pour le cas de base et la version réduite montre seulement une différence minime de répartition des particules. En effet, la diminution de la quantité de particules dans la partie haute du lit est légèrement plus abrupte dans le cas du récepteur tronqué. Ceci vient probablement du fait que le lit fluidisé est plus court dans un cas, que les bulles en surface sont plus petites et donc que leur zone d'éclatement caractérisant la diminution de la fraction volumique est réduite.

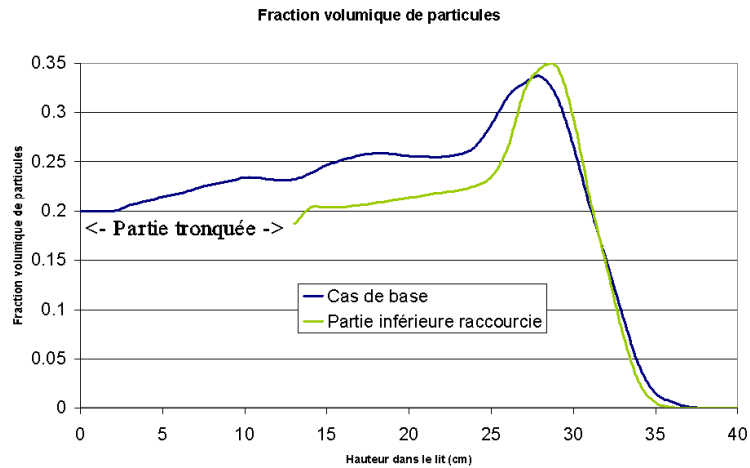


FIGURE 8.16 – Visualisation du champ de fraction volumique moyen de particules dans deux géométries différentes de récepteur contenant un lit fluidisé de particules de  $280 \mu\text{m}$  fluidisé à  $N=4,6$

### Répartition du rayonnement solaire incident

La figure 8.17 propose la répartition de la puissance solaire incidente pour le cas de base et la version modifiée.

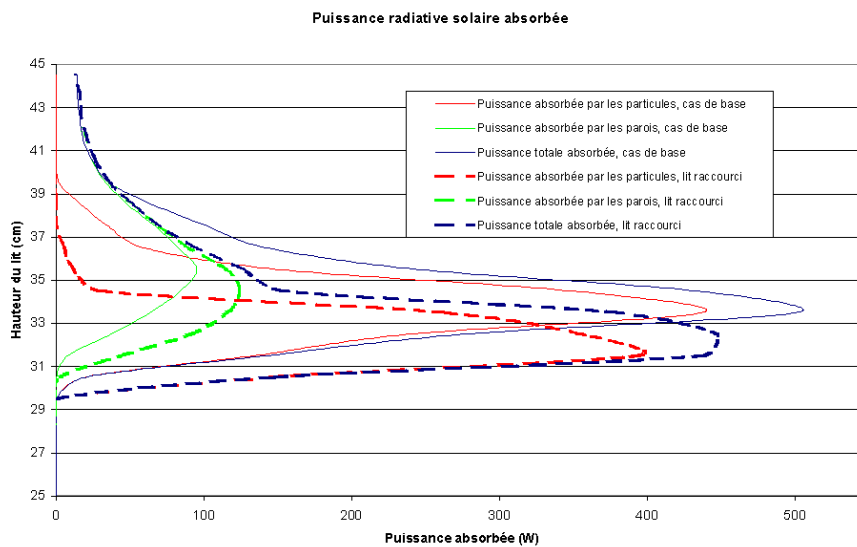


FIGURE 8.17 – Répartition de l'énergie solaire concentrée dans deux géométries différentes de récepteur, le cas de base et la version à colonne inférieure raccourcie, contenant un lit fluidisé de particules de  $280 \mu\text{m}$  fluidisé à  $N=4,6$



Par rapport au cas de base, on remarque que l'absorption du gaz dans le récepteur raccourci est décalée vers le bas du récepteur. L'énergie solaire incidente est également absorbée dans une proportion plus importante au niveau des parois. Cette tendance rappelle celle constatée dans le cas du raccourcissement de la partie conique (cf. chap. 8.4.2), à savoir un pic d'absorption par les particules moins aiguë que dans le cas de base. Ceci est à relier au fait que dans les deux cas, la modification de la géométrie entraîne une réduction de la taille de la zone de décroissance de fraction volumique de particules.

## Modélisation thermique des récepteurs

La figure 8.18 présente la répartition des températures dans le récepteur tronqué en vis à vis des résultats du cas de base.

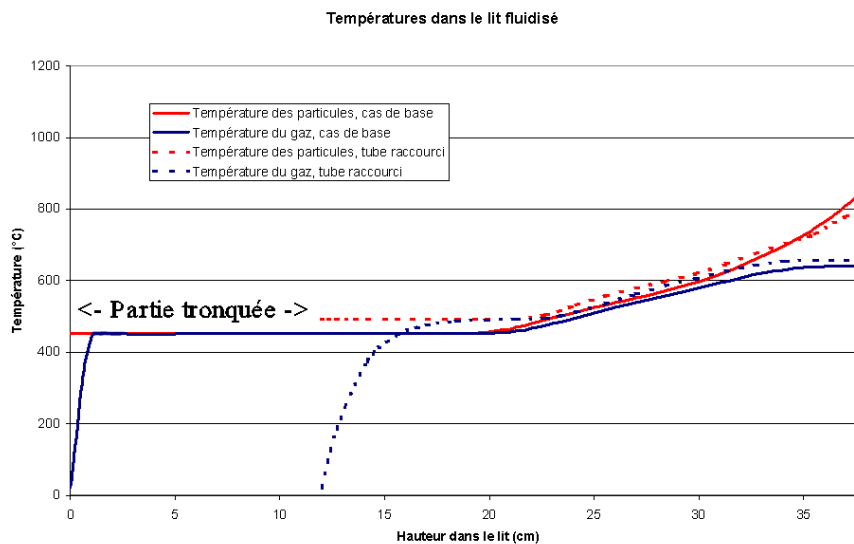


FIGURE 8.18 – Profils de température dans deux géométries différentes de récepteur, le cas de base et la version à colonne inférieure raccourcie, contenant un lit fluidisé de particules de  $280 \mu\text{m}$  fluidisé à  $N=4,6$

Une fois encore, on remarque que l'effet de la géométrie sur le champ de température est faible. La température dans le récepteur tronqué est globalement et légèrement supérieure à celle du cas de base, avec une température de sortie elle aussi majorée de  $14^\circ\text{C}$ . Malgré le raccourcissement de la zone inférieure du lit fluidisé, le transfert thermique particules/gaz est satisfaisant et le rendement augmente. Il est tout de même difficile de trancher si c'est la légère modification de la hauteur du lit fluidisé ou réellement le raccourcissement de la partie basse du récepteur qui est à la base de l'évolution positive du rendement.

## 8.5 Conclusion

En conclusion, l'étude des transferts radiatifs en 3D dans les récepteurs nous a révélé que dans certains cas, le rôle des parois dans les échanges radiatifs avec l'extérieur peut être très important. Ainsi, nous avons vu que pour deux lits fluidisés de particules que l'on situe approximativement à une même hauteur par un simple examen visuel, les parois peuvent absorber 80% ou 30% du rayonnement incident et être responsables dans les mêmes proportions des pertes radiatives globales du récepteur avec l'extérieur. Nous avons également mis en évidence l'importance du positionnement du lit de particules par rapport au hublot et à la tache focale du concentrateur, pouvant faire chuter l'absorption du rayonnement solaire par les parois de 82% à 37% pour un déplacement de 12 cm.

Les récepteurs à changement de section sont plus avantageux que les récepteurs tubulaires en terme de protection du hublot et de rendement.

L'effet de la géométrie du récepteur a elle aussi été étudiée en modifiant la taille des divers composants élémentaires de la colonne de fluidisation. Il semble que les modifications géométriques entraînant un raccourcissement de la zone de décroissance de concentration de particules augmentent la température moyenne de la zone du lit à l'équilibre thermique et ont un effet positif mineur sur la température de sortie d'air et donc le rendement.

Enfin, la masse de particules ainsi que la hauteur minimale de la colonne inférieure du récepteur peuvent être modifiées si l'on désire augmenter ou diminuer l'inertie du récepteur.

# Chapitre 9

## Conclusion

L'objet de cette thèse est l'étude d'un récepteur d'énergie solaire concentrée à lit fluidisé à changement de section, plus particulièrement la description et la compréhension par la modélisation des phénomènes thermiques et hydrodynamiques qui s'y déroulent afin de définir le potentiel de ce type de récepteurs.

Pour ce faire, nous avons présenté un modèle thermique 1D du récepteur solaire basé sur la modélisation des transferts thermiques liés à l'agitation des particules du lit fluidisé par une conductivité équivalente. Ce modèle doit être renseigné avec la fraction volumique de particules dans le lit fluidisé ainsi que les termes sources radiatifs calculés sur deux bandes solaires et infrarouges.

La piste retenue en vue de calculer les échanges radiatifs dans le récepteur est la méthode statistique de Monte Carlo résolvant l'équation de transfert radiatif sous sa forme intégrale. Cette méthode nous a permis de calculer les transferts radiatifs dans le récepteur en prenant en compte le caractère diffusant du milieu particulaire, les effets liés aux parois et la directionnalité du rayonnement incident issu d'un système solaire concentrateur.

La prédiction précise de l'hydrodynamique des particules s'est avérée être un paramètre critique pour renseigner les codes thermiques et radiatifs. Pour cela, une simulation du lit fluidisé utilisant la méthode Eulérienne à deux fluides a été utilisée.

Les codes ont été affinés par une confrontation des résultats numériques avec des références expérimentales. Une expérience de récepteur à froid permettant d'évaluer l'évolution de la fraction volumique moyenne de particules ainsi que l'atténuation d'un rayonnement laser dans la hauteur d'un lit fluidisé de particules de SiC a été développée pour l'occasion.

Par la suite, les modèles nous ont permis d'explorer l'effet de variations géométriques du récepteur sur l'hydrodynamique du lit fluidisé, sur la thermique du récepteur avec en particu-

lier l'effet de ces variations sur la répartition de l'énergie solaire incidente. Avec ces outils, nous avons pu mettre en évidence l'intérêt du changement de section de la colonne de fluidisation pour des régimes de fluidisation bouillonnant afin de protéger le hublot de l'abrasion et de limiter l'arrivée de rayonnement solaire sur les parois. Nous avons également pu nous rendre compte de la nécessité d'adapter la position du plan focal du système concentrateur et la position du ciel du lit pour limiter l'exposition des parois au rayonnement concentré. Nous avons enfin constaté que pour un même débit et des particules identiques, le rendement ainsi que la température de sortie augmentent avec la réduction de la taille de la zone de surchauffe dans la partie supérieure du lit.

Pour la suite de ces travaux, il serait intéressant d'approfondir l'étude thermique numérique du récepteur en résolvant le champ de température en 3D dans le récepteur. En effet, les parois jouent un rôle important dans les transferts thermiques et leur prise en compte permettrait de calculer avec plus de précision le rendement du récepteur et de mieux caractériser les points chauds apparus au niveau des parois. L'étape suivante est donc probablement le couplage d'un code radiatif avec un code de mécanique des fluides. Ceci permettrait en plus de mieux modéliser les transferts thermiques liés à l'agitation des particules sans passer par un modèle simplificateur utilisant une conduction équivalente. Mais d'après les tentatives de couplage qui ont été faites pendant cette thèse, le couplage d'un terme source radiatif présentant un très fort gradient avec un milieu fluidisé très turbulent et inhomogène n'est pas aisé. De plus, les temps de calculs risquent d'être très élevés.

Le modèle de la dynamique des particules a lui aussi montré ses limites puisque la description de la répartition des particules dans le lit n'est pas assez fine pour résoudre les problèmes de protection du hublot. Ce problème doit être abordé expérimentalement.

Enfin, il serait utile de comparer en terme de rendement les lit fluidisés bouillonnants aux lits fluidisés proches du minimum de fluidisation, l'avantage de ces derniers étant qu'ils sont beaucoup plus faciles à maîtriser dans leur application solaire (protection du hublot, dimensionnement...).

# Liste des symboles

## Sigles

*ASTERIX* Advanced Solar Technology : Estimation of Radiation for Improved eXperiments

*CAESAR* CAlytically Enhanced Solar Absorption Receiver

*CFD* Computational Fluid Dynamics

*CNRS* Centre National de la Recherche Scientifique

*DIAPR* Directly Irradiated Annular Pressurized Receiver

*DLR* Deutsche zentrum für Luft und Raumfahrt

*EDStaR* Environnement de Développement en Statistiques Radiatives

*ETR* Equation du Transfert Radiatif

*GTRI* Georgia Tech Research Institute

*ICA* Institut Clément Ader

*IR* Infra Rouge

*MMC* Méthode de Monte Carlo

*PNE* Puissances Nettes Echangées

*PROMES* PROcédés, Matériaux et Energie Solaire

*SCR* Solar Chemical Receiver

*SiC* Silicon Carbide

*SNL* Sandia National Laboratories

*SOLGATE* SOLar hybride GAs Turbine Electric power system

*Solhyco* SOLar-HYbrid power and COgeneration plants

*TDH* Transport Disengaging Height

*WIS* Weizmann Institute of Science

## Indices

0	Initial ou proche du distributeur
$\mathcal{G}$	Hublot
$\mathcal{R}$	Paroi
$\mathcal{V}$	Volume
$a$	Absorption ou Air
$amb$	Ambiant
$B$	Bulle
$col$	Collision
$conv$	Convection
$cyn$	Cynétique
$d$	Diffusion
$e$	Extinction
$ech$	Echange
$fr$	Frottement
$g$	Gaz
$hublot$	hublot
$ir$	Infra rouge
$lit$	Lit fluidisé
$M$ ou $max$	Maximum
$mb$	Minimum de bullage
$mf$	Minimum de fluidisation
$moy$	Moyen
$p$	Particules
$s$	Scattering ou solide
$sol$	Solaire
$t$	Turbulent

