

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

Arezki Bounaceur

► To cite this version:

Arezki 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 1000 K. Energie électrique. École Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2008. Français. <NNT : 2008ENMP1609>. <tel-00409692>

HAL Id: tel-00409692

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-00409692>

Submitted on 12 Aug 2009

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.



ED n° 432 : « Sciences des Métiers de l'Ingénieur »

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

T H E S E

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE PARIS

Spécialité "Energétique"

présentée et soutenue publiquement par

Arezki BOUNACEUR

le 9 décembre 2008

<p>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</p>
--

*Directeurs de thèse : Didier MAYER
Jean Jacques BEZIAN*

Jury :

M. Pascal STOUFFS.....	Rapporteur
M. Lounès TADRIST.....	Rapporteur
Mme. Mouna EL HAFI.....	Examinatrice
M. Alain DE RYCK.....	Examineur
M. Richard FOURNIER	Examineur
M. Gabriel OLALDE	Examineur

Sommaire

Sommaire

Sommaire	1
Nomenclature	5
Contexte et objectifs de la thèse	7
Introduction générale	9

Première partie : Étude bibliographique

Chapitre I : Caractéristiques dynamiques des lits fluidisés

1- Mode de contact entre les particules solides et le gaz	12
2- Phénomène de fluidisation	13
2-1- Définition	13
2-2- Chute de pression à travers la couche fluidisée	13
3- Caractéristiques du lit au minimum de fluidisation	14
3-1- Vitesse et degré de vide au minimum de fluidisation	14
2-2- Mesure de la porosité du lit au minimum de la fluidisation	17
4- Classification des poudres	17
3-1- Classification des poudres de Baeyens et Geldart (1973)	18
3-2- Classification des poudres de Saxena et Ganzha (1984)	19
5- Régimes de fluidisation	20
4-1- Régime de fluidisation homogène et hétérogène (bouillonnant)	20
4-2- Régime de fluidisation turbulent. Fluidisation rapide et transport pneumatique	23
6- Expansion, porosité et bullage de la suspension	24
7- Vitesse maximale de fluidisation (vitesse terminale de chute libre des articles)	27
8- Avantages et inconvénients de la fluidisation	27
9- Conclusion	28

Chapitre II : Les absorbeurs solaires à lit de particules solides

1- Réacteurs et récepteurs solaires solide-gaz	29
--	----

1-1- Classification des réacteurs et récepteurs solaires à lit de particules	29
1-2- Réacteurs et récepteurs solaires à lit de particules solides proposés ou étudiés ..	31
2- Transferts thermiques dans les lits fluidisés	35
3- Conclusion	43

Deuxième partie : Étude numérique

Chapitre III : Modélisation des transferts radiatifs

1- Equation de transfert radiatif	45
2- Méthodes de résolution de l'équation de transfert radiatif	46
2-1 Méthode des ordonnées discrètes	47
2-2- Modèle à deux-flux	47
2-3 Méthode des harmoniques sphériques	48
2-4 Méthode de tracé de rayons (Ray Tracing)	48
2-5 Méthode de Monte Carlo	48
3- Conclusion	50

Chapitre IV : Modélisation des transferts thermiques dans le lit fluidisé

1- Introduction	51
2- Modélisation des transferts thermiques dans le lit fluidisé	51
2-1- Exposé de la méthode	51
2-2- Application	54
3- Modélisation des transferts radiatifs dans le lit fluidisé	55
3-1- Propriétés optiques des particules solides	55
3-2- Etude des transferts radiatifs dans un récepteur solaire à lit fluidisé par la méthode de Monte Carlo (MMC)	59
3-2-1- Approches analogue et intégrale de la MMC	59
3-2-2- Formulation des transferts radiatifs en puissances nettes échangées dans la MMC	61
3-2-3- Algorithmes proposés.....	62
3-2-4- Résultats obtenus et discussion	64
4- Conclusion	68

Troisième partie : Etudes expérimentales

Chapitre V : Etudes expérimentales préliminaires au laboratoire

1- Introduction	69
2- Etude de la fluidisation à froid	69
2-1- Calculs préliminaires	69
2-2- Etude expérimentale	70
2-2-1- Nature et taille des particules solide	70
2-2-2- Choix de la géométrie de la colonne	70
2-2-3- Choix des dimensions de la colonne	75
2-3- Conclusion	80
3- Récepteur avec éclairage artificiel	81
3-1-Description du dispositif réalisé	81
3-1-1- Colonne de fluidisation	81
3-1-2- Circuit d'air	82
3-1-3- Dispositif de mesure et d'acquisition des données	82
3-1-4- Source de rayonnement infra-rouge	83
3-1-5- Détermination du flux thermique incident sur la fenêtre transparente	84
3-2- Essais de fluidisation dans le récepteur avec chauffage électrique	86
3-2-1- Mode Opérateur	86
3-2-2- Résultats obtenus et interprétations	86
4- Conclusion	92

Chapitre VI : Etude expérimentale au four solaire

1- Introduction	94
2- Dispositifs expérimentaux	94
2-1- Description du récepteur solaire réalisé	94
2-1-1- Colonne de fluidisation	96
2-1-2- Le circuit d'air	96
2-1-3- Dispositif de mesure et d'acquisition des données	97
2-2- Four solaire	98
2-2-1- Description du dispositif de concentration solaire	98
2-2-2- Position du foyer solaire	99
2-3- Mesure Calorimétrique de la puissance solaire incidente	99
2-3-1- Description du dispositif	100
2-3-2- Caractéristiques du calorimètre	100
2-3-3- Résultats des mesures calorimétriques	101

3- Etude expérimentale : fluidisation à chaud.....	102
3-1-Conditions expérimentales	102
3-2- Protocole expérimental	103
3-3- Essais préliminaires	105
3-4- Résultats expérimentaux et discussion	105
3-5- Bilan thermique	116
4- Conclusion	119
Conclusion générale et perspectives	120
Références bibliographiques	123
Annexes	133

Nomenclature

Nomenclature

	Lettres latines	
a	Surface spécifique	m^2/kg
A	Surface	m^2
C	Capacité calorifique massique	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
c	Vitesse de la lumière	3.10^8 m.s^{-1}
D	Diamètre de la colonne	m
d	Diamètre des particules	m
e	émissivité	-
g	Accélération due à la gravité	m.s^{-2}
g	Facteur asymétrique	rad
h _{lit}	Hauteur du lit	m
h	Coefficient de transfert	$\text{W/m}^2.\text{K}$
H	Enthalpie de l'air	W
k _d	Coefficient de diffusion	m^{-1}
k _a	Coefficient d'absorption	m^{-1}
k _e	Coefficient d'extinction	m^{-1}
L	Longueur	m
L _v	Luminance monochromatique	$\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$
•		
m	Débit massique de l'air	$\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
m	Masse	kg
M	Densité surfacique	kg/m^2
N	Nombre de photons	-
N	Nombre de fluidisation	-
n	Indice de réfraction	-
P	Pression	bar ou Pa
p	Puissance thermique	W
Q	Débit volumique de l'air	$\text{m}^3.\text{s}^{-1}$
q	Densité de flux thermique	W/m^2
S	Section	m^2
T	Température	°C ou K
t	temps	second
U	Vitesse de fluidisation	m.s^{-1}
V	Volume	m^3
w	Fonction poids de Monte Carlo	

	Lettres grecques	
α	Coefficient d'absorption de la vitre	-
η	Rendement thermique	%
$\Psi_{i,j}$	Puissance nette échangée entre la couche i et la couche j	W/m ²
ε	Porosité	-
τ	Epaisseur optique	-
τ	Coefficient de transmission	-
σ	Variance	-
σ_B	Constante de Stefan Boltzmann	5,67.10 ⁻⁸ W.m ⁻² .K ⁻⁴
λ	Coefficient de conduction thermique	W/m ²
λ	Longueur d'onde	m
γ	Trajet optique	m
θ	Angle de diffusion	rad
ϕ	Facteur de forme	-
Φ	Fonction de phase	-
Φ	Puissance thermique	W
μ	Viscosité	Pa.s
ν	Fréquence	Hz
ω	Albédo de diffusion	-
ρ	Masse volumique	kg.m ⁻³
Ω	Angle solide	sr
	Indices	
a	Ambiant	
b	Bulle	
Cond	Conduction	
Conv	Convection	
d	diffusion	
eff	Effectif	
g	Gaz	
max	Maximum	
mb	Minimum du bullage	
mf	Minimum de la fluidisation	
or	Orifice	
p	Particule ou paroi	
r	Rayonnement	
s	Solide	
	Abréviations	
ETR	Equation de transfert radiatif	
MMC	Méthode de Monte Carlo	
pdf	Probabilities density function	
PNE	Puissances nettes échangées	
	Nombres adimensionnels	
Ar	Archimède	
Gr	Grashoff	
Pr	Nombre de Prandtl	
Re	Reynolds	
Nu	Nombre de Nusselt	

***Contexte et objectifs
de la thèse***

Contexte et objectifs de la thèse

De nombreux programmes de recherche ont été réalisés afin de mieux exploiter l'énergie solaire. Certains procédés utilisent l'énergie solaire sans la concentrer pour produire de la chaleur à une température inférieure à 250 °C, d'autres avec concentration de cette énergie pour atteindre des températures supérieures à 250 °C.

Parmi les systèmes concentrateurs on peut citer les systèmes paraboliques, cylindro-paraboliques, à tour et les systèmes dits beam-down (voir figure 1). Ce dernier procédé a rendu possible la concentration vers le bas. Ce type de tour solaire pourra produire des températures allant de 1000 à 1500 °C et des concentrations de 2000 à 4000 (Segal et Epstein, 2006) [1].

La production de l'électricité solaire est opérée soit par des cellules photovoltaïques, soit par des procédés thermodynamiques à concentration. Bien que ces procédés présentent de bons rendements et sont actuellement économiquement rentables, ils sont limités par la température des cycles à vapeur. Pour améliorer l'efficacité énergétique de ces procédés, une des solutions est de chauffer un gaz à très haute température, en entrée d'une turbine à gaz.

Notre travail s'inscrit dans cette optique. Il consiste à concevoir un récepteur solaire à lit fluidisé à chauffage direct par le haut. Les lits fluidisés sont utilisés dans le domaine du solaire concentré pour produire de très hautes températures en raison de leurs grandes surfaces de contact et d'échange thermique. Ces lits fluidisés servent d'intermédiaire entre le rayonnement solaire concentré et un gaz à chauffer. La géométrie du récepteur à lit fluidisé joue un rôle important dans la collecte de l'énergie solaire. A notre connaissance les études réalisées sur l'influence de la géométrie du récepteur sont rares voire inexistantes.

Par son caractère bi-phasique, un milieu poreux est généralement diffusant. Dans le cas des récepteurs solaires à concentration à lit fluidisé la contribution radiative dans les transferts de chaleurs à haute température n'est pas négligeable. Cependant, ces transferts radiatifs sont souvent sous estimés et l'aspect diffusionnel de ces milieux n'est pas pris en compte.

L'objectif principal de ce travail de recherche est d'évaluer la faisabilité d'un lit fluidisé à changement de section pour le chauffage d'un gaz à haute température par rayonnement solaire concentré.

L'autre objectif de cette thèse est l'approfondissement des connaissances sur les transferts radiatifs dans le lit fluidisé qui est un milieu absorbant et diffusant.

Pour atteindre ces objectifs nous avons :

- Réalisé plusieurs colonnes transparentes et étudié la dynamique des particules dans le lit fluidisé pour le choix de la géométrie et des dimensions de la colonne du récepteur.
- Réalisé et étudié deux récepteurs à lit fluidisé à chauffage direct par le haut : le premier avec éclairage artificiel par des lampes infrarouges et le second au foyer d'un four solaire.
- Étudié les transferts de chaleur en général et radiatif en particulier pour la modélisation et l'élaboration de simulateurs numériques.