## Lettres grecques

$\alpha$	Fraction volumique de particules
$\epsilon$	Porosité ou Emissivité ou Critère de troncature
$\eta$	Concentration de particules, $m^{-3}$ ou rendement
$\Gamma$	Espace des chemins optiques
$\gamma$	Chemin optique
$\hat{\omega}$	Poids
$\kappa$	Epaisseur optique
$\lambda$	Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$\mu$	Viscosité dynamique, $Pa.s$ ou Longueur d'onde, $m$
$\omega$	Direction de propagation
$\phi$	Sphéricité
$\Phi(u, u')$	fonction de phase exprimée comme la densité de probabilité qu'un photon incident suivant la direction $u$ soit diffusé selon la direction $u'$
$\rho$	Masse volumique, $kg.m^{-3}$ ou Réflectivité
$\sigma$	Section efficace optique
$\tau$	Temps caractéristique, $s$
$\theta$	température granulaire
$\xi$	Bilan radiatif, $W.m^{-2}$

### **Symboles**

$\mathcal{I}$	Terme récursif
$\dot{m}$	Débit massique, $kg.m^2$
$A$	Aire, $m^2$
$a_n$ ou $b_n$	Coefficients de Mie
$Ar$	Nombre d'Archimède
$C$	Section optique efficace
$C_d$	Coefficient de trainée
$C_p$	Capacité thermique, $J.K^{-1}$
$d$ ou $D$	Diamètre, $m$

$D_m$	Diffusivité massique, $m^2.s^{-1}$
$F$	Flux, $Kg.m^2$
$F_V$	Fraction volumique de particules
$Fr$	Nombre de Froude
$g$	Champ de pesanteur, $m.s^{-2}$ ou Paramètre d'assymétrie ou fonction cumulée
$g_0$	Distribution radiale de particules
$H$	Hauteur, $m$ ou Fonction Heavyside
$h$	Hauteur du lit fluidisé ou Coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$
$K$	Coefficient de transfert de mouvement
$k$	Coefficient optique, $m^{-1}$
$L$	Longueur, $m$ ou Luminance, $W.m^{-2}.sr^{-1}$
$L^0$	Luminance du corps noir, $W.m^{-2}.sr^{-1}$
$n$	Vecteur normal
$Nu$	Nombre de Nusselt
$P$	Densité de probabilité ou Pression, $Pa$ ou Puissance, $W$
$p$	Fonction de phase ou Paramètre
$Q$	Facteur d'efficacité
$r$	Nombre aléatoire tiré entre 0 et 1
$Re$	Nombre de Reynolds
$S$	Surface, $m^2$
$s$	Abscisse curviligne
$Sr$	Terme source radiatif, $W.m^2$
$T$	Température, $K$ ou Transmittance, $m^{-1}$ ou Transmission
$U$	Vitesse au minimum de fluidisation, $m.s^{-1}$
$u$	Vecteur direction
$V$	Volume, $m^3$
$x$	Paramètre de taille ou Variable de déplacement, $m$
$z$	Abscisse, $m$



# Bibliographie

- [1] A. De Ryck M. El Hafi J.J. Bezian, A. Bounaceur. Un nouveau concept de centrale solaire thermodynamique basée sur un récepteur à lit fluidisé. In *13èmes Journées Internationales de Thermique*, Albi, 2007.
- [2] A. Bounaceur. *Interaction lit fluidisé de particules solides-rayonnement solaire concentré pour la mise au point d'un procédé de chauffage de gaz à plus de 1000K*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2008.
- [3] R. Pitz-Paal R. Buck P. Schwarzbozl, M Schmitz M. Analysis of solar gas turbine systems with pressurized air receivers (refos). In *Proc. 11th SolarPACES Int.Symposium on Concentrated Solar Power and Chemical Energy Technologies*, September 4-6 2002. Zurich, Switzerland.
- [4] R. Zentmer J. Gintz, D. Bartlett. 1 mwth bench moded solar receiver test program. *Rev. Phys. Appl*, 15 :363–368, 1980.
- [5] *Systèmes solaires thermodynamiques*, chapter Etude d'un récepteur solaire à haute température pour cycle thermodynamique à gaz, pages 405–410. Marseille, France, 1980.
- [6] Le E. Le Grives F. Charron A.Le Phat Vinh, B.Delfolie. Essais de récepteurs héliométriques au laboratoire de l'énergie solaire du cnrs. *Rev. Gen. Th. Fr.*, 89 :455–466, 1969.
- [7] D. c. gray. In *Ass. of Energy Engrs*, San Francisco, 1979.
- [8] P. O. Jarvinen. Solar heated air receiver. *Solar energy*, 19 :139–147, 1977.
- [9] Rubin R. Sagie D. Doron P. Filterman A. Karni J., Kribus A. The diapr : a high pressure, high temperature solar receiver. *J. of Solar Energy Engineering*, 178 :74–78, 1997.
- [10] Solgate : Final publishable report. Technical report, European Commission, 1998-2002.
- [11] A. Kribus et Al. A solar-driven combined cycle power plant. *Solar energy*, 1998.
- [12] Funken K.H. Langnicel U., Bohmer M. Solare dampfpreformierung von methan-darstellung von testergebnissen. *Deutsche gesellschaft fur Sonnenenergie ; Int. sonnenforum*, 2 :1352–1357, 1992.
- [13] Rosin H. Rubin R. Levy M., Levitan R. Solar energy storage via a closed-loop chemical heat pipe. *Solar energy*, 2(50) :179–189, 1993.

- [14] Skocypec R. Buck R. Muir Jr J., Hogan R. Solar reforming of methane in a direct absorption catalytic reactor on a parabolic dish. i test and analysis. *Solar Energy*, 6(52) :467–477, 1994.
- [15] Hogan R. Skocypec R. Buck R., Muir J. Carbon dioxide reforming of methane in a solar volumetric receiver/reactor : the caesar project. *Solar Energy Mater*, (24) :449–463, 1991.
- [16] Kirillov V. Catalyst application in solar thermochemistry. *Solar Energy*, 2(62) :143–149, 1999.
- [17] Otuki H. Thorness C. Gregg D., Aiman W. Solar coal gasification. *Solar Energy*, 21(24) :313, 1980.
- [18] Coutures J. Taylor R., Berjoan R. Solar gasification of carbonaceous materials. *Solar Energy*, 25(6) :513, 1983.
- [19] Olalde G. *Etude théorique et expérimentale du chauffage d'un gaz s'écoulant à travers un matériaux poreux soumis au rayonnement solaire concentré*. PhD thesis, Université de Perpignan, 1981.
- [20] G.Flamant. *Transfert de chaleur couplés dans les lits fluidisés à haute température. Application à la conversion thermique de l'énergie solaire*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, mars 1985.
- [21] G. Olalde G. Flamant. High temperature solar gas heting comparizon between packed and fluidized bed receivers-i. *Solar Energy*, 31(5) :463–471, 1983.
- [22] Bonet C. Traverse J.P. Flamant G., Hernandez D. Experimental aspects of the thermochemical conversion of solar energy. 24 :385–395, 1980.
- [23] Royere C. Les applications du four solaire de 1000kw du cnrs odeillo. *Entropie*, (97) :147–160, 1981.
- [24] Hernandez D. Rouanet A. Badie J.M., Foro R. Réacteurs chimiques solaires, mise au point et caractérisation d'un réacteur à lit brassé. *Rev. Phys. Appl.*, (18) :93–101, 1983.
- [25] Moller S. Palumbo R. Steinfeld A. Weidenkaff A., Brack M. Solar thermal production of zinc : program strategy and status of research. *J. Phys. IV Fr*, (9), 1999.
- [26] Palumbo R.D. Muller R., Haberling A. Further advances toward the development of a direct heating solar thermal chemical reactor for the thermal dissociation of zno. *Solar Energy*, 80 :500–511, 2006.
- [27] Steinfeld A. Solar thermochemical production of hydrogen. review. *Solar Energy*, 78 :603–615, 2005.
- [28] Steinfeld A. Muller R. Band approximation radiative heat transfer znzlysis of a solar chamental reactor for the thermal dissociation of zno. *Solar Energy*, pages 2–10, 2005.
- [29] Daguenetb M. Abdelhamid B. and Reddy A. Heat and mass transfer in a high temperature packed moving bed subject to an external radiative source. *Chem. Eng. Sci.*, 55(18) :3967–3978, 2000.

- [30] C. E. Hackett P. K. Falcone, J. E. Noring. Evaluation and application of solid thermal energy carriers in a high temperature solar central receiver system. *Proc. of the 17th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference, Los Angeles, California, USA*, August 1982.
- [31] Yitung C. Taide T. Review of study on solid particle solar receivers. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 14(4) :265–276, 2010.
- [32] A. De Ryck M. El Hafi J.J. Bezia, A. Bounaceur. Design and on-sun testing of a solid particle receiver prototype. In *Proceedings of ASME 2nd International Conference on Energy Sustainability Jacksonville, Florida*, 2008.
- [33] B. R. Steele J. M. Hruby. A solid particule central receiver for solar energy. *C.E.P.*, 1986.
- [34] J. M. Hruby. A technical feasibility study of a solid particule solar central receiver for high temperature applications. Technical report, SANDIA National Laboratories, 1986.
- [35] Vialaron A. Antal J.R., Royere C. biomass gasification at the focus of the odeillo 1mw solar furnace. *thermal conversion of solid wastes and biomass*, (130) :273–255, 1980.
- [36] Royere C. Blouri C. Flamant G. Lede J., Villermaux J. Utilisation de l'énergie solaire concentrée pour la pyrolyse du bois et des huiles lourdes de pétrole. *Entropie*, (110) :57–68, 1983.
- [37] Imhof A. Review of study on solid particle solar receivers. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 14(4) :265–276, 2010.
- [38] M. Epstein J. Yeheskela. Thermolysis of methane in a solarnext term reactor for mass-production of hydrogen and carbon nano-materials. *Carbon*, pages 4695–4703, 2011.
- [39] A. Steinfeld G. Maaga, G. Zanganeha. Solar thermal cracking of methane in a particle-flow reactor for the co-production of hydrogen and carbon. *International Journal of Hydrogen Energy*, 34(18) :7676–7685, 2009.
- [40] Foro R. *Conception et caractérisation d'un réacteur solaire à lit fluidisé annulaire, application à la décarbonation*. PhD thesis, Université de Perpignan, juin 1981.
- [41] Wokaun A. Steinfeld A. Muller R., Zedtwitz P.V. Kinetic investigation on steam gasification of charcoal under high flux radiation. *Chem. Eng. Sci.*, (58) :5111–5119, 2003.
- [42] Fasciana M. Rodriguez D. Morales A. Romero M. Trommer D., Noembrini F. Hydrogen production by steam gasification of petroleum coke using concentrated solar power. i thermodynamics and kinetic analisys. *International Journal of Hydrogen Energy*, (30) :605–618, 2005.
- [43] M. Mazzottia V. Nikulshinaa, D. Hirscha and A. Steinfeld. Co2 capture from air and co-production of h2 via the ca(oh)2–caco3 cycle using concentrated solar power–thermodynamic analysis. *Energy*, 31(12) :1715–1725, 2006.
- [44] H.Yamamotoa N. Gokona, S.Takahashia and T.Kodama. Thermochemical two-step water-splitting reactor with internally circulating fluidized bed for thermal reduction of ferrite particles. *International Journal of Hydrogen Energy*, 6(33) :2189–2199, 2008.

- [45] A. Steinfeld N. Piatkowski, C. Wieckert. Experimental investigation of a packed-bed solar reactor for the steam-gasification of carbonaceous feedstocks. *Fuel Processing Technology*, 90 :360–366, 2009.
- [46] A. Belghita V E.D. Gordillo low. A bubbling fluidized bed solar reactor model of biomass char high temperature steam-only gasification. *Fuel Processing Technology*, 92(3) :314–321, 2010.
- [47] *High-Temperature Solid-Gas Interactions in Direct-contact Heat Transfer*. Springer-Verlag, 1988.
- [48] G. Flamant. Theoretical and experimental study of radiant heat transfer in a solar fluidized-bed receiver. *AIChE Journal*, 28(4), July 1982.
- [49] D.M. Bachovin D.H. Archer. Fluidized bed solar receiver : Test results, solar thermal energy system research and advanced development program review. 1981.
- [50] K.L. Keairns L.M. Thomas D.H. Archer, D.M. Bachovin. Design and testing of fluidized bed solar thermal receiver. Technical report, Final report by Westinghouse R&D center and Georgia Institute of Technology to the Solar Thermal Central Receiver Systems, August 1980.
- [51] U. Vix K. Erhardt. Direct absorption of concentrated solar radiation by particle-gas suspensions. In Springer-Verlag, editor, *Solar Thermal Central Receiver Systems*, Vol. 2 : High temperature Technology and its applications, Berlin, 1986.
- [52] T.Morikawa J. Yamada, Y. Kurosaki. Radiation emitted from fluidised particules adjacent to a heated surface in a fluidised bed. *Int. J. Therm. Sci.*, 40 :104–113, 2001.
- [53] *Fluidization Engineering*. Butterworth-Heineman, 2nd edition, 1991.
- [54] Bonet C. Traverse J.P. Flamant G., Hernandez D. Experimental aspects of the thermochemical conversion of solar energy decarbonation of caco<sub>3</sub>. *Solar Energy*, 22 :385–395, 1980.
- [55] Donnadiou G. Transmission de la chaleur dans les milieux granulaires. *Revue de l'Institut Français du Pétrole*, XVI(9) :952–976, 1992.
- [56] K.J. Burkle. *Ein gesamtmodell fur klassische Wirbelschichtfeuerungen*. PhD thesis, University of Siegen, 1991.
- [57] M. Wirsum. *Theoretische beschreibung und experimentelle Untersuchung der Verbrennung von Klarschlamm in blasenbildenden Wirbelschichtfeuerungen*. PhD thesis, University of Siegen, 1998.
- [58] J. Dersch. *Modellierung vonFeueurungsanlagen mit zirkulierender Wirbelschicht bei Einsatz von Braunkohlen mit hohem Feuchtigkeitsgehalt*. PhD thesis, University of Siegen, 1994.
- [59] L. Heinbockel. *Simulation des stationaren Betriebsverhaltens von zirkulierenden druckaufgeladenen Wirbelschichtfeuerungen*. PhD thesis, University of Siegen, 1995.