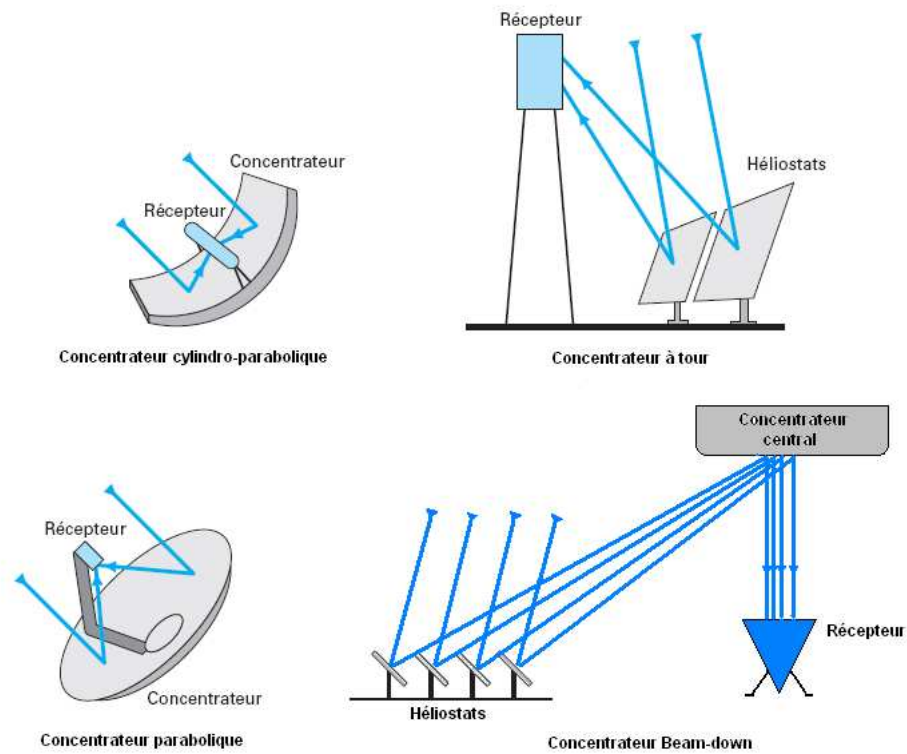


Figure 1- Schéma de quelques systèmes concentrateurs et récepteurs solaires pour la production des $T > 250\text{ }^{\circ}\text{C}$ ([1] et [2])

Introduction générale

Introduction Générale

Dans le contexte de changement climatique où la limitation des gaz à effet de serre est primordiale, et devant la menace d'épuisement des combustibles fossiles, le défi actuellement est de trouver des sources d'énergie pour répondre à un besoin toujours plus important. Les énergies renouvelables peuvent être des solutions en raison de leur abondance. Parmi ces énergies, on peut citer l'énergie solaire, l'énergie hydraulique, l'énergie éolienne, l'énergie thermique des océans et la géothermie. Sur Terre, les autres énergies « naturelles » arrivent loin derrière l'énergie solaire. En effet, la terre reçoit, en permanence, du soleil environ 173 millions de gigawatts. De nombreuses régions du monde ont un ensoleillement direct supérieur à 2000 kWh par m² et par an. On peut citer notamment l'Australie, le Sud-Ouest des Etats Unis, le Sahara, l'ensemble du Moyen Orient ou certaines régions d'Europe du Sud. L'idée est tentante de puiser à cet énorme réservoir toute l'énergie nécessaire aux activités humaines. La nature le fait déjà, en ce qui la concerne, puisque, de près ou de loin, tous les êtres vivants tirent leur énergie de la source solaire.

L'énergie solaire peut être utilisée par divers procédés. On peut citer, le procédé de conversion photovoltaïque pour produire de l'électricité, les techniques de l'habitat solaire permettant de chauffer les habitations par le rayonnement solaire, les procédés utilisant les réactions thermochimiques et la conversion thermodynamique en collectant l'énergie solaire concentrée par un récepteur solaire et puis sa conversion en électricité (voir figure 2) [3].

De plus en plus de recherches portent sur les procédés de conversion thermodynamique de l'énergie solaire concentrée, collectée par des récepteurs solaires. Cette technologie, bien que relativement récente, datant des années 1970 pour les premières installations pilotes, est prometteuse. La chaleur ainsi produite peut être utilisée directement dans des procédés industriels endothermiques ou convertie notamment en électricité par des cycles thermodynamiques (turbines à gaz, à vapeur, à cycles combinés).

Afin d'améliorer la performance des procédés thermodynamiques solaires pour la production d'électricité, une solution serait de chauffer directement un gaz au foyer des concentrateurs. La température du gaz doit être très élevée en entrée d'une turbine, notamment les turbines à gaz. Il est cependant difficile de chauffer directement par rayonnement solaire concentré un gaz situé dans une cavité. Une des meilleures solutions serait de faire traverser l'air dans un milieu divisé dynamique de faible diamètre et donc réaliser un lit fluidisé. Plusieurs études effectuées jusqu'à présent ont montré l'intérêt d'utilisation des lits fluidisés dans les procédés thermiques en raison de leurs grandes surfaces de transfert de chaleur. Les particules solides réfractaires sont considérées comme étant de bonnes candidates pour l'absorption de l'énergie solaire [4]. L'énergie emmagasinée par les particules est restituée au gaz traversant le lit permettant d'amener ce gaz à des niveaux thermiques intéressants.

Notre travail s'inscrit dans ce processus. Il consiste à concevoir et à étudier un récepteur solaire à lit fluidisé à chauffage direct (par une fenêtre transparente) par rayonnement solaire concentré.

Ce rapport est constitué de trois parties :

La première partie est consacrée à l'étude bibliographique. Cette partie est constitué de deux chapitres :

Le premier chapitre est consacré aux connaissances générales sur le phénomène de fluidisation : matériaux poreux, porosité, perte de charge, vitesse de fluidisation , ainsi que la classification des particules solides.

Le deuxième chapitre concerne les récepteurs et réacteurs solaires à lit fluidisé et leurs performances. Ce chapitre décrit et analyse aussi l'influence des paramètres expérimentaux sur l'efficacité des absorbeurs thermiques à lit fluidisé, comme la taille des particules, la densité de la suspension, la vitesse de fluidisation et la température de la suspension. Il traite aussi les phénomènes de transfert de chaleur dans un lit fluidisé.

La deuxième partie est constituée du troisième et du quatrième chapitre.

Dans le troisième chapitre nous présentons l'équation de transfert radiatif ainsi que les principales méthodes de sa résolution.

Le quatrième chapitre traite l'étude numérique des transferts thermiques. La première partie de ce chapitre est consacrée à l'étude globale des transferts de chaleur par conduction, convection et rayonnement dans le lit fluidisé. Une grande partie de ce chapitre sera consacrée aux transfert radiatifs. Nous présenterons l'outil numérique utilisé pour la détermination des propriétés optiques des particules ainsi que le code de calcul réalisé pour la modélisation des transferts radiatifs dans le lit fluidisé.

La troisième partie est consacrée à l'étude expérimentale réalisée. Cette partie est constituée de deux chapitres :

Le cinquième chapitre décrit l'étude expérimentale réalisée au laboratoire RAPSODEE de l'Ecole des Mines d'Albi. Nous présentons l'étude de fluidisation à froid réalisée pour le choix de la géométrie et les dimensions de la colonne du récepteur ainsi que certains paramètres de la fluidisation à chaud. Nous présentons aussi l'étude de la fluidisation à chaud que nous avons réalisée en utilisant le récepteur avec éclairage artificiel par des lampes infrarouges.

Dans le sixième chapitre nous décrivons le récepteur solaire que nous avons conçu à partir des résultats de l'étude de la fluidisation à froid et du premier récepteur. Il a été testé au foyer du four solaire de 4,6 m au PROMES-CNRS à Odeillo. Nous présentons aussi les résultats obtenus en utilisant ce récepteur solaire.

Nous concluons sur la pertinence de nos choix dans ce travail et les perspectives.

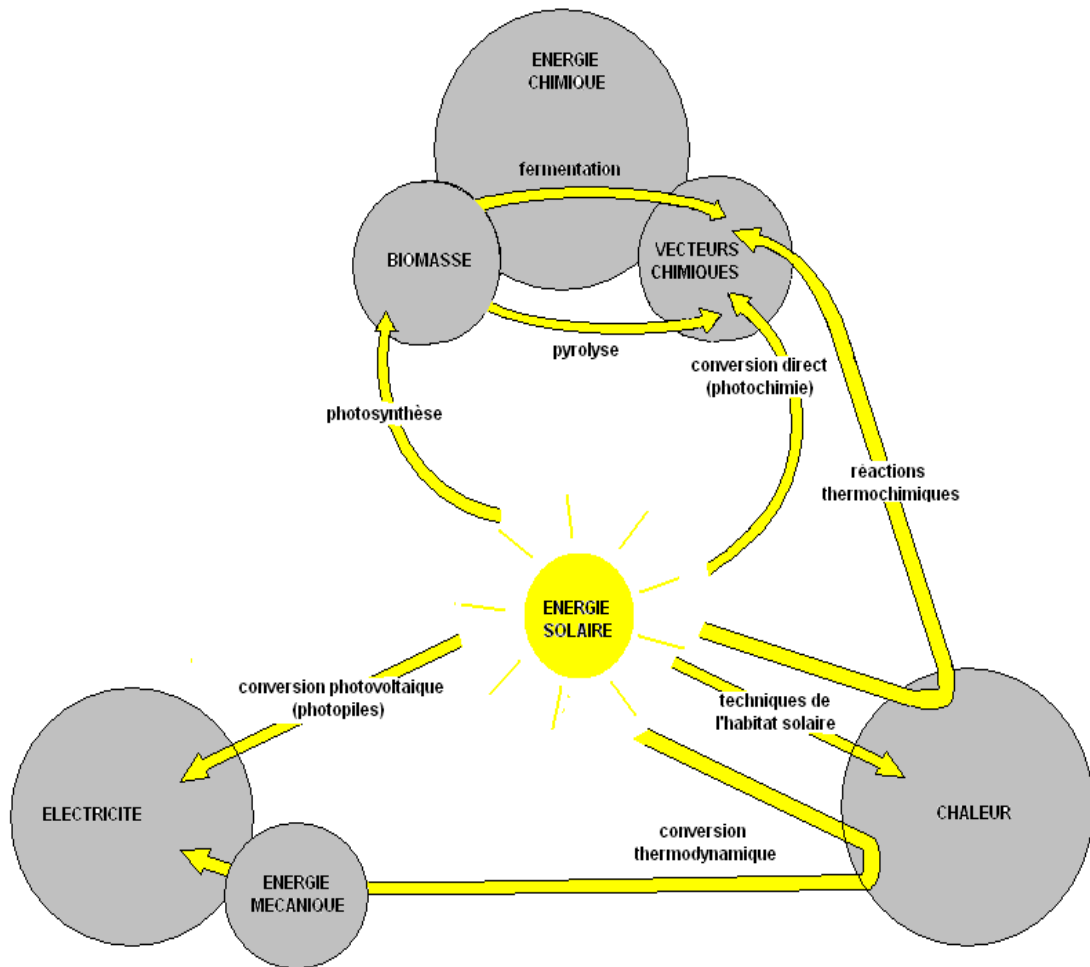


Figure 2- domaines d'utilisation de l'énergie solaire [3]

Première partie
Étude bibliographique

Chapitre I
Caractéristiques dynamiques des lits
fluidisés

1- Mode de contact entre les particules solides et le gaz

Pour un empilement de particules donné, l'état de la suspension change en fonction du débit ou de la vitesse du gaz traversant les particules solides. Les trois grands types de lit de particules sont les lits fixes, fluidisés et transportés. La définition de chaque état est décrite au paragraphe suivant.

Autres dispositifs à particules

Il existe d'autres modes de contact solide-gaz parmi lesquels :

- Le lit mobile : il est également constitué d'un empilement de particules mais dans ce cas le lit est animé d'un mouvement de translation de haut en bas sous l'effet des forces de gravité. Le lit peut également être entraîné horizontalement. Le lit peut être à co-courant, à contre-courant ou à courant croisé.
- Le lit vibré : il s'agit également d'un lit à empilement de particules mais il est soumis à une excitation extérieure (vibrations) dans le but d'améliorer la fluidisation lorsque celle-ci est rendue difficile par l'utilisation de particules soit trop grosses soit trop fines.
- Le lit rotatif : un lit de particules est déposé à l'intérieur d'un cylindre incliné de quelques degrés par rapport à l'horizontale et tournant sur lui même. Un courant gazeux parcourt le cylindre tout en étant en contact avec le lit de particules.
- Le cyclone : cet appareil permet normalement de séparer les fines particules solides contenues dans une phase gazeuse. Il peut cependant être utilisé en tant que réacteur pour des réactions nécessitant de fortes températures.

Villermaux [5] a classé les différents dispositifs qui représentent les modes de contacts gaz-solide :

- Les lits à empilements de solide : fixe, mobile, brassé, vibré.
- Les lits fluidisés et suspendus : lit fluidisé, lit soufflé, lit tombant.
- Les lits transportés : transport pneumatique et cyclone.