- [60] R. Abraham A. Mittelstadt G. Kark Hamel S., W. Krumm. Modelling of pressurized fluidized bed gasification in comparison with experimental data from a commercial scale and pilot scale. In *4th international symposium on coal combustion Beijing*, pages 411–420, Beijing, China, 1999.
- [61] *ind. Eng. Chem.* 1953.
- [62] *Chem. Eng. Prog.* 1952.
- [63] *Fluidization Engineering*. 1991.
- [64] Breault W. R. A review of gas-solid dispersion and mass transfer coefficient correlations in cfb. *Powder Technology*, 136(9), 2006.
- [65] *Fluidization*. Academic Press, 1985.
- [66] A.A.H. Drinkenburg, editor. in *Proc. Int. Symp. on Fluidization*. Netherlands Univ. Press, 1967.
- [67] *Kagaku kogaku Ronbushu*. 1975.
- [68] Gu M. Shi Y. In *3rd World Cong. Chem. Eng.*, Tokyo, 1986.
- [69] Yamada D. Winaya I.N.S, Shimizu T. A new method to evaluate horizontal solid dispersion in bubbling fluidized bed. *Powder Technology*, 178, 2007.
- [70] Teplitskii Y.S. Borodulya V.A., Epanov Y.G. Horizontal particle mixing in free fluidized bed. *J. Eng. Phys.*, 42 :528–533, 1982.
- [71] Tien CL.
- [72] Tien CL. Drolen BL. Independent and dependant scattering in packed sphere systems. *J. thermophysics*, 1(1) :63–68, 1987.
- [73] *Radiative heat transfer*. Academic Press, 2nd edition, 2003.
- [74] J. S. A. Green. Division of radiative streams into internal transfer and cooling to space. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 93(397) :371–372, 1967.
- [75] H.C. Hottel and A.F. Sarofim. *Radiative Transfer*. McGraw-Hill, New York, 1976.
- [76] R. Fournier. *Rayonnement thermique dans les gaz en cavité : analyse du couplage avec la convection naturelle*. PhD thesis, Université Paul Sabatier Toulouse, 1994.
- [77] M. Cherkaoui, J.-L. Dufresne, R. Fournier, J.-Y. Grandpeix, and A. Lahellec. Monte carlo simulation of radiation in gases with a Narrow-Band model and a Net-Exchange formulation. *Journal of Heat Transfer*, 118(2) :401–407, May 1996.
- [78] M. Cherkaoui, J.-L. Dufresne, R. Fournier, J.-Y. Grandpeix, and A. Lahellec. Radiative net exchange formulation within One-Dimensional gas enclosures with reflective surfaces. *Journal of Heat Transfer*, 120(1) :275–278, February 1998.
- [79] J.L. Dufresne, R. Fournier, and J.Y. Grandpeix. Inverse gaussian k-distribution. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 61 :433–441, March 1999.

- [80] P. Perez. *Algorithmes de synthèse d'images et propriétés spectrales des gaz de combustion : méthode de Monte Carlo pour la simulation des transferts radiatifs dans les procédés à haute température*. PhD thesis, INP Toulouse, 2003.
- [81] V. Eymet, R. Fournier, S. Blanco, and J.L. Dufresne. A boundary-based net-exchange monte carlo method for absorbing and scattering thick media. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 91(1) :27–46, February 2005.
- [82] V. Eymet. *Simulation Monte-Carlo et analyse en Puissance Nettes Echangées des transferts radiatifs infrarouges avec diffusion : vers une paramétrisation dans un Modèle de Circulation Générale atmosphérique*. PhD thesis, Université Paul Sabatier, 2003.
- [83] DELATORRE J. et ASS. Design, optimization and practical implementation of monte carlo algorithms for concentrated solar applications. *Solar Energy*, A paraître.
- [84] Mie G. Beitrage zur optik truber medien spiezell kolloidallen metallosungen. *Ann. d. physik*, 25 :377–445, 1908.
- [85] Lorenz L. In *Oeuvres scientifiques*, volume 1, page 405, Copenhagen, Denmark, 1898.
- [86] A. Delmas. *Etude de la diffusion d'un rayonnement optique dans un nuage de particules*. PhD thesis, Ecole des Mines d'Albi-Carmaux, 2009.
- [87] *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press, 1985.
- [88] *Physically Based Rendering Tools : From Theory to implementation*. 2010.
- [89] El Hafi M. Fournier R. Roger M., Blanco S. Monte carlo estimates of domain-deformation sensitivities. *Physical Review Letter*, 18(95), Octobre 2005.
- [90] De La Torre J. *Calculs de sensibilités par la Méthode de Monte Carlo pour la conception de procédés à énergie solaire concentrée*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2011.
- [91] A.E. Almstedt H. Enwald, E. Peirano. Eulerian two-phase flow theory applied to fluidization. *Int. J. of Multiphase Flow*, 22 :21–66, 1996.
- [92] Chaouki J. Cui H., Sauriol P. High temperature fluidized bed reactor : measurement, hydrodynamics and simulation. *Chem. Eng. Sci.*, (58) :1071–1077, 2003.
- [93] Yates J.G. Effects of temperature and pressure on gas-solid fluidization. *Chem. Eng. Sci.*, 2(51) :165–205, 1998.
- [94] Kunii D. Mii T., Yoshida K. Temperature effect on the characteristics of fluidized beds. *J. of Chem. Eng. Japan*, (6) :100–102, 1973.
- [95] Furosaki S. Kai T. Behaviour of fluidized beds of small particles at elevated temperatures, journal = J. of Chem. Eng. Japan, year = 1985, optkey = , optvolume = , number = 18, pages = 113-118, optmonth = , optnote = , optannote = .
- [96] Mancuso L. Formisani B., Girimonte R. Analysis of the fluidisation process of particle beds at high temperature. *Chem. Eng. Sci.*, 53(5) :951–961, 1997.

- [97] T. Ingram P. Fede, G. Moula and O. Simonin. 3d numerical simulation and pept experimental investigation of pressurized gas-solid fluidized bed hydrodynamic. In *ASME 2009 Fluids Engineering Division Summer Meeting*, 2009.
- [98] Syamlal M. and O'Brien T.J. Fluid dynamic simulation of o3 decomposition in a bubbling fluidized bed. *AIChE J.*, (49) :2793–2801, 2003.
- [99] Zimmermann S. and Taghipour F. Cfd modelling of the hydrodynamics and reaction kinetics of fcc fluidized bed reactors. *Ind. Eng. Chem.*, 2005.
- [100] Krishna J.M. and al. Using cfd for scaling up gas-solid bubbling fluidized beds reactors with geldart a powders. *Chem. Eng. J.*, (82) :247–257, 2001.
- [101] Sokolichin A. and al. Applicability of the standard k-epsilon turbulence model to the dynamic simulation of bubbles columns : Part i detailed numerical simulations. *Chem. Eng. Sci.*, 1999.
- [102] Hansen K.G. and al. A three dimensional simulation of gas particule flows and ozone decomposition in the riser of a circulating fluidized bed. *Chem. Eng. Sci.*, (59) :5217–5224, 2004.
- [103] Gidaspo D. Hydrodynamics of fluidization and heat transfer : supercomputer modelling. *Appl. Mech. Rev.*, (39) :1–23, 1986.
- [104] T.J. O'Brien Syamlal M. Simulation of granular layer inversion in liquid fluidized beds. *AIChE J.*, 14 :473–481, 1988.
- [105] Di Felice R. The voidage functions for fluid particule interaction systems. *Int. J. Multiphase Flow*, 20 :153–159, 1994.
- [106] D. Rensner J.Werther, E-U Hartge. Measuring techniques for gas/solid fluidized bed reactors. *Chemical Engineering Technology*, 58 :688–689, 1986.
- [107] <http://code.google.com/p/kspectrum/>. 2008.
- [108] R. Siegel and J.R. Howell. *Thermal Radiation Heat Transfer*. Taylor and Francis, 4th edition, 2002.
- [109] D. Geldart J. Baeyens. Predictive calculations of flow parameters in gas fluidised beds and fluidisation behaviour of powders. *Fluidisation and its applications*, page 263, 1973.
- [110] S. Ergun. *Chem. Eng. Prog.* 48, 89, 1957.
- [111] B. Murachman. *Hydrodynamique et transferts thermiques dans les lits fluidisés par les gaz*. PhD thesis, INP Toulouse, 1990.
- [112] K. Tannous. *Contribution à l'étude hydrodynamique des lits fluidisés de grosses particules*. PhD thesis, INP Toulouse, 1993.
- [113] J. Mulder J.D. Lippens. Prediction of minimum fluidization velocity. *Powder technology*, 75(67), 1993.
- [114] Y.H. Yu C.H. Wen. A generalized method for predicting the minimum fluidization velocity. *A.I.Ch.E. Journal*, 12(3) :610–612, 1966.

- [115] H.A. Becker T.E. Broadhurst. *A.I.Ch.E. Journal*, 21(2) :238, 1975.
- [116] Werther. 1976.
- [117] *Fluidized particules*. 1963.
- [118] C.H. Wen S. Mori. *AIChE Journal*, 21 :109, 1979.
- [119] Cooke et Al. 1968.
- [120] D. Geldart.
- [121] J.F. Davidson D. Harisson R.C. Darton, R.D. La Nauze. *Trans. Inst. Chem. Eng.*, 55 :274, 1977.
- [122] Lewis et Al. 1962.
- [123] Baron. 1987.
- [124] A. Schuster. Radiation trough a foggy atmosphere. *Journal of Astrophysics*, 217 :1–22, 1905.
- [125] H. C. Hamaker. Radiation and heat conduction in light scattering material. *Philips Research Repport*, 2 :55–67, 103–125, 1947.
- [126] R. G. Siddall and N. Selçuk. Evaluation of a new six-flux model for radiative transfer in rectangular enclosures. *Transactions of the Institute of Chemical Engineers*, 57 :163–169, 1979.
- [127] D. Joseph. *Modélisation des transferts radiatifs en combustion par méthode aux ordonnées discrètes sur des maillages non structurés tridimensionnels*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2004.
- [128] M. Roger, S. Blanco, M. El Hafi, and R. Fournier. Monte carlo estimates of Domain-Deformation sensitivities. *Physical Review Letters*, 95(18) :180601, October 2005.
- [129] A. De Guilhem De Lataillade. *Modélisation détaillée des transferts radiatifs et couplage avec la cinétique chimique dans des système en combustion*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2001.
- [130] FLUENT. Fluent 6.3 user’s guide, 2007.
- [131] Wen C.Y. and Yu Y.H. Mechanics of fluidization. In *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, volume 2, pages 100–111, 1966.
- [132] Ergun S. Fluid flow through packed columns. *Chem. Eng. Prog.*, (48) :89–94, 1952.
- [133] Lun C.K.K. and Savage S.B. Kynetic theory for granular flows-inelastic particules in couette flows and slightly inelastic particules in a general flow fiel. *Journal of fluid mechanics*, 140 :223–256, 1984.
- [134] Ahuja G.N. and Patwardhan A.W. Cfd and experimental studies of solids hold-up distribution and circulation patterns in gas-solide fluidized beds. *Chem. Eng. J.*, 2007.



- [135] Kuipers J.A.M. and al. Critical comparison of hydrodynamics models of gas-solid fluidized beds : Part ii - freeing bubbling gas-solid fluidized bed operated with a jet. *Chem. Eng. Sci.*, (60) :73–84, 2005.
- [136] Kuipers J.A.M. and al. Critical comparison of hydrodynamics models of gas-solid fluidized beds : Part i - bubbling gas-solid fluidized bed operated with a jet. *Chem. Eng. Sci.*, (60) :57–72, 2005.
- [137] Schaffer D. Instability in the evolution equations escribing incompressible granular flow. *Journal of differential equations*, (66) :19–50, 1987.
- [138] Vasquez S.A. and Ivanov V.A. A phase coupled method for solving multiphase problems on unstructured meshes. In ASME press, editor, *Proceedings of ASME FEDSM'00 : ASME 2000 Fluids engineering division Summer meeting*, New-York, 2000.
- [139] Farshid V. and al. Cfd simulation of gas-solid bubbling fluidized bed : a new method for adjusting drag low. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 87, February 2009.

# Appendices

# Annexe A

## Généralités sur les lits fluidisés

De nombreux procédés industriels font appel à la fluidisation pour la mise en contact d'une phase solide particulaire et d'un gaz en raison des avantages que confèrent cette technique par rapport aux techniques concurrentes. Citons en particulier l'aptitude des lits fluidisés à atteindre des conditions quasi isothermes dans l'ensemble du lit fluidisé et celle à effectuer aisément des transferts de chaleur entre les particules et le fluide. Parmi les procédés mettant en œuvre un lit fluidisé, figurent le séchage de poudre et de granulés, la granulation, l'enrobage de solides, diverses réactions chimiques, la combustion et dans notre cas les récepteurs solaires.

### A.1 Le phénomène de fluidisation par les gaz

La fluidisation par les gaz est un procédé de mise en contact d'un gaz et d'un solide sous forme pulvérulente. La figure (A.1) illustre le phénomène. Considérons une colonne verticale, dont le fond est constitué par une plaque poreuse contenant une couche de particules. Si l'on admet un courant gazeux à la base de la colonne, celui-ci exerce sur les particules des forces de frottement qui augmentent avec la vitesse du gaz. Lorsque la vitesse du gaz s'élève, divers phénomènes apparaissent :

- A de faibles valeurs de la vitesse, les particules restent immobiles et le gaz s'écoule à travers les espaces vides entre les particules. La couche est fixe (A.1-a) ;
- Lorsqu'on accroît la vitesse du gaz, les forces de frottement augmentent et les particules se déplacent afin d'offrir une résistance minimale au passage du gaz. Quand les forces de frottement deviennent suffisantes pour équilibrer le poids des particules, l'ensemble de la couche se comporte comme un fluide. La vitesse minimale de fluidisation est alors atteinte et l'on parle de « couche fluidisée » (A.1-b).

Au delà de la vitesse minimale de fluidisation, le lit subit une expansion uniforme plus ou moins importante, jusqu'à atteindre la vitesse minimale de bullage, correspondant à la formation au sein du système particules-gaz des cavités gazeuses à peu près dépourvues de particules. Ces cavités sont appelées « bulles ». Leur taille croît avec la vitesse du gaz et avec la hauteur de la

couche (A.1-c A.1-d) et quand leur dimension devient comparable au diamètre de la colonne, on observe un régime de fluidisation particulier que l'on appelle « régime de pistonage » (A.1-e).

Pour de très fortes valeurs du débit gazeux, les particules sont entraînées par le gaz et s'échappent de la colonne. Il s'agit alors de différents régimes de fluidisation turbulente, puis fluidisation rapide allant jusqu'au transport pneumatique (A.1-f).