Les différents modes de contact des phases solide et gazeuse dans les réacteurs et récepteurs solide-gaz sont représentés par la figure 3 (Kunii [6] et Flamant [7])

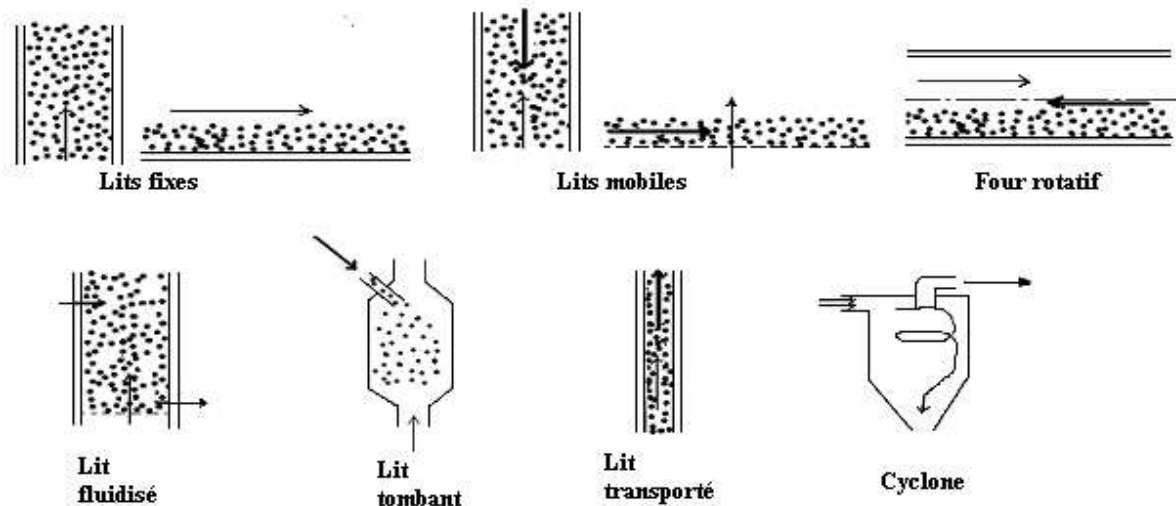


Figure 3- Différents modes de contact entre phase solide et phase gazeuse dans les réacteurs solide-gaz

L'utilisation de l'un des modes de contact solide-gaz parmi ceux cités précédemment peut dépendre de plusieurs facteurs comme la taille des particules et le temps de séjour du gaz dans le lit. Dans le domaine de la conversion électrique de l'énergie solaire, le gaz doit être dépourvu de particules à l'entrée de la turbine et il doit être à très hautes températures. Les lits

transportés ne permettent pas d'avoir des températures de gaz très élevées et les particules sont entraînées par le gaz. Les surfaces de contact solide-gaz dans les lits fixes ne sont pas élevées ce qui empêche aussi d'avoir des températures de gaz élevées. Dans le cas des lits fluidisés, ces surfaces de contact sont importantes et le temps de séjour du gaz n'est pas très faible ni trop élevée. Nous allons à présent nous intéresser au phénomène de fluidisation.

2- Phénomène de fluidisation

2-1- Définition

Plusieurs explications du phénomène de fluidisation des particules par un gaz ont été citées dans la littérature. On peut expliquer ce phénomène ou processus, d'après notamment, Botterill [8], Kunii et Levenspiel [9], Zabrodsky [10] et Gibilaro [11], de la façon suivante :

-En partant d'une couche de solides divisés au repos (lit fixe), le passage d'un courant ascendant de gaz à travers cette couche produit une perte de charge due aux frottements du fluide sur la surface des particules, aux frottements du fluide sur lui-même et sur les parois de l'enceinte. A faible vitesse du courant, le lit reste fixe, on a une simple percolation (fig.4a).

-Lorsque la vitesse augmente, les forces de viscosité augmentent également. Elles deviennent suffisantes pour équilibrer le poids des particules qui bougent légèrement et se mettent en suspension : la vitesse minimale de fluidisation " U_{mf} " est atteinte. Les particules solides s'éloignent légèrement les unes des autres, la section de passage du fluide augmente, et la vitesse diminue, ainsi que les frottements. Le suspension reste homogène et aucune bulle n'apparaît dans ces conditions; les particules se comportent globalement comme un fluide, d'où le terme "lit fluidisé" (fig. 4b).

-En augmentant encore la vitesse du gaz, le lit subit une expansion uniforme jusqu'à ce que la vitesse atteigne la vitesse minimale de bullage " U_{mb} ", correspondant à la formation de bulles au sein du lit fluidisé. La taille et le nombre des bulles croissent avec la vitesse du gaz et avec la hauteur du lit (fig. 4c, 4d). Une description plus détaillée est présentée dans les paragraphes 5 et 6. Lorsque leur diamètre devient comparable au diamètre de la colonne, on observe un régime de fluidisation appelé "régime de pistonage" (fig. 4 e).

-A des vitesses de fluidisation élevées, les particules sont entraînées par le gaz et s'échappent de la colonne. On appelle ce régime le "lit transporté" (fig. 4f).

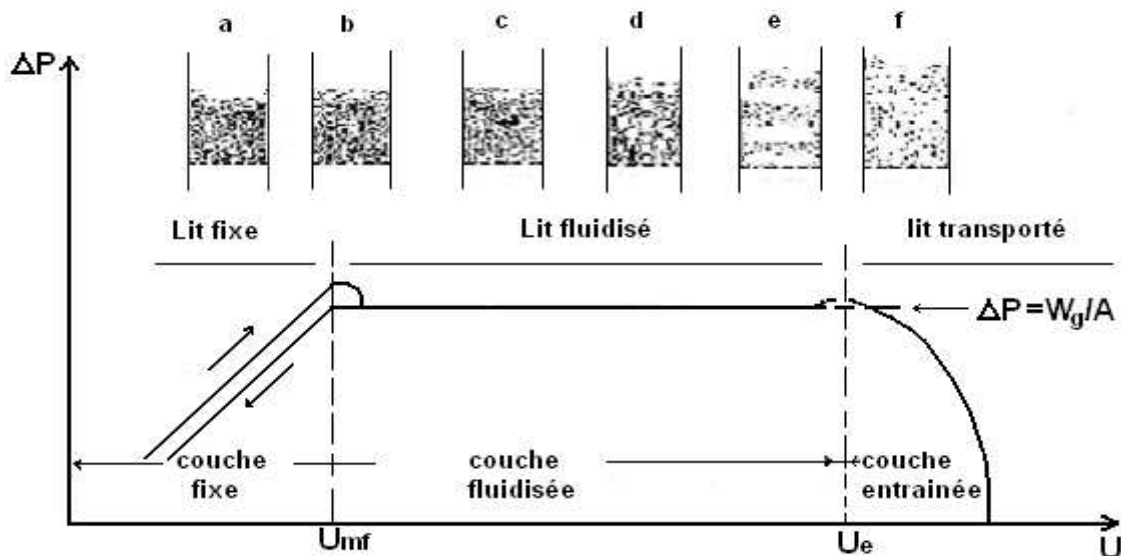


Figure 4- Description du phénomène de fluidisation. Variation de la chute de pression du gaz à travers la couche de particules en fonction de la vitesse superficielle du gaz

On peut énoncer que le lit fluidisé est un milieu diphasique constitué d'une part de la phase dense (émulsion), région où le gaz est en contact intime avec le solide et la porosité et la vitesse du gaz sont égales aux valeurs de ces grandeurs au minimum de fluidisation, et d'autre part, de la phase bulle, constituée de poches de gaz s'élevant dans la couche. Le gaz en excès par rapport au débit nécessaire à la mise en fluidisation passe dans la phase bulle. Les interactions entre ces deux phases confèrent au lit fluidisé l'essentiel de ses caractéristiques thermiques originales. Les bulles induisent le brassage des particules de la phase dense. Les particules sont entraînées dans le sillage des bulles jusqu'à la surface du lit. Ce mouvement ascendant du solide est compensé par un flux descendant des particules dans le reste de l'émulsion. Ce mécanisme rend le milieu quasiment isotherme.

2-2- Chute de pression à travers la couche fluidisée

La vitesse minimale de fluidisation est généralement déterminée expérimentalement à partir de la courbe de variation de la chute de pression subie par le gaz à travers la couche de particules en fonction de sa vitesse superficielle (fig.4). Lorsque le lit est fixe, la chute de pression augmente avec la vitesse du gaz jusqu'à ce que cette vitesse atteigne la vitesse minimale de fluidisation. Il faut noter aussi que la perte de charge mesurée en lit fixe pour une même vitesse de gaz peut être légèrement différente selon que l'on procède à vitesse croissante ou à vitesse décroissante. Au delà de la vitesse minimale de fluidisation, la perte de charge devient indépendante de la vitesse du gaz et le gradient de pression reste constant dans le domaine de fluidisation. Dans le cas idéal, la perte de charge est égale au poids apparent des particules par unité de surface du lit. Expérimentalement, un écart est enregistré à cette valeur qui diffère d'un auteur à l'autre. Certains auteurs disent que la perte de charge est supérieure au poids apparent des particules (Lewis *et al.* [12]), alors que d'autres disent qu'elle est égale à 85 % du poids apparent (Whitehead et Dent [13]). Selon Muller et Flamant [14] ces écarts peuvent être dus, soit aux méthodes de mesure, soit à la nature du distributeur de gaz mis en œuvre. La perte de charge commence à diminuer au delà de la vitesse d'entraînement.

3- Caractéristiques du lit au minimum de fluidisation

3-1- Vitesse et degré de vide au minimum de fluidisation

La vitesse minimale de fluidisation est un des paramètres essentiels pour caractériser le phénomène de fluidisation. De nombreuses corrélations ont été proposées dans la littérature permettant de calculer U_{mf} selon les conditions opératoires (Tableau 1). La corrélation semi-empirique d'Ergun [15] constitue la base de toutes les autres corrélations proposées par la suite. Cette corrélation représente la variation de perte de charge en fonction de la vitesse apparente du fluide pour des empilements 3D. Elle est basée sur des données expérimentales couvrant des gammes de taille et de forme très larges. En appliquant cette corrélation aux conditions minimales de fluidisation (indice mf), nous obtenons :

$$\frac{\Delta P_{mf}}{\Delta L_{mf}} = 150 \frac{(1 - \varepsilon_{mf})^2}{\varepsilon_{mf}^3} \frac{\mu U_{mf}}{d_p^2} + 1,75 \frac{(1 - \varepsilon_{mf})}{\varepsilon_{mf}^3} \frac{\rho_g U_{mf}^2}{d_p} \quad (1)$$

Le premier terme, en U_{mf} , correspond à la dissipation d'énergie visqueuse, prédomine pour les écoulements laminaires ($Re_{mf} < 10$) et découle de l'équation de Kozeny. Le deuxième terme,

en U_{mf}^2 , représente la dissipation d'énergie cinétique et prédomine pour les écoulements turbulents ($Re_{mf} > 200$).

En éliminant $\Delta P_{mf}/L_{mf}$ entre cette équation et la relation fondamentale de mise en fluidisation

$$\frac{\Delta P_{mf}}{\Delta L_{mf}} = (1 - \varepsilon_{mf}) (\rho_p - \rho_g) g \quad (2)$$

On obtient :

$$\frac{1,75}{\varepsilon_{mf}^3} \left(\frac{d_p U_{mf} \rho_p}{\mu_g} \right) + \frac{150 (1 - \varepsilon_{mf})}{\varepsilon_{mf}^3} \left(\frac{d_p U_{mf} \rho_g}{\mu_g} \right) - \frac{d_p^3 \rho_g (\rho_p - \rho_g) g}{\mu_g^2} = 0 \quad (3)$$

D'où l'on peut tirer la vitesse minimale de fluidisation.

Cette équation est valable pour des particules parfaitement sphériques. Si ces dernières ne sont pas sphériques, on fait intervenir le facteur de forme ϕ_s .

$$\phi_s = \frac{4 d_p^4}{S_p} \quad (4)$$

S_p : est la surface vraie des particules

En 1966 Wen et Yu [16] ont proposé une variante de la relation d'Ergun :

$$Ar = K_2 Re_{mf} + K_1 Re_{mf}^2 \quad (5)$$

$$\text{où : } K_1 = \frac{1,75}{\phi_s \varepsilon_{mf}^3} \quad K_2 = \frac{150 (1 - \varepsilon_{mf})}{\phi_s^2 \varepsilon_{mf}^3}$$

$$\text{soit : } Re_{mf} = \left[\left(\frac{K_2}{2 K_1} \right)^2 + \frac{1}{K_1} Ar \right]^{0,5} - \frac{K_2}{2 K_1} \quad (6)$$

$$\text{Avec : } Re_{mf} = \frac{d_s \rho_g U_{mf}}{\mu_g} \quad (7)$$

$$Ar = \frac{d_s^3 \rho_g (\rho_s - \rho_g) g}{\mu_g^2} \quad (8)$$

L'équation (5) est fondée sur le calcul de la chute de pression subie par le gaz à travers une couche de particules. Les valeurs de K_1 et K_2 sont déduites de l'expérience.