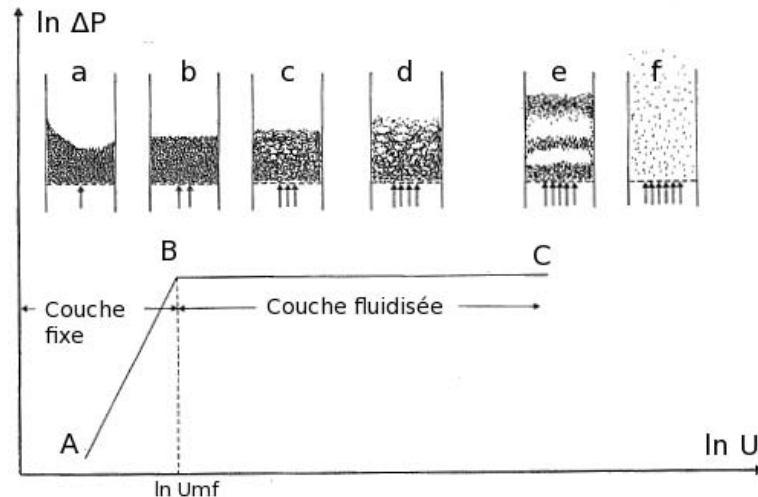


FIGURE A.1 – Description du phénomène de fluidisation : Variation de la chute de pression du gaz à travers la couche de particules en fonction de la vitesse superficielle du gaz

La figure A.1 représente les variations de la chute de pression subie par le gaz à travers la couche de particules en fonction de la vitesse du gaz dans le cas idéal qui vient d'être décrit.

On remarque que lorsque la couche est fixe, la chute de pression augmente avec le débit (segment AB) alors que lorsque la couche est fluidisée, la chute de pression demeure constante. On obtient le palier BC dont l'ordonnée est égale au poids apparent des particules solides par unité de section droite de la colonne.

La vitesse minimale de fluidisation est déterminée par l'abscisse du point B.

## A.2 Classification des poudres

Afin de connaître et de prévoir le comportement en fluidisation de différents types de particules, Geldart et Baeyens [109] ont créés quatre catégories de poudres à savoir A, B, C et D.

### Catégorie A

Ce sont les particules pour lesquelles  $U_{mf}$  et  $U_{mb}$  sont distinctes. Une expansion considérable survient avant l'apparition des bulles ; les caractéristiques des particules de cette catégorie sont approximativement les suivantes :

$$\rho < 1.4g.cm^{-3}$$

$$20\mu m < d < 100\mu m$$

#### *Catégorie B*

Ce sont des matériaux tels que  $U_{mf}$  et  $U_{mb}$  sont confondus. Le bullage commence à la vitesse minimale de fluidisation ou légèrement au-dessus. il s'agit de poudres dont les caractéristiques sont approximativement :

$$1.4g.cm^{-3} < \rho < 4.0g.cm^{-3}$$

$$100\mu m < d < 500\mu m$$

#### *Catégorie C*

Ce sont des poudres difficiles à fluidiser, ayant tendance à s'agglomérer. Les particules sont de très faible dimension.

$$d < 30\mu m$$

#### *Catégorie D*

Il s'agit de particules pouvant facilement conduire à des lits à jets. Leurs tailles sont relativement élevées :

$$d > 600\mu m$$

Notons que les poudres des catégories A et B sont les plus fréquemment rencontrées dans les procédés de fluidisation. Les poudres de type C sont utilisées couramment dans les procédés métallurgiques.

Le diagramme de classification de Baeyens et Geldart [109] est précisé sur la figure (A.2-f).

## **A.3 Vitesse minimale et taux de vide minimum de fluidisation, vitesse maximale de fluidisation**

### **A.3.1 Vitesse minimale de fluidisation**

La vitesse minimale de fluidisation  $U_{mf}$  définit la transition d'un lit de particules fixe à un lit fluidisé. C'est donc un paramètre important à calculer à priori et à mesurer pour définir les caractéristiques d'un lit fluidisé.

Expérimentalement, elle peut être mesurée par le tracé de la perte de charge dans le lit fluidisé.

Parallèlement, un grand nombre de corrélations a été proposé pour permettre le calcul de la vitesse  $U_{mf}$ . A la base de la plupart de ces travaux, il y a la relation développée par Ergun [110]

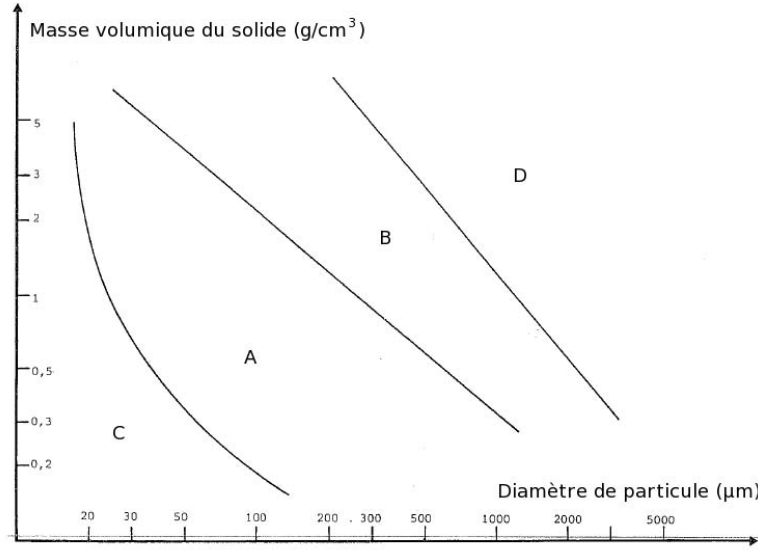


FIGURE A.2 – Classification des poudres d’après Baeyens et Geldart

qui a été validée sur une large gamme de tailles et de formes de particules. Murachman [111], Tannous [112] mais aussi Lippens et Mulder [113] ont répertorié les différentes corrélations qui ont été proposées dans la littérature pour l’estimation de  $U_{mf}$ .

L’état fluidisé est atteint quand la perte de charge à travers la couche fixe est égale au poids de cette couche par unité de section droite. L’équation classique d’Ergun s’écrit :

$$\frac{1.75}{\epsilon_{mf}^3} \left( \frac{d_P U_{mf} \rho_P}{\mu} \right) + \frac{150(1 - \epsilon_{mf})}{\epsilon_{mf}^3} \left( \frac{d_P U_{mf} \rho_g}{\mu} \right) - \frac{d_P^3 \rho_g (\rho_P - \rho_g) g}{\mu^2} \quad (\text{A.1})$$

Depuis de nombreux travaux ont repris et modifié cette relation empirique pour répondre à des cas de fluidisation spécifique dépendants de la température, de la forme des particules, du type de distributeur utilisé ainsi que beaucoup d’autres paramètres de construction du lit fluidisé.

Ici nous ne présenterons que la relation de Wen [114] car elle a su donner de bons résultats avec l’expérience pour la prédiction de  $U_{mf}$  dans les travaux de A. Bounaceur [2] concernant les récepteurs solaires à lit fluidisé à haute température. C’est en fait une forme adimensionnelle de la relation précédente pour laquelle les coefficients  $K_1$  et  $K_2$  sont tabulés d’après l’expérience :

$$Ar = K_2 Re_{mf} + K_1 Re_{mf}^2 \quad (\text{A.2})$$

avec

$$Ar = \frac{d_P^3 \rho_g (\rho_P - \rho_g) g}{\mu^2} \quad K_2 = 150 \left( \frac{1 - \epsilon_{mf}}{\phi^2 \epsilon_{mf}^3} \right) = 24.5099 \quad K_1 = \left( \frac{1.75}{\phi \epsilon_{mf}^3} \right) = 0.3636$$

$$Re_{mf} = \frac{d_P U_{mf} \rho_g}{\mu}$$

### A.3.2 Taux de vide minimum de fluidisation

De même, la porosité minimum du lit (complémentaire à la fraction volumique de particules) est une propriété importante du lit fluidisé qui peut être mesurée expérimentalement avec la mesure de la hauteur du lit au minimum de fluidisation  $h_{mf}$  :

$$\epsilon_{mf} = 1 - \frac{m_P}{h_{mf}A(\rho_P - \rho_g)} \quad (\text{A.3})$$

La porosité minimum du lit peut aussi être calculée théoriquement par la relation de Broadhurst et Becker [115] :

$$\epsilon_{mf} = 0.586\phi^{-0.72}Ar^{-0.029}\left(\frac{\rho_g}{\rho_P}\right) \quad (\text{A.4})$$

### A.3.3 Vitesse maximale de fluidisation

Lorsque les particules sont entraînées par le gaz et quittent massivement la colonne de fluidisation, la vitesse terminale de fluidisation est atteinte. Cette vitesse qui indique la borne supérieure du domaine de fluidisation est exprimée par la corrélation suivante :

$$U_t = \left[\frac{4gd_P(\rho_P - \rho_g)}{3\rho_g C_d}\right]^{1/2} \quad (\text{A.5})$$

## A.4 Le régime de fluidisation de bullage

La plupart des lits fluidisés industriels fonctionnent en régime de bullage, encore appelé régime hétérogène. Ce régime est observé dès que la vitesse du gaz dépasse la vitesse minimale de fluidisation pour les particules de classe B ou la vitesse minimale de bullage pour les particules de classe A de la classification de Geldart. Dans ce cas, le lit est un milieu diphasique vis à vis du gaz. Une partie du gaz, correspondant au débit minimal de fluidisation, circule dans les interstices des particules et constitue avec elles la phase dense, encore appelé phase émulsion. Le reste, c'est-à-dire le débit en excès par rapport au minimum de fluidisation, traverse le lit sous forme de bulles. Le taux de vide de la phase dense reste approximativement égal au taux de vide au minimum de fluidisation. Ce sont donc les bulles présentes à chaque instant dans la couche qui sont responsables de son expansion.

Le comportement hydrodynamique d'un lit fluidisé est fortement conditionné par les propriétés des bulles telles que leur taille, leur vitesse d'ascension et leur répartition au sein de la couche. D'une manière générale, une couche fluidisée peut être divisée en trois zones distinctes :

- la zone de distributeur où les bulles sont formées ;
- la zone de bullage appelée également zone dense ;
- la zone de projection ou freeboard ou ciel de lit.

### A.4.1 Domaine d'existence de la fluidisation de bullage

Pour des particules de classe de Geldart et de nombre d'Archimède donné, la plage de fluidisation de bullage correspond à l'ensemble des vitesses superficielles du gaz comprises entre la vitesse minimale de bullage  $U_{mb}$  et la vitesse de transition avec le régime turbulente  $U_t$ . Le domaine de fluidisation est d'autant plus étendu que le nombre d'Archimède  $Ar$  du système gaz particule est faible.

La vitesse  $U_{mb}$ , dans le cas de particules de type B est égale à la vitesse minimale de fluidisation. La vitesse  $U_t$  est quand à elle atteinte lorsque :

$$Re = 0.565Ar^{-0.461} \quad (\text{A.6})$$

### A.4.2 Mouvement des bulles et du solide

Le travail expérimental réalisé par Werther et Molerus [116] portant sur la répartition des bulles au sein d'un lit fluidisé a permis de mettre en évidence que :

- la répartition des bulles varie depuis la zone de distribution jusqu'en haut du lit. Elle varie également dans la direction radiale ;
- à chaque niveau, on peut distinguer un anneau dans lequel le bullage est plus intense que dans les régions voisines. Cet anneau se déplace progressivement vers l'axe à mesure que l'on s'éloigne du distributeur ;
- jusqu'à une hauteur équivalente à deux fois le diamètre de la colonne, il existe une zone de forme conique, appelée cône de Werther, de forte activité de bullage séparant une région centrale d'activité moyenne et une région périphérique de faible activité de bullage ;
- au-dessus de cette zone, l'activité de bullage intéresse la région centrale, développement de la taille des bulles par coalescence. La figure A.3 représente schématiquement la répartition des bulles au sein du lit selon Werther et Molerus.

Ce chemin préférentiel emprunté par les bulles conduit à l'apparition d'un mouvement de particules sur une échelle macroscopique. Cette circulation du solide se fait suivant plusieurs modes selon la géométrie de la colonne (diamètre du réacteur  $D_c$  et la hauteur du lit expansé  $L$ ) et la vitesse superficielle du gaz comme le montre la figure A.4 qui donne une description globale de cette circulation.

Ainsi, à faible vitesse superficielle de gaz, on distingue les comportements suivants :

- $\frac{L}{D_c}$  légèrement inférieur à 1 : les particules manifestent un courant ascendant près des parois et un courant descendant au centre du lit A.4-a. A vitesses de gaz plus élevées, le bullage devient plus intense et le mouvement s'inverse A.4-b.
- $\frac{L}{D_c}$  compris entre 1 et 2 : Le mouvement ascendant des bulles décrit une forme conique. L'explosion des bulles en surface conduit à la répartition du solide entraîné entre la zone centrale du lit et la zone proche des parois où elles entament un mouvement descendant A.4-c.
- $\frac{L}{D_c}$  supérieur à 2 : Les courants de circulation des particules forment deux vortex : Le premier est situé près du distributeur et contribue à alimenter le second vortex situé dans



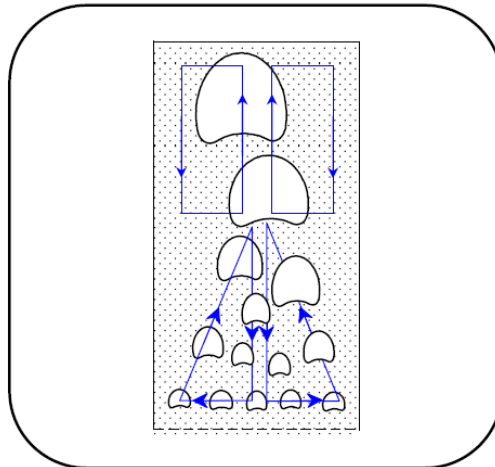


FIGURE A.3 – Représentation schématique du cône de Werther

la partie supérieure du lit. Le solide monte ainsi exclusivement au centre du lit et descend près des parois A.4-d.

- $\frac{L}{D_c}$  beaucoup plus faible que 1, installation de très grande section : dans ces conditions, plusieurs vortex peuvent se former et l'allure générale des courants de circulation dépend de la nature du distributeur A.4-e.