L'équation de Wen et Yu [16] est plus générique pour notre cas d'étude. C'est celle que nous avons utilisée au chapitre 5.

Cette expression a été reprise par d'autres chercheurs pour déterminer la vitesse au minimum de fluidisation. Le tableau 1 présente les valeurs des deux constantes, K_1 et K_2 , proposées par différents auteurs.

L'équation d'Ergun ainsi que les travaux de Wen et Yu [16] ont été établis à température ambiante, pour des fluides isothermes et incompressibles. Cependant, ces équations sont fréquemment utilisées à haute température, parfois en liaison avec des protocoles expérimentaux.

Les chercheurs qui ont étudié l'influence de la température sur la vitesse de fluidisation se répartissent en deux groupes, suivant qu'ils préconisent ou non la variation du degré de vide avec la température.

En 1981, Pattipati et Wen [17] ont suggéré d'utiliser telle quelle la corrélation de Wen et Yu. Pour eux, ε_{mf} ne varie pas avec la température. Cependant, Botterill *et al.* [18] et Svoboda et Hartman [19] soutiennent le contraire. Formisani *et al.* [20] ont signalé que la vitesse minimale de fluidisation est influencée par la température et le type des particules. Wu et Baeyens [21] ont étudié l'effet de la température sur la fluidisation au-delà de 400 °C et présenté une nouvelle corrélation comme indiqué dans le tableau 2. Stubington *et al.* [22] ont conseillé de mesurer directement U_{mf} à température élevée.

Botterill *et al.* [8] ont probablement été les premiers à relier les variations de ε_{mf} avec le type de particules utilisées. Ils remarquent que ε_{mf} croît avec la température pour les particules du type B de la classification de Baeyens et Geldart (Re décroît avec la température), (cette classification des particules sera abordée dans le paragraphe 4 de ce chapitre). Cependant ε_{mf} ne varie pas avec la température pour les particules de type D.

Botterill *et al.* [8], Nakamura [23], Hartman et Svoboda [24], Kozanoglu *et al.* (2002 et 2005) [25,26] et Coltters et Rivas [27] ont proposé des corrélations à partir d'expériences réalisées à des températures variant de l'ambiante jusqu'à des températures élevées (voir tableaux 1 et 2).

La porosité du lit au minimum de fluidisation ε_{mf} , peut se calculer en utilisant la corrélation de Broadhurst et Becker [28] qui prend en compte les caractéristiques du solide et du gaz :

$$\varepsilon_{mf} = 0,586 \phi_s^{-0,72} Ar^{-0,029} \left(\frac{\rho_g}{\rho_s} \right)^{0,021} \quad (9)$$

pour $0,85 < \phi_s < 1,1$; $Ar < 10^5$; $500 < \rho_s / \rho_g < 5.10^4$

Tableau 1- Valeurs des constantes K_1 et K_2

Auteurs	$K_2/2K_1$	$1/K_2$
Wen et Yu [16]	33,7	0,0408
Richardson [29]	25,7	0,0365
Babu <i>et al.</i> [30]	25,3	0,0651
Grace [31]	27,2	0,0408
Chitester <i>et al.</i> [32]	28,7	0,0494
Hartman <i>et al.</i> [33]	17,32	0,0215
Hartman <i>et al.</i> [33]	7,02	0,0101
Kozanoglu <i>et al</i> [25]	33,6	0,0598
Kozanoglu <i>et al</i> [26]	24,55	0,0651

Tableau 2- Corrélation pour la prévision de la vitesse minimale de fluidisation

Auteurs	Equations
Leva [34]	$U_{mf} = \frac{7,169 \cdot 10^{-4} d_p^{1,82} (\rho_p - \rho_g)^{0,94} g}{\rho_g^{0,06} \mu^{0,88}}$
Pillai et Raja Rao [35]	$U_{mf} = \frac{7,01 \cdot 10^{-4} d_p^2 g (\rho_p - \rho_g)}{\mu_g}$
Doichev et Akhmakov [36]	$U_{mf} = \frac{\mu_g}{\rho_g d_p} (1,08 \cdot 10^{-3} Ar^{0,947})$
Botterill <i>et al.</i> [8]	$Re_{mf} = \frac{Ar}{\frac{150 (1 - \varepsilon_{mf}^3)}{\varepsilon_{mf}^3} + \left(\frac{1,75 Ar}{\varepsilon_{mf}^3}\right)^{0,5}}$
Nakamura [23]	$Re_{mf} = \sqrt{33,95^2 + 0,0465 Ar} - 33,95$
Hartman et Svoboda [24]	$Re_{mf} = \left[\left(\frac{72,45 (1 - \varepsilon_{mf})}{A \varepsilon_{mf}} \right)^2 + \frac{\varepsilon_{mf}^3 \phi_s Ar}{A} \right]^{0,5} - \frac{72,45 (1 - \varepsilon_{mf})}{A}$
Lucas <i>et al.</i> [37]	$Re_{mf} = \sqrt{29,5^2 + 0,0357 Ar} - 29,5$
Wu et Baeyens [21]	$Re_{mf} = 7,33 * 10^{[8,24 \log_{10} Ar - 8,81]^{0,5}}$
Coltters et Rivas [27]	$U_{mf} = K \left[\frac{dp^2 (\rho_p - \rho_g)}{\mu_g} \left(\frac{\rho_p}{\rho_g} \right)^{1,23} \right]^\alpha$

3-2- Mesure de la porosité du lit au minimum de la fluidisation

Une des méthodes utilisables pour la détermination de la porosité ou le degré de vide au minimum de fluidisation, est basée sur la mesure de h_{mf} . (Murachman, [38]).

$$\varepsilon_{mf} = 1 - \frac{m_p}{h_{mf} A (\rho_p - \rho_g)} \quad (10)$$

où m_p est la masse totale des particules.

A la section de l'enceinte.