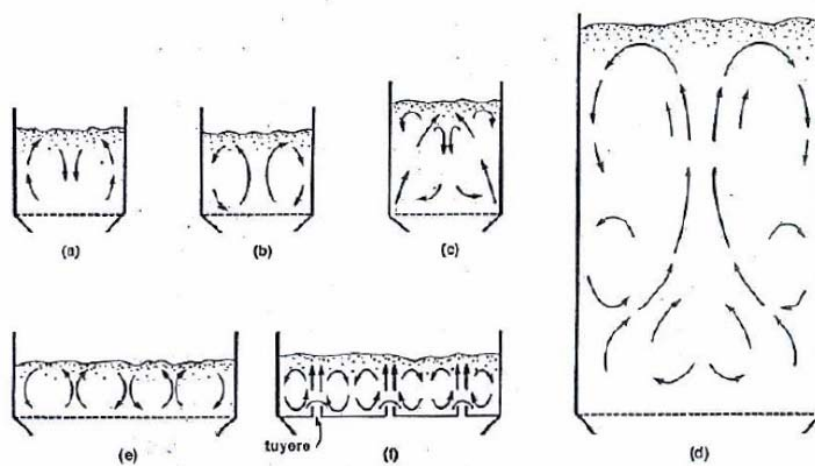


FIGURE A.4 – Les principaux courants de circulation du gaz et du solide en fonction de la géométrie de l'installation et de la vitesse du gaz

### A.4.3 Caractéristiques des bulles et porosité du régime de bullage

Il existe plusieurs approches pour déterminer la porosité d'un lit fluidisé bouillonnant. Une méthode en particulier semble prometteuse pour déterminer la porosité dans un lit fluidisé bouillonnant en fonction de sa hauteur. Cette méthode, pensée par Davidson et Harrison [117] s'exprime selon la relation :

$$\epsilon_B(z) = \frac{U - U_{mf}}{(U - U_{mf}) + 0.71[gd_B(z)]^{0.5}} \quad (\text{A.7})$$

Pour appliquer cette méthode, la taille des bulles doit être connue en fonction de la hauteur du lit. Nous utiliserons donc la relation de Mori et Wen [118] pour déterminer la taille maximale des bulles atteintes dans le lit :

$$d_{BM} = 1.64[A(U - U_{mf})]^{0.4} \quad (\text{A.8})$$

La relation de Cooke et coll. [119] pour déterminer le diamètre initial des bulles au niveau d'un distributeur à plaque perforée :

$$d_{B0} = \frac{1.38}{g^{0.2}} \left[ \frac{A(U - U_{mf})}{\pi N_{or}} \right]^{0.4} \quad (\text{A.9})$$

La relation de Geldart [120] pour déterminer le diamètre initial des bulles au niveau d'un distributeur à plaque poreuse :

$$d_{B0} = 0.915 \cdot 10^{-2} (U - U_{mf})^{0.4} \quad (\text{A.10})$$

Et enfin la relation de Mori et Wen [118] pour la connaissance du diamètre des bulles en chaque point du lit fluidisé :

$$d_B(z) = d_{BM} - (d_{BM} - d_{B0}) \exp\left(-\frac{0.3z}{D}\right) \quad (\text{A.11})$$

ou encore la relation de Darton [121] pour le diamètre de bulle :

$$d_B(z) = 0.54 \frac{(U - U_{mf})^{0.4}}{g^{0.2}} \left( z + 4 \sqrt{\frac{A}{N_{or}}} \right)^{0.8} \quad (\text{A.12})$$

### A.4.4 Le désengagement des particules

L'entraînement des particules est l'un des problèmes les plus importants dans la mise en oeuvre de la fluidisation. Dans la plupart des opérations industrielles, les particules possèdent une certaine dispersion granulométrique. Même si le solide est initialement de taille uniforme, il se crée des particules fines au cours de l'opération par érosion mécanique et contraintes thermiques. Dans ces conditions, la vitesse du gaz peut être suffisante pour entraîner hors de la couche puis hors du récepteur les plus fines particules. Le mécanisme de l'entraînement met

en jeu deux étapes : d'une part le transport des particules du lit proprement dit vers la zone de désengagement (freeboard) située au-dessus de la surface, et d'autre part, leur mouvement dans la zone de désengagement. Dans cette dernière zone, certaines particules sont entraînées et éluées alors que d'autres retombent simplement dans le lit dense. Le niveau auquel le flux de particules entraînées devient indépendant de la hauteur est appelée la hauteur limite de désengagement ou TDH.

La projection du solide dans le freeboard est un phénomène dû à l'explosion des bulles de gaz en sortie du lit dense, donc au phénomène de bullage. Les éruptions des bulles à la surface du lit projettent environ 50% des particules entraînées dans leurs sillages avec une vitesse au moins égale à celle de la bulle. Un désentraînement naturel se produit sous l'influence des forces de gravité et de traînée lorsque les solides sont éjectés dans le freeboard. Lorsque leur quantité de mouvement initiale est dépensée, la plupart de ces particules retournent dans le lit.

Le profil du flux de particules dans le freeboard montre une décroissance exponentielle d'une valeur finie  $F_0$  représentant le flux total de solides éjectés à la surface du lit, jusqu'à une valeur constante  $F_\infty$  représentant le débit des particules dont la vitesse terminale est inférieure à la vitesse locale du gaz. Lewis et coll. [122] ont ainsi établi une corrélation générale qui permet de représenter de façon correcte l'allure de profil axial de flux de solide dans le freeboard :

$$F = F_\infty + (F_0 - F_\infty) \exp(-ah) \quad (\text{A.13})$$

Selon Kunii et Levenspiel [53] le produit  $(a.u)$  où  $u$  est la vitesse superficielle du gaz est une fonction du diamètre moyen des particules constituant le lit.

Le dimensionnement du freeboard passe par la détermination de la TDH (Transport Disengaging Height) définie comme étant la hauteur au-dessus de la surface du lit dense à partir de laquelle le flux de solide entraîné reste constant. A cause de la complexité de l'hydrodynamique du freeboard, on trouve un certain nombre de corrélations empiriques dans la bibliographie visant l'estimation de la TDH. On peut recommander la relation de Baron [123] :

$$TDH = 0.22U_b^2 \quad (\text{A.14})$$

# Annexe B

## Notations utiles à la description des transferts radiatifs en milieu diffusant

### B.1 Luminance

La grandeur caractérisant la propagation du rayonnement est la luminance. Elle est notée  $L_\nu(x, t, u)$  et représente l'énergie radiative passant dans la direction  $u$ , par unité d'angle solide, au point  $x$ , par unité de surface normale à  $u$ , à la fréquence  $\nu$ , par unité de fréquence, au temps  $t$ , par unité de temps. C'est donc une grandeur monochromatique et directionnelle qui s'exprime en  $\text{W.m}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ . La luminance totale est obtenue par intégration de la luminance sur tout le spectre de fréquence. Une notion dérivée importante est celle de luminance noire, ou luminance d'équilibre  $L_\nu^0(x, t, u)$ . L'expression de cette luminance, issue de la loi de Planck est la luminance d'équilibre à l'intérieur d'une cavité isotherme fermée : en tout point de la cavité, la luminance est isotrope, et n'est fonction que de la température de la cavité, elle est égale à la luminance émise par un corps noir isotherme à la même température.

### B.2 Coefficients d'absorption et de diffusion

Les coefficients d'absorption  $k_{a,\nu}$  et de diffusion  $k_{d,\nu}$  sont les caractéristiques principales d'un milieu semi-transparent, pour une fréquence donnée. Le coefficient d'absorption est exprimé en  $\text{m}^{-1}$ . Il est l'inverse du libre parcours moyen d'absorption, c'est à dire la distance moyenne parcourue par les photons dans le milieu avant d'être absorbés. Il en est de même pour le coefficient de diffusion.

Le coefficient d'extinction  $k_{e,\nu}$  est la somme des deux coefficients précédents. On peut aussi définir l'albédo de diffusion simple monochromatique comme  $\omega_\nu = \frac{k_{d,\nu}}{k_{a,\nu} + k_{d,\nu}}$ .

### B.3 Section et facteur d'efficacité

Quand on s'intéresse aux propriétés spectrales d'une particule, le rapport d'énergie radiative absorbée ou diffusée à l'énergie incidente par unité de surface est appelée : section d'absorption  $C_a$ , section de diffusion  $C_d$  et section d'extinction  $C_e$  :

$$C_e = C_a + C_d \quad (\text{B.1})$$

Pour les milieux où la diffusion est indépendante, les propriétés du milieu sont la somme des propriétés du nombre  $n_p$  de particules le constituant, et donc :

$$\begin{aligned} k_a &= C_a n_p \\ k_d &= C_d n_p \\ k_e &= C_e n_p \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

avec  $n_p$  qui s'exprime en fonction de la fraction volumique de particule  $f_v$  :

$$f_v = \frac{4}{3} \pi n_p \frac{(d_p/2)^3}{V} \quad (\text{B.3})$$

Une autre grandeur intéressante à définir est le rapport de la section à l'aire géométrique, aussi appelé facteur d'efficacité :

$$\begin{aligned} Q_a &= \frac{C_a}{\pi d_p^2/4} \\ Q_d &= \frac{C_d}{\pi d_p^2/4} \\ Q_e &= Q_a + Q_d \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

### B.4 Fonction de phase

La fonction de phase est le troisième paramètre nécessaire pour décrire les milieux diffusants. Cette fonction exprime la probabilité pour qu'un rayon arrivant dans une direction donnée soit diffusé dans les autres directions de l'espace. D'une façon générale la fonction de phase peut être exprimée par une série de polynômes de Legendre :

$$p(\theta) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n P_n \cos\theta \quad (\text{B.5})$$

D'une manière plus simplifiée mais suffisante dans notre étude pour décrire le phénomène de diffusion dans notre géométrie, on utilise le facteur d'asymétrie  $g$ , défini comme le cosinus moyen de diffusion :

$$g = \overline{\cos\theta} = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi sr} p(\theta) \cos\theta d\Omega \quad (\text{B.6})$$

# Annexe C

## Les méthodes de résolution de l'ETR

Voici une présentation non exhaustive des méthodes usuelles de résolution de l'ETR afin de trouver et de justifier la solution la plus adaptée à notre problème.

### C.1 Méthode de lancer de rayon

La méthode de lancer de rayon, « Ray tracing », consiste à discrétiser l'angle solide en un nombre de directions très important conduisant à des éléments d'angle solide suffisamment petits pour considérer une distribution uniforme du rayonnement dans chacun d'entre eux [108]. Pour chaque direction, ou « rayon », associé à chaque angle solide, le chemin optique est suivi en découpant le trajet en segments de longueur  $l$ , supposés homogènes et isothermes, pour lesquels une transmittivité moyenne  $\bar{T}_\nu(l)$  peut être calculée. La forme intégrale de l'ETR est calculée analytiquement au point  $P(x)$  où la luminance est recherchée. L'intégration sur le chemin optique sur  $N$  segments est faite par parties et la luminance sur le trajet est donnée par :

$$L_\nu(\mathbf{x}, \mathbf{u}) = L_\nu(\mathbf{x}_w, \mathbf{u})\bar{T}_\nu(\mathbf{x}_w \rightarrow \mathbf{x}) + \sum_{i=1}^N (1 - T_\nu(l_i))L_\nu^0(\mathbf{x}_i) \quad (\text{C.1})$$

La précision du calcul dépend du nombre de directions choisies, ainsi que du nombre de segments utilisés pour représenter les inhomogénéités sur un trajet. Le temps de calcul augmente de façon considérable si la réflexion à la paroi est prise en compte, ce qui introduit des limitations à l'utilisation de cette méthode.

### C.2 Méthode zonale

Cette méthode consiste à subdiviser le domaine étudié en un nombre suffisant de zones volumiques (au sein du milieu) et surfaciques (au niveau des parois), afin que puissent être

considérées uniformes leur température et leurs propriétés radiatives. Le calcul du transfert radiatif est obtenu en établissant un bilan énergétique sur chaque zone en tenant compte des échanges thermiques entre la zone considérée et toutes les zones du système. La complexité de cette méthode réside d'une part dans le calcul des aires d'échange direct et des aires d'échange total représentant la visibilité de deux zones entre elles. D'autre part, et c'est vraiment là le problème, la résolution matricielle du système d'équations propre au bilan énergétique est très lourde.

### C.3 Méthode aux harmoniques sphériques

Les méthodes aux harmoniques sphériques ou méthodes  $P_N$  a été suggérée par Eddington en 1916. Elle consiste à écrire la luminance  $L_\nu(\mathbf{x}, \mathbf{u})$  sous la forme d'une série de Fourier généralisée en séparant la dépendance spatiale de la directionnelle en deux termes distincts :

$$L_\nu(\mathbf{x}, \mathbf{u}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l L_l^m(\mathbf{x}) Y_l^m(\mathbf{u}) \quad (\text{C.2})$$

Les  $Y_l^m(\mathbf{u})$  sont les harmoniques sphériques associées, telles que :

$$Y_l^m(\mathbf{u}) = (-1)^{(m+|m|)/2} \left[ \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!} \right]^{1/2} \exp(im\phi) P_l^{|m|}(\cos\theta) \quad (\text{C.3})$$

où  $\phi$  et  $\theta$  sont les coordonnées polaires et azimutales du vecteur unitaire  $\mathbf{u}$  et  $P_l$  est un polynôme de Legendre. En retenant les termes tels que  $l < N$ , un jeu de  $N + 1$  équations différentielles est obtenu (nécessitant  $N + 1$  conditions aux limites).

Les méthodes d'ordre impair sont les plus utilisées parmi lesquelles la méthode  $P_1$  ou « approximation de diffusion ». Elle permet de déterminer avec une seule équation l'éclairement volumique  $G$  dans les cas où l'épaisseur optique du milieu est grande. Si l'épaisseur optique est faible cette méthode donne des résultats erronés. Les ordres supérieurs sont rapidement plus lourds à mettre en place et à partir de l'ordre 5, la complexité du calcul est trop coûteuse par rapport au gain en précision.

### C.4 Méthode des flux

Les méthodes des volumes finis ou méthode des flux reposent sur une discrétisation angulaire grossière de la variation angulaire de la luminance selon les axes du repère cartésien. On trouve des méthodes à deux flux, type Schuster-Hamaker [124, 125], où le rayonnement est considéré comme plan parallèle avec un flux ascendant ou descendant. Il existe également des modèles à quatre flux ou six flux. Le modèle de type Schuster-Schwarschild consiste à diviser l'angle solide en plusieurs angles solides où la luminance est supposée constante [126]. Cette méthode est pratique pour un calcul couplé avec un écoulement mais il est difficile de modéliser



correctement des géométries complexes. De plus, cette méthode ne peut pas bien rendre compte des aspects directionnels du rayonnement qui jouent un rôle important dans notre récepteur avec l'apparition des points chauds.

## C.5 Méthode aux ordonnées discrètes

La méthode des ordonnées discrètes fut développée originellement en 1960 par Chandrasekhar dans le cadre de travaux sur les étoiles et les radiations atmosphériques. Elle fut ensuite l'objet de nombreuses études en neutronique. Son essor dans le domaine des transferts radiatifs est plus tardif et doit attendre les années 80, avec par exemple les travaux de Fiveland, Jamaluddin ou Truelove. Ces diverses études ont permis de souligner, pour les cas usuels, deux qualités de cette méthode : la rapidité des calculs (par rapport aux méthodes de zones ou de Monte Carlo) et la relative précision de résolution. Depuis les années 90, un engouement de plus en plus prononcé pour la MOD apparaît, et de nombreuses variantes de la méthode initiale de Carlson et Lathrop sont développées, permettant entre autre son application pour les géométries complexes [127].

La recherche de la luminance en chaque point de l'espace nécessite la résolution de l'équation du transfert radiatif en traitant sa dépendance angulaire, les propriétés locales du gaz considéré et sa dépendance spectrale. Afin de permettre une résolution numérique, la dépendance directionnelle est résolue en utilisant une discrétisation angulaire : le rayonnement est pris en compte que sur un nombre  $N$  discret de directions. Pour un point du domaine de calcul, la luminance totale s'obtient en faisant un bilan du flux radiatif entrant et sortant d'un volume de contrôle associé au point, intégré sur tout l'angle solide. La discrétisation angulaire est réalisée en définissant un nombre de directions à chacune desquelles est associé un poids de pondération. La luminance totale  $L_\nu(r, s)$  peut donc être obtenue en sommant les luminances incidentes directionnelles  $L_\nu(r, s_i)$  préalablement multipliées par un coefficient de pondération  $\omega$  :

$$L_\nu(r, s) = \sum_{i=1}^N \omega L_\nu(r, s_i) \quad (\text{C.4})$$

La MOD est basée sur une approche volumes finis, elle est donc facilement interfaçable avec des codes de CFD basés sur cette même approche.

Mais la méthode des ordonnées discrètes apporte deux défauts majeurs à la validité d'une modélisation : l'effet de rayon et la diffusion numérique.

L'effet de rayon est lié à une discrétisation angulaire insuffisante et se manifeste par des discontinuités irréalistes dans la distribution des luminances ou des flux de chaleur pouvant conduire à des solutions physiques irréalistes. Cet effet sera plus manifeste dans des configurations ayant des points chauds très localisés. Cet effet est d'autant plus important si la configuration est très allongée.

L'effet de diffusion numérique est un phénomène dû à l'erreur du schéma de dérivation spatiale et qui apparaît plus particulièrement quand les directions de propagation sont obliques par

rapport aux lignes d'orientation du maillage. C'est dans le cas où les mailles sont optiquement épaisses que l'effet de diffusion numérique est le plus important.

## C.6 Méthode de Monte Carlo

La Méthode de Monte Carlo simule numériquement le comportement de paquets de photons depuis leur émission jusqu'à leur absorption totale. Elles consistent à reconstruire un grand nombre d'événements aléatoires : absorption, émission, diffusion. Ces événements sont générés à l'aide d'un générateur aléatoire et de densité de probabilité d'événements.

En utilisant le théorème de la limite centrale, la statistique des événements générés permet un calcul d'erreur par écart type. Le calcul de l'écart type indique la convergence de la solution moyenne calculée. La convergence de la solution sera meilleure pour un plus grand nombre d'événements générés. L'optimisation des algorithmes consiste à travailler sur les pdf utilisées pour réduire le nombre de tirages aléatoires nécessaires à la convergence de la solution. Ces méthodes sont particulièrement adaptées au traitement de la diffusion car elle permettent de prendre en compte des fonctions de phase non isotropes.

La méthode de Monte Carlo peut s'appliquer de deux manières :

- La première consiste à générer des trajets optiques en tirant de façon aléatoire la probabilité d'un photon d'être absorbé, émis ou diffusé. En comptant le nombre de photons absorbés en chaque point les bilans énergétiques peuvent être évalués : c'est l'approche analogue.
- Une autre manière d'utiliser la méthode de Monte Carlo, dont les derniers développements ont été effectués dans la thèse de M. Roger [128], consiste à reformuler le problème mathématiquement sous forme d'intégrales. Cette approche prometteuse permet de réduire les temps de convergence si le problème mathématique est bien posé et les densités de probabilité bien choisies. Cette approche permet également de faire des calculs de sensibilité à certains paramètres en utilisant les mêmes générations d'événements sans coût de calcul supplémentaire. Cependant, il faut une bonne connaissance du système global pour proposer l'écriture mathématique optimale des densités de probabilité.

## C.7 La méthode intégrale

La méthode de Monte Carlo est une méthode statistique qui permet, entre autres, de calculer numériquement des intégrales. Elle consiste à calculer une approximation de l'intégrale  $I$  en estimant la valeur  $\langle I \rangle$  de l'intégrale moyennée sur  $N$  tirages aléatoires.

Pour évaluer l'intégrale  $I = \int_{\alpha}^{\beta} f(x)dx$ , nous allons d'abord introduire la densité de probabilité  $g = \frac{f}{p}$  qui nous permet de réécrire l'intégrale sous la forme :

$$I = \int_{\alpha}^{\beta} g(x)p(x)dx \quad (\text{C.5})$$

La valeur de I peut maintenant être approchée en prenant la moyenne des  $g(x_i)$  sur un grand nombre N de tirages de  $x_i$  :

$$I = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N g(x_i) \quad (\text{C.6})$$

Pour un nombre de tirages en adéquation avec la précision souhaitée, nous avons ainsi calculé un estimateur de l'intégrale I ainsi qu'un estimateur de sa variance  $\sigma$  :

$$I = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N g(x_i) \quad (\text{C.7})$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sigma^2(g(x)) \approx \frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^N [g(x_i) - \langle I \rangle]^2 \approx \frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^N [g(x_i)^2 - \langle I \rangle^2]$$

Un travail de reformulation mathématique permettant de choisir des fonctions de densité de probabilité paliant aux difficultés de convergence a été utilisé d'après les travaux de Lataillade [129] et Eymet [81].

# Annexe D

## Utilisation de la CFD dans les milieux diphasiques

Les écoulements diphasiques au sein des lits fluidisés sont très complexes et peuvent être modélisés de différentes manières, en fonction de leur nature et des résultats attendus. Le choix du type de modélisation sélectionné est défendu dans cette partie.

### D.1 Classification des modélisations des milieux diphasiques

Il existe deux grandes familles de méthodes de résolution des milieux diphasiques : les résolutions de type lagrangienne ou eulérienne. La description eulérienne consiste à se placer en un point fixe du milieu à l'étude et à observer les modifications des propriétés du fluide qui défilent en ce point. La description lagrangienne consiste à observer les modifications des propriétés d'une particule fluide que l'on suit dans son mouvement.

Les lits fluidisés appartiennent à la classe des écoulements particulaires et peuvent théoriquement être résolus par les deux méthodes précédentes. Dans la pratique, les résolutions de type lagrangien, avec suivi des particules solides, sont réservées à des cas de petite dimension à moins de disposer d'une très grande capacité de calcul. L'approche Lagrangienne de la phase particulaire sous entend qu'il faut résoudre un set d'équation pour chaque particule du milieu. Il en résulte un nombre trop important d'équations à résoudre pour la plupart des cas industriels de même que dans le cas qui nous intéresse. En génie des procédés, il est donc plus courant d'utiliser une méthode de type eulérienne pour résoudre le comportement des particules solides et fluides.

Deux catégories de résolutions eulériennes existent : les modèles de diffusion et les modèles à deux fluides. Les modèles de diffusion sont formulés de sorte qu'ils considèrent le mélange comme un seul fluide qui peut être décrit par une équation de continuité, des équations de conservation du mouvement, l'équation de l'énergie et une équation de diffusion pour prendre en compte

les gradients de concentration de particules. Les modèles à deux fluides, plus complexes, sont composés de deux équations de continuité, deux sets d'équations de conservation du mouvement, et de deux équations de l'énergie, le tout étant assorti d'équations de fermetures. Bien que les modèles de diffusion soient plus simples, ils peuvent parfois donner d'aussi bons résultats qu'un modèle à deux fluides pour certaines applications : sédimentation, cyclones, particules entraînées dans un tuyau. Pourtant, dans notre cas, il est conseillé d'utiliser un modèle à deux fluides car les modèles de diffusion se révèlent insuffisants quand la vitesse de glissement entre les deux fluides devient importante.

A un niveau encore plus détaillé, les modèles à deux fluides peuvent être classés selon l'interaction qu'il existe entre les deux phases. Il existe d'un côté des modèles qui ne permettent pas le mélange des deux phases. Ces modèles, très utilisés pour la prédiction du mouvement de grosses bulles dans un liquide ou les mouvements de fluides après la rupture d'un barrage, sont vite limités dans la prédiction des écoulements qui ont lieu dans un lit fluidisé. C'est pourquoi nous allons utiliser dans notre étude un modèle Eulérien permettant l'interpénétration entre les phases, car ce modèle est mieux adapté pour suivre la concentration en particules de la phase de bulle ainsi que l'évolution de bulles de petite taille dans les lits fluidisés.

## D.2 Le modèle eulérien pour milieux diphasiques

L'approche eulérienne que nous avons choisie est en quelque sorte l'extension de la formulation mathématique utilisée en mécanique des fluides pour décrire l'évolution d'un seul fluide. Le comportement des particules solides, dans un écoulement diphasique, peut être comparé par analogie à celui des molécules dans un gaz. Dans cette approche, ni les trajectoires, ni la statistique des particules solides ne sont résolues. La statistique des particules est définie implicitement par des hypothèses et les propriétés de la phase dispersée sont moyennée pour fournir un modèle continu.

Dans chaque élément de volume de la géométrie, sont résolus 2 sets d'équations, un pour le gaz et un pour le nuage de solides dispersés. Ces deux milieux continus peuvent s'interpénétrer. La phase gazeuse influe sur la dynamique de la phase dispersée, et vice versa.

Le couplage des deux phases est réalisé par le calcul de la pression solide et des termes d'échange entre les phases. L'étude à petite échelle des interactions particules/gaz ont révélé plusieurs types d'interactions et différents mécanismes de transfert de mouvement entre les phases :

- la force de traînée, liée à la différence de vitesse entre les deux phases ;
- la poussée hydrostatique, liée au gradient de pression ;
- l'effet de masse virtuelle, liée à l'accélération relative entre les deux phases ;
- La force de Saffman, liée aux gradient de vitesse dans les fluides ;
- La force de Magnus, liée à la rotation des particules ;
- La force de Basset, qui dépend de l'historique des mouvements des particules dans le fluide ;

– Et d'autres forces liées aux gradients de température et de densité.

Ces différentes forces sont souvent déterminées expérimentalement par rapport aux forces s'exerçant sur une particule isolée, moyennant la correction qui doit être apportée du fait de la proximité des autres particules. Cette interaction s'identifie au niveau de la dépendance de ces forces à des variables comme la fraction volumique ou le nombre de Reynolds. Dans le cas des lits fluidisés, en absence de transfert de matière entre les phases, les forces de frottement ainsi que la poussée hydrostatique sont les mécanismes principaux de transfert de mouvement entre les phases. Ce phénomène est lié à la forte différence de densité entre les particules et le gaz. Cela nous permet de négliger raisonnablement les autres forces, dont la modélisation pose encore problème à l'heure actuelle.

## D.3 Description du modèle eulérien dans le cas d'un problème de fluidisation

Dans notre cas, il a été fait le choix d'utiliser le code de CFD commercial FLUENT car il offre la possibilité de simuler notre problème en 3D par une approche eulérienne dont nous pouvons facilement adapter (dans une certaine mesure) les différents modèles et autres caractéristiques physiques du lit et des particules.

### D.3.1 Les équations et hypothèses du modèle Eulérien

Les équations résolues par FLUENT [130] sont les suivantes :

#### La conservation de la masse du fluide et de l'émulsion

La conservation de la masse du fluide (g) et de l'émulsion (s) lorsque il n'y a pas d'échange de matière entre les phases prend les formes suivantes :

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g) + \nabla(\alpha_g \rho_g \vec{v}_g) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_s \rho_s) + \nabla(\alpha_s \rho_s \vec{v}_s) &= 0\end{aligned}\tag{D.1}$$

avec  $\vec{v}$  la vitesse de la phase.

#### La conservation de la quantité de mouvement

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g \vec{v}_g) + \nabla(\alpha_g \rho_g \vec{v}_g \vec{v}_g) &= -\alpha_g \nabla p + \nabla(\bar{\bar{\tau}}_g) + \alpha_g \rho_g \vec{g} + K_{gs}(\vec{v}_g - \vec{v}_s) \\ \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_s \rho_s \vec{v}_s) + \nabla(\alpha_s \rho_s \vec{v}_s \vec{v}_s) &= -\alpha_s \nabla p - \nabla p_s + \nabla(\bar{\bar{\tau}}_s) + \alpha_s \rho_s \vec{g} + K_{gs}(\vec{v}_g - \vec{v}_s)\end{aligned}\tag{D.2}$$

avec les tenseurs de contrainte et de cisaillement.

$$\begin{aligned}(\bar{\bar{\tau}}_g) &= \mu_g(\nabla\vec{\nu}_g + \nabla\vec{\nu}_g^T) + (\lambda_g - \frac{2}{3}\mu_g)\nabla\vec{\nu}_g\bar{\bar{I}} \\ \alpha_s(\bar{\bar{\tau}}_s) &= -P_s\bar{\bar{I}} + \alpha_s\mu_s(\nabla\vec{\nu}_s + \nabla\vec{\nu}_s^T) + (\lambda_s - \frac{2}{3}\mu_s)\nabla\vec{\nu}_s\bar{\bar{I}}\end{aligned}$$

On remarque la présence d'un terme de transfert entre les deux phases, qui est un terme spécifique et primordial dans la simulation des écoulements diphasiques. Ce terme de transfert est modélisé par le produit du coefficient de transfert  $K_{gs}$  par la vitesse de glissement entre les deux phases ( $\vec{\nu}_g - \vec{\nu}_s$ ).

Dans les équations de conservation de la quantité de mouvement présentées, le terme lié à la force d'entraînement a été négligé. En effet, il est convenu de négliger cette force liée à la différence de vitesse entre le gaz et les particules dans le cas de lits denses utilisant des particules de petite taille. De même, la force liée à l'accélération des particules par rapport au gaz est elle aussi négligée, ce qui est communément pratiqué quand la masse volumique des particules est très supérieure à celle du gaz.

### Le terme de transfert entre les phases et le coefficient de trainé

La forme générale du terme d'échange de quantité de mouvement entre les phases est :

$$f_{drag} = K_{gs}(\vec{\nu}_g - \vec{\nu}_s) \quad (D.3)$$

Ce coefficient de transfert est fonction du coefficient de trainée qui est généralement issu de deux types de données expérimentales.

Le premier type d'expériences concerne les valeurs importantes de fraction volumique de solide, ou même les lits denses décrits par des modèles comme celui d'Ergun. Ce type de corrélation nécessite un modèle de trainée supplémentaire pour décrire les zones peu denses, comme le modèle de Gidaspow.

Le deuxième type d'expériences utilise une corrélation fonction du Reynolds et de la fraction volumique de solide. Il peut décrire tout le spectre de densité à partir de mesures effectuées sur la vitesse terminale de chute de particules dans les lits fluidisés. Comme exemple, on peut citer le modèle de Richardson et Zaki.

Parmi les nombreux modèles proposés dans la littérature, nous avons utilisé et confronté pour notre étude 3 modèles classiques : celui de Gidaspow [103], celui de Syamlal-O'Brien [104] et celui de Di Felice ajusté [105]. Certains d'entre eux ont été implémentés sous forme d'UDF (User Defined Function) dans Fluent.

Le premier modèle, celui de Gidaspow [103] a été choisi car il a la réputation de donner de bons résultats qualitatifs ainsi qu'une bonne convergence du schéma numérique dans le cas de lits fluidisés denses. De plus, il possède une interprétation physique simple et intéressante puisque ce modèle est en fait constitué de la combinaison d'un modèle de Wen et Yu [131] avec un modèle d'Ergun [132] pour couvrir toute les valeurs de porosité du lit. Le modèle s'écrit de

la façon suivante :

$$\begin{aligned}
K_{gs} &= \frac{3C_D \alpha_s \alpha_g \rho_g |\nu_g - \nu_s|}{4d_s} \alpha_s^{-2.65}, & \alpha_g \geq 0.8 \\
K_{gs} &= 150 \frac{\alpha_s^2 \mu_g}{\alpha_g d_s^2} + 1.75 \frac{\alpha_s \rho_g |\nu_g - \nu_s|}{d_s}, & \alpha_g \leq 0.8
\end{aligned} \tag{D.4}$$

avec le coefficient de traînée et le nombre de Reynolds des particules s'exprimant :

$$\begin{aligned}
C_D &= \begin{cases} \frac{24}{Re_s} [1 + 0.15 Re_s^{0.687}], & Re_s < 1000 \\ 0.44, & Re_s \geq 1000 \end{cases} \\
Re_s &= \frac{\rho_g d_s |\nu_g - \nu_s|}{\mu_g}
\end{aligned}$$

Le deuxième modèle étudié est celui de Syamlal-O'Brien [104] basé sur la mesure de la vitesse terminale de particules dans un lit fixe ou fluidisé et qui s'écrit :

$$\begin{aligned}
K_{gs} &= \frac{3C_D \alpha_s \alpha_g \rho_g |\nu_g - \nu_s|}{4d_s \nu_{r,s}^2} \\
C_D &= \left( 0.63 + \frac{4.8}{\sqrt{Re_s / \nu_{r,s}}} \right)^2 \\
Re_s &= \frac{\rho_g d_s |\nu_g - \nu_s|}{\mu_g}
\end{aligned} \tag{D.5}$$

avec  $\nu_{r,s}$  issu d'une formule analytique :

$$\begin{aligned}
\nu_{r,s} &= 0.5(A - 0.06 Re_s + \text{sqrt}(0.06 Re_s)^2 + 0.12 Re_s(2B - A) + A^2) \\
A &= \alpha_g^{4.14} \\
B &= \begin{cases} \alpha_g^{2.65}, & \alpha_g \geq 0.85 \\ 0.8 \alpha_g^{1.28}, & \alpha_g < 0.85 \end{cases}
\end{aligned} \tag{D.6}$$

Le troisième modèle est celui de Di Felice ajusté [105] qui permet d'ajuster la pertinence du modèle par quelques valeurs expérimentales simples à mesurer. En effet, la force de traînée dépend de nombreux paramètres comme la vitesse de glissement entre phases particulaire et gazeuse, la distribution de particules, leur forme, etc. Le constat de cette complexité est qu'il est difficile de déterminer la dépendance de cette force à la concentration de particules en dehors de cas limites comme une particule isolée ou le lit fixe. De plus, la distribution de taille de particules ainsi que leur facteur de forme ne sont pas toujours connus. Dans le cas idéal, il faut calculer la force de traînée en fonction de tous ces paramètres. C'est pourquoi certains chercheurs comme Syamlal et O'Brien, Makkawi et Wright et Di Felice ont introduit une méthode d'ajustement du coefficient de traînée en fonction d'information facilement obtenues expérimentalement à



savoir la vitesse et porosité minimales de fluidisation. Ces méthodes d'ajustement ont pour but de rendre plus efficace les modèles dans leur application à un système particulier. Ce modèle exprime le coefficient de transfert par le produit de la force de trainé d'une particule isolée soumise au même débit de fluide par une fonction de la porosité :

$$K_{gs} = \frac{3C_D \alpha_s \rho_g |\nu_g - \nu_s|}{4d_s} f(\alpha_s) \quad (\text{D.7})$$

avec la fonction de porosité  $f(\alpha_s)$  définie empiriquement comme :

$$f(\alpha_s) = (1 - \alpha_s)^{-x} \quad x = P - Q \exp\left[-\frac{(1.5 - \log_{10}(Re_s))^2}{2}\right] \quad P = 3.7, Q = 0.65 \quad (\text{D.8})$$

Les paramètres P et Q sont ajustés en considérant l'équilibre des particules au minimum de fluidisation où la force de trainée est équilibrée par la poussée d'Archimède :

$$(1 - \alpha_{g,mf})(\rho_s - \rho_g) = \frac{K_{gs}}{\alpha_{g,mf}} U_{mf} \quad (\text{D.9})$$

avec  $U_{mf}$  la vitesse au minimum de fluidisation.

Le choix entre ces trois modèles sera présenté au chapitre 7.

## La pression du solide et la température granulaire

Les modèles à deux fluides nécessitent aussi des équations pour décrire la rhéologie des particules de la phase solide au travers de la pression solide et de la viscosité de volume des particules.

Quand le comportement des particules est déterminé par les collisions, la théorie de la cinétique des gaz peut être employée pour décrire les contraintes dans la phase solide. Analogiquement à la température des gaz, on peut donc définir une température granulaire. Cette température est fonction des fluctuations de vitesse des particules. La température granulaire, selon Lun et al [133] s'exprime de la manière suivante :

$$\frac{3}{2} \left[ \frac{\partial}{\partial t} (\rho_s \alpha_s \theta_s) + \nabla (\rho_s \alpha_s \vec{\nu}_s \theta_s) \right] = (-p_s \bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\tau}}_s) : \nabla \vec{\nu}_s + \nabla (k_{\theta_s} \nabla \theta_s) - \gamma_{\theta_s} + \phi_{gs} \quad (\text{D.10})$$

Le premier terme de cette température représente la création d'énergie liée aux contraintes dans la phase particulaire. Le second terme représente quant à lui la diffusion d'énergie liée au gradient de température particulaire.  $p_s$  est la pression de la phase particulaire.  $\phi_{gs}$  est la dissipation d'énergie liée aux frottements entre les particules et le gaz.  $\gamma_{\theta_s}$  est la dissipation d'énergie liée aux collisions inélastiques entre particules :

$$\gamma_{\theta_s} = 12(1 - e^2) \frac{\alpha_s^2 \rho_s g_0}{d_s \sqrt{\pi}} \theta_s^{3/2}$$

avec  $g_0$  la fonction de distribution radiale de particules.

Mais plutôt que de résoudre complètement la température granulaire, il est raisonnable de poser l'hypothèse que l'énergie granulaire est en régime permanent et qu'elle est dissipée localement. Cette hypothèse permet de négliger les termes de diffusion et de convection de l'équation de la température. A partir de là, on peut écrire la pression du solide qui représente la force normale appliquée à la phase particulaire. Cette force liée aux interactions solide-solide s'écrit plus simplement :

$$0 = (-p_s \bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\tau}}_s) : \nabla \vec{v}_s - \gamma_{\theta_s} \quad (\text{D.11})$$

### La contrainte de cisaillement du solide

La contrainte de cisaillement du solide est constituée de trois composantes liées à trois phénomènes différents à savoir les collisions entre les particules, la différence de vitesse entre les deux phases et enfin les frottements entre les particules. La viscosité de cisaillement de la phase solide joue un rôle très important dans le modèle au niveau de la dissipation d'énergie. Cette viscosité peut atteindre 1000 fois la viscosité d'un liquide quand la porosité est de 0,6. Elle s'écrit :

$$\mu_S = \mu_{S,col} + \mu_{S,cyn} + \mu_{S,fr} \quad (\text{D.12})$$

Une fois encore, il existe de nombreuses corrélations permettant de modéliser cette viscosité. Les principales sont les relations de Lun et ass., Syamlal et ass., Gidaspow, Hrenya et Sinclair. D'après les courbes présentées par Ahuja [134], toutes ces corrélations donnent des valeurs équivalentes de la viscosité lorsque la porosité dépasse 0,25. Toute la différence se fait pour les valeurs de la porosité faible où les différents modèles peuvent différer fortement lorsque la porosité tend vers 0. Parmi ces modèles, c'est le modèle de Syamlal qui sera utilisé car l'hypothèse qui a été faite, à savoir de négliger la contribution cinétique est validée dans le cas de lits fluidisés denses. Selon Syamlal, la viscosité de cisaillement de la phase solide s'exprime :

$$\mu_S = \frac{4}{5} \epsilon_S^2 \rho_S d_P g_0 (1+e) \sqrt{\frac{\theta_S}{\pi}} + \frac{1}{15} \sqrt{\theta\pi} \frac{\epsilon_S^2 \rho_S d_S g_0 (1+e) (3/2e - 1/2)}{3/2 - 1/2e} + \frac{1}{12} \sqrt{\theta\pi} \frac{\epsilon_S \rho_S d_S}{3/2 - 1/2e} \quad (\text{D.13})$$

Dans cette théorie, c'est donc principalement la composante collisionnelle de la viscosité qui est prise en compte. Les collisions sont supposées binaires et quasi-instantanées. Mais dans les régions avec des quantités importantes des particules, les contacts multiples entre particules sont prépondérants dans la génération de la contrainte de cisaillement. Sur le long terme, cette dissipation importante d'énergie auto-entretenu va créer des régions extrêmement denses dans le lit car toute particule qui y rentre aura beaucoup de difficultés pour s'en échapper [135] [136]. C'est pour cela qu'il est important de prendre en compte la contrainte de frottements tel que l'a exprimée Schaffer [137] :

$$\mu_{S,fr} = \frac{P_S \sin\phi}{2\sqrt{I_{2D}}} \quad (\text{D.14})$$

où  $\phi$  est l'angle de friction et  $I_{2D}$  le second invariant du déviateur.

## La fonction de distribution radiale de particules

La contrainte de cisaillement sur le solide est dépendante de la distribution radiale de particules.  $g_0$  joue le rôle d'un terme corrigeant la probabilité de collision entre les particules solides. Plusieurs corrélations ont été proposées, notamment par Carnahan et Starling, Lun et Savage, Sinclair et Jackson ou encore Gidaspow. Dans notre cas, toutes les fonctions de distribution radiale de particules donnant des résultats très similaires, c'est celle de Lun et Savage qui sera utilisée car elle est plus réaliste dans son traitement des agrégats, quand la fraction volumique de particules devient proche de la fraction volumique maximale. Cette relation s'exprime :

$$g_0 = \left[ 1 - \left( \frac{\alpha_s}{\alpha_{smax}} \right)^{-2.5\alpha_{smax}} \right] \quad (D.15)$$

### D.3.2 Modélisation de la turbulence

Dans notre cas, une résolution de type RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) est utilisé pour approximer la turbulence dans les deux phases de l'écoulement par une méthode statistique. Les équations moyennées de Reynolds définissent une formulation approchée des équations de Navier-Stokes par l'introduction de quantités moyennées et de quantités fluctuantes. Parmi les différentes variables, la vitesse réinjectée dans les équations de Navier-Stokes prend la forme :

$$\nu = \bar{\nu} + \nu'$$

avec la composante moyenne  $\bar{\nu}$  et la composante fluctuante  $\nu'$  de la vitesse.

Les non linéarités des termes convectifs du système d'équations créé font apparaître des termes supplémentaires qui sont soit négligés, soit modélisés dans le cas d'écoulements turbulents. Dans notre cas, les équations sont fermées par un modèle de turbulence : le modèle k- $\epsilon$ .

#### Le modèle k- $\epsilon$

Les écoulements turbulents couvrent un large éventail d'échelles spatiales et temporelles et impliquent des longueurs caractéristiques beaucoup plus petites que les volumes des mailles du domaine. Ainsi, les modèles de turbulence sont utilisés pour modéliser les écoulements sans résoudre les équations de conservation du mouvement au niveau de toutes les échelles.

Le plus répandu des modèles de turbulence est le modèle k- $\epsilon$  où k est l'énergie cinétique turbulente et  $\epsilon$  le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente. La détermination des différentes constantes du modèle est expérimentale. Ce modèle est stable, numériquement robuste et conduit à des résultats souvent satisfaisants pour la représentation des phénomènes turbulents.

Le modèle k- $\epsilon$  pose l'hypothèse que la viscosité turbulente est liée à l'énergie cinétique turbulente via la relation :

$$\mu_T = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} \quad (D.16)$$

## Extension du modèle k- $\epsilon$ aux écoulements biphasiques

Il existe plusieurs adaptations du modèle k- $\epsilon$  aux écoulements biphasiques disponibles dans FLUENT. Notamment un modèle résolvant uniquement la turbulence du mélange et un modèle résolvant deux sets d'équations de transport en k- $\epsilon$  pour chaque phase. Dans notre étude, nous avons choisi d'utiliser un set d'équations de transport en k- $\epsilon$  pour chaque phase. C'est un modèle plus coûteux en temps de calcul, mais il est le mieux adapté aux phénomènes de turbulence complexe ayant lieu dans les lits fluidisés. Les équations liant k et  $\epsilon$ , dérivées des équations de conservation du mouvement pour chaque phase sont :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g k_g) + \nabla(\alpha_g \rho_g \vec{v}_g k_g) &= \nabla \cdot \left( \alpha_g \frac{\mu_{t,g}}{\sigma_k} \nabla k_g \right) + (\alpha_g G_{k,g} - \alpha_g \rho_g \epsilon_g) \\ &+ K_{sg}(C_{sg} k_s - C_{gs} k_g) - K_{sg}(\vec{v}_s - \vec{v}_g) \frac{\mu_{t,s}}{\alpha_s \sigma_s} \nabla \alpha_s \\ &+ K_{sg}(\vec{v}_s - \vec{v}_g) \frac{\mu_{t,g}}{\alpha_g \sigma_g} \nabla \alpha_g \end{aligned} \quad (D.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g \epsilon_g) + \nabla(\alpha_g \rho_g \vec{v}_g \epsilon_g) &= \nabla \cdot \left( \alpha_g \frac{\mu_{t,g}}{\sigma_\epsilon} \nabla \epsilon_g \right) + \frac{\epsilon_g}{k_g} \left( C_{1\epsilon} \alpha_g G_{k,g} - C_{2\epsilon} \alpha_g \rho_g \epsilon_g \right. \\ &+ C_{3\epsilon} \left( K_{sg}(C_{sg} k_s - C_{gs} k_g) - K_{sg}(\vec{v}_s - \vec{v}_g) \frac{\mu_{t,s}}{\alpha_s \sigma_s} \nabla \alpha_s \right. \\ &\left. \left. + K_{sg}(\vec{v}_s - \vec{v}_g) \frac{\mu_{t,g}}{\alpha_g \sigma_g} \nabla \alpha_g \right) \right) \end{aligned} \quad (D.18)$$

avec le terme de trainée turbulent  $K_{sg}$ , les paramètres du modèle en  $C_{x\epsilon}$  et les termes  $C_{sg}$   $C_{gs}$  qui peuvent être approximés par :

$$C_{sg} = 2, \quad C_{gs} = 2 \left( \frac{\eta_{sg}}{1 + \eta_{sg}} \right) \quad (D.19)$$

avec  $\eta_{sg}$  qui est un rapport de deux temps caractéristiques de la turbulence.

## D.4 La discrétisation des équations dans FLUENT

Ce solveur de type RANS permet la résolution -dans le cas qui nous intéresse- d'écoulements tridimensionnels et instationnaires par résolution des équations de l'écoulement moyennées sur un maillage non structuré. La discrétisation temporelle des équations de continuité et de l'énergie cinétique turbulente se font selon un schéma UPWIND d'ordre 1. Les équations de conservation du mouvement sont résolues par un schéma UPWIND d'ordre 2 afin de limiter la diffusion numérique. Le couplage des champs de vitesse et de pression sont réalisés par le schéma numérique SIMPLE [138]. La discrétisation spatiale est de type volumes finis avec une représentation des valeurs aux nœuds.

Les équations résolues sont non-linéaires et couplées, il est donc nécessaire de procéder à plusieurs itérations de la boucle de résolution pour parvenir à une solution convergée pour chaque pas de temps. La boucle de résolution de FLUENT (cf fig. D.1 ) se présente comme suit :

1. Les propriétés du fluide sont mises à jour par rapport à la solution en cours, si l'itération courante est la première itération de la simulation, alors les propriétés du fluide sont celles de la solution initiale.
2. Les équations de conservation de la quantité de mouvement sont résolues à partir du champ de pression afin d'en déduire le champ de vitesse.
3. A partir du nouveau champ de vitesse, un nouveau champ de pression est calculé afin de satisfaire les équations de continuité. Le nouveau champ de pression est calculé d'après l'équation de correction de la pression qui est en fait dérivée des équations de continuité et d'une version linéarisée des équations de conservation de la quantité de mouvement.
4. Les équations scalaires comme celle de la turbulence sont résolues à partir des propriétés du fluide. Les termes de transfert entre les différentes phases du modèle diphasique sont mis à jour.
5. Enfin, la convergence des équations est testée. Cette procédure est ensuite répétée depuis le début.

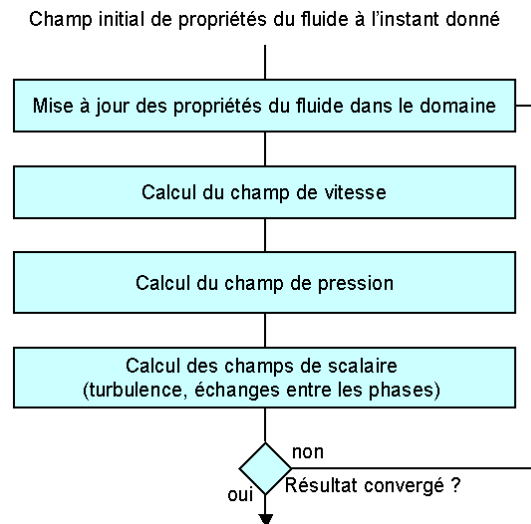


FIGURE D.1 – Algorithme de résolution simplifié d'un pas de temps avec le logiciel FLUENT

## D.5 La détermination du pas de temps

Dans un cas en 3D, une étude préliminaire bibliographique [139] démontre qu'un pas de temps de l'ordre de  $10^{-3}s$  est généralement nécessaire pour résoudre ce type de problèmes. L'utilisation d'un pas de temps variable couplé à un algorithme de 100 itérations par pas de temps a été choisi pour assurer un calcul stable. La détermination automatique du pas de temps est basée sur une estimation de l'erreur de troncature associée au type de schéma numérique étudié. Si l'erreur de troncature est inférieure à la tolérance spécifiée, alors le pas de temps est augmenté ; si l'erreur de troncature est supérieure au critère, alors le pas de temps est diminué. La valeur minimale du pas de temps est fixée à  $10^{-5}s$  alors que la valeur maximale (jamais atteinte) est de 10s. Une alternative aurait été de fixer le pas de temps avec un critère de type CFL, comme on le fait généralement en CFD. Mais Fluent ne proposant pas cette option, nous avons utilisé la manière précédente qui donne aussi de bons résultats.

## D.6 La relaxation numérique

La relaxation numérique d'une grandeur permet d'éviter les sauts brusques de cette grandeur entre deux itérations et améliore donc la convergence. La relaxation réajuste la valeur d'une grandeur suivant un coefficient qu'il convient de définir par tâtonnement afin de trouver le bon compromis entre rapidité et stabilité de la résolution du problème. Les grandeurs sur lesquelles on peut appliquer un coefficient de relaxation sont : la pression, la vitesse, la fraction volumique de particules, la température granulaire et d'autres scalaires utiles dans le calcul des phénomènes turbulents. Les valeurs de la relaxation numérique présentées par la suite ont donc été fixées par des essais successifs.

## D.7 Le suivi de la convergence et l'exploitation des résultats

Le critère de convergence est fixé à  $10^{-4}$  sur chaque résidu des différentes propriétés de l'écoulement. Les résidus sont la variation relative de chaque grandeur par rapport à l'itération précédente. Pour obtenir des valeurs moyennées représentatives à partir d'une simulation instationnaire, une moyenne de ces grandeurs est réalisée sur un laps de temps de 10s lorsque le lit fluidisé a atteint le régime permanent, après 10s de calcul.

Le temps de calcul nécessaire à une simulation transitoire d'une vingtaine de secondes du lit fluidisé étudié est de l'ordre de quatre jours sur deux processeurs d'un Intel Xeon L5520. Ce temps de calcul ne peut guère être raccourci en utilisant plus de processeurs car le gain de puissance engendré par l'ajout de capacité de calcul ne compense pas les pertes liées au dialogue entre processeurs. Ceci est lié au faible nombre de mailles de la géométrie qui est idéalement réparti entre deux processeurs.

# Annexe E

## Modèles spectraux de gaz appliqués aux lits fluidisés

### E.1 Les modèles spectraux de gaz

Pour calculer les propriétés radiatives d'un gaz, on peut utiliser plusieurs types de modèles qui peuvent être classés par ordre de complexité croissante :

- Les modèles simples : gaz gris, modèles à bandes larges...
- Les modèles intermédiaires : modèles à bandes étroites...
- Les modèles complexes : modèle raie par raie.

Les modèles les plus simples, à bandes larges, supposent les propriétés optiques constantes sur une large plage de fréquence. Bien que leur utilisation permette de réduire un maximum le temps de calcul, ces approximations donnent des résultats souvent peu précis pour représenter les spectres complexes des mélanges gazeux. Leur intérêt est très limité dans notre application, puisque nous avons vu précédemment qu'un calcul basé sur les propriétés optiques moyennées du domaine donne de mauvais résultats.

A l'opposé, pour le niveau de complexité le plus élevé, il y a le modèle raie par raie qui prend en compte chaque raie spectrale du gaz pour le calcul des propriétés optiques à une longueur d'onde donnée. Les propriétés optiques en un point sont donc la sommation de l'influence de toutes les raies. Chaque raie est définie par une position, un profil de raie défini par un modèle (par exemple de Lorentz avec une intensité et une largeur). Les paramètres qui alimentent ce modèle sont disponibles dans des bases de données prenant en compte plusieurs millions de raies. Ce type de représentation est utilisé comme référence pour tester les autres modèles plus simples. Malheureusement, pour obtenir une telle précision le coût en temps de calcul est très élevé. Cette méthode est l'équivalent de ce qui a été fait pour le lit fluidisé jusqu'alors. C'est à dire de procéder à un grand nombre de calculs monochromatiques à un instant donné puis d'en prendre la moyenne.

Pour simplifier le modèle raie par raie tout en conservant une précision acceptable, les modèles à bande étroite sont créés. Ces modèles décomposent le spectre en intervalles spectraux assez larges pour contenir de nombreuses raies d'absorption de gaz mais assez étroites pour pouvoir considérer la luminance du corps noir constante. Les modèles à bandes étroites utilisent les caractéristiques individuelles des raies et les moyennent sur l'intervalle spectral de chaque bande. Les modèles à bandes étroites peuvent être basés sur une description statistique des raies d'absorption.

Dans le cas de notre lit fluidisé, nous avons prouvé qu'un calcul gris représente bien la physique du rayonnement. De plus, nous disposons de l'évolution des propriétés optiques du lit fluidisé dans le temps. Comme la luminance noire peut être considérée constante sur toute l'échelle de temps (le calcul étant gris), l'idée est donc de traiter l'intégralité de l'intervalle de temps pour lequel nous disposons de l'évolution des propriétés optiques du lit comme nous traiterions une seule bande étroite d'un modèle spectral. Nous pouvons ainsi évaluer le calcul radiatif réalisé sur une multitude d'instantanés par une somme pondérée d'une dizaine de calculs simples et ainsi gagner en temps de calcul.

Parmi les nombreux modèles de bande étroite, le modèle à bande étroite en k-distribution basé sur une discrétisation des valeurs de  $k_a$  a été sélectionné car il répond le mieux au problème posé par notre récepteur à lit fluidisé.

## E.2 Le modèle à bande étroite en k-distribution basé sur une discrétisation des valeurs de $k_a$

Le principe des k-distribution est de considérer la distribution statistique des coefficients d'absorption et de diffusion. La description du modèle est donnée ici comme elle est utilisée dans les modèles gazeux, c'est à dire en fréquence. Dans notre cas, il suffit de remplacer la fréquence  $\nu$  par le temps  $t$ , le formalisme et la démarche restent les mêmes.

Dans un milieu homogène, le seul paramètre dépendant de la fréquence à l'intérieur d'une bande étroite est le coefficient d'absorption  $k_{a,\nu}$  (ou de diffusion  $k_{s,\nu}$ ). Il est donc possible, à l'intérieur de chaque bande, de remplacer la dépendance à la longueur d'onde  $\nu$  par une dépendance à  $k_{a,\nu}$ . Donc par exemple, l'intégrale d'une grandeur comme le flux  $\Phi$  sur  $\nu$  est équivalente à l'intégrale sur les valeurs de  $k_{a,\nu}$  :

$$\frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \phi(\nu) = \int_0^\infty \phi(k_a) f(k_a) dk_a \quad (\text{E.1})$$

avec  $f$  la fonction de distribution des coefficients d'absorption. Le choix de la fonction  $f$  détermine le type de modèle en k-distribution utilisé.

Pour notre lit fluidisé, nous disposons du spectre temporel du coefficient d'absorption. Nous utilisons donc un modèle basé sur la discrétisation de  $k_a$  pour calculer  $f$  plutôt que d'utiliser un modèle basé sur la description statistique des raies d'absorption.



Dans le cas d'un gaz, la fonction  $f$  est donc construite à partir du spectre de  $k_a$  issu du spectre d'absorption du gaz découpé en  $M$  intervalles de longueur  $\Delta\nu$  à l'intérieur desquelles  $k_a$  varie de façon monotone entre  $k_{a,min}^i$  et  $k_{a,max}^i$ . On obtient la fonction  $f$  suivante :

$$f(k_a) = \frac{1}{\Delta\nu} \sum_{i=1}^M W_i(k_a) \frac{1}{\left| \frac{dk_a}{d\nu} \right|} \quad (\text{E.2})$$

avec  $W_i(k_a) = 1$  si  $k \in [k_{a,min}^i, k_{a,max}^i]$ , sinon  $W_i(k_a) = 0$ .

On introduit ensuite la fonction cumulée  $g$  définie par  $g(k_a) = \int_0^{k_a} f(k)dk$  qui est une fonction monotone croissante et définie sur  $[0, 1]$ , ce qui permet de l'inverser.

Le calcul de la grandeur  $\Phi$  peut alors être écrit :

$$\frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \phi(\nu) = \int_0^\infty \phi(k_a) f(k_a) dk_a = \int_0^1 \phi(k_a(g)) dg \approx \sum_{j=0}^{N_q} \omega_j \phi(k_a(g_j)) \quad (\text{E.3})$$

avec  $N_q$  l'ordre de quadrature. Le choix de la quadrature utilisé est libre mais doit représenter correctement la distribution de  $k_a(g)$