Une autre méthode est liée à la connaissance de la perte de charge ΔP_{mf} entre deux niveaux de la couche distants de Δh (Murachman, [36]):

$$\varepsilon_{mf} = 1 - \frac{\Delta P_{mf} / \Delta h}{(\rho_p - \rho_g) g} \quad (11)$$

La porosité au minimum de la fluidisation est proche de la porosité du lit fixe. Nous avons utilisé un pycnomètre à hélium pour déterminer cette porosité ainsi que la densité du lit au repos.

4- Classification des poudres

Le comportement hydrodynamique des matériaux dépend de plusieurs facteurs, entre autres, la nature et la taille des particules. Plusieurs classifications ont été citées dans la littérature. Les plus pertinentes sont celle de Baeyens et Geldart [39] qui font figure de référence et celle de Sexana et Ganzha [40] qui est la plus récente.

4-1- Classification des poudres de Baeyens et Geldart (1973)

Les propriétés physiques et physico-chimiques des particules solides ont une influence importante sur leur aptitude à la fluidisation. Baeyens et Geldart ont classé les poudres en quatre catégories : A, B, C, et D. Cette classification est basée sur la taille et la masse volumique des particules, ainsi que sur la nature de la transition des phénomènes de bullage, suivant l'état de fluidisation des particules par de l'air à température ambiante et à pression atmosphérique. Cette classification est représentée sur la figure 5.

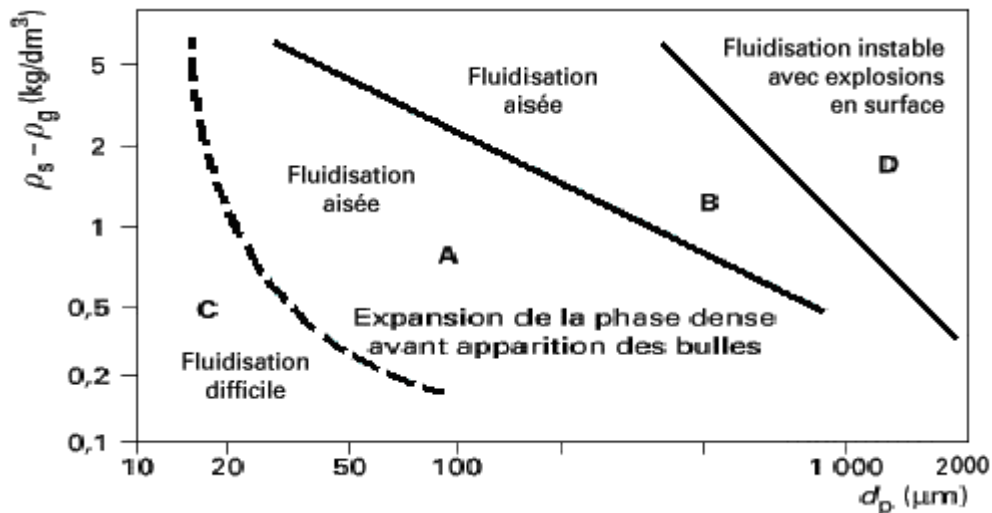


Figure 5- Classification de Baeyens et Geldart [39]

Catégorie A

Les matériaux regroupés dans cette catégorie sont ceux composés de particules pour lesquelles U_{mf} et U_{mb} sont distinctes. Les particules sont de taille petite et de masse volumique faible et facile à fluidiser (polystyrène). Une expansion de la couche précède à l'apparition des bulles. Les particules appartenant à cette catégorie ont les caractéristiques suivantes :

$$\rho_p < 1400 \text{ kg/m}^3$$

$$20 \cdot 10^{-6} \text{ m} < d_p < 100 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

Catégorie B

Cette catégorie regroupe la majeure partie des solides fluidisables. Pour les matériaux appartenant à cette catégorie comme le sable, le bullage commence à la vitesse minimale de fluidisation ou légèrement au dessus. Les vitesses U_{mf} et U_{mb} sont confondues. Il s'agit de poudres dont les caractéristiques sont les suivantes :

$$1400 \text{ kg/m}^3 < \rho_p < 4000 \text{ kg/m}^3$$

$$40.10^{-6} \text{ m} < d_p < 600.10^{-6} \text{ m}$$

Catégorie C

Ce sont des poudres adhésives (fortes interactions entre les grains) difficiles à fluidiser (farine, talc et ciment), ayant tendance à s'agglomérer. Les particules sont le siège de pistonnage dans les lits de petite section et de renardage dans les lits de grande section. Ces particules sont de très faibles dimensions :

$$d_p < 30.10^{-6} \text{ m}$$

Catégorie D

Les particules fluidisent dans un état très hétérogène avec une tendance à former des couches à jet. Leur vitesse minimale de fluidisation est élevée. Cette catégorie rassemble les particules les plus grosses (gravier, céréales) :

$$d_p > 600.10^{-6} \text{ m}$$

Signalons que les particules de carbure de silicium de granulométries moyennes de 130, 280 et 600 μm que nous avons utilisées dans notre travail appartiennent à la catégorie B de la classification de Baeyens et Geldart.

4-2- Classification des poudres de Saxena et Ganzha (1984)

Une autre classification a été proposée par Saxena et Ganzha, basée sur l'analyse de l'écoulement autour d'une particule isolée. Les transitions sont traduites par des valeurs du nombre de Reynolds au minimum de fluidisation (Re_{mf}), en fonction du nombre d'Archimède (Ar), en utilisant la relation d'Ergun, au minimum de fluidisation (Figure 6). Pour cette classification, les poudres sont réparties en quatre groupes définis suivant les valeurs du Reynolds (Re_{mf}) et d'Archimède (Ar_{mf}) au minimum de fluidisation :

Groupe I	$1 \leq Re_{mf} \leq 10$	$; 3,35 \leq Ar \leq 21700$	Régime laminaire
Groupe IIA	$10 \leq Re_{mf} \leq 40$	$; 21700 \leq Ar \leq 1,3.10^5$	Régime transitoire 1
Groupe IIB	$40 \leq Re_{mf} \leq 200$	$; 1,3.10^5 \leq Ar \leq 1,3.10^6$	Régime transitoire 2
Groupe III	$Re_{mf} > 200$		Régime turbulent

Les particules de carbure de silicium de 130 et 280 μm de diamètres moyens que nous avons utilisées dans notre étude appartiennent au groupe I et celle de 600 μm au groupe IIA.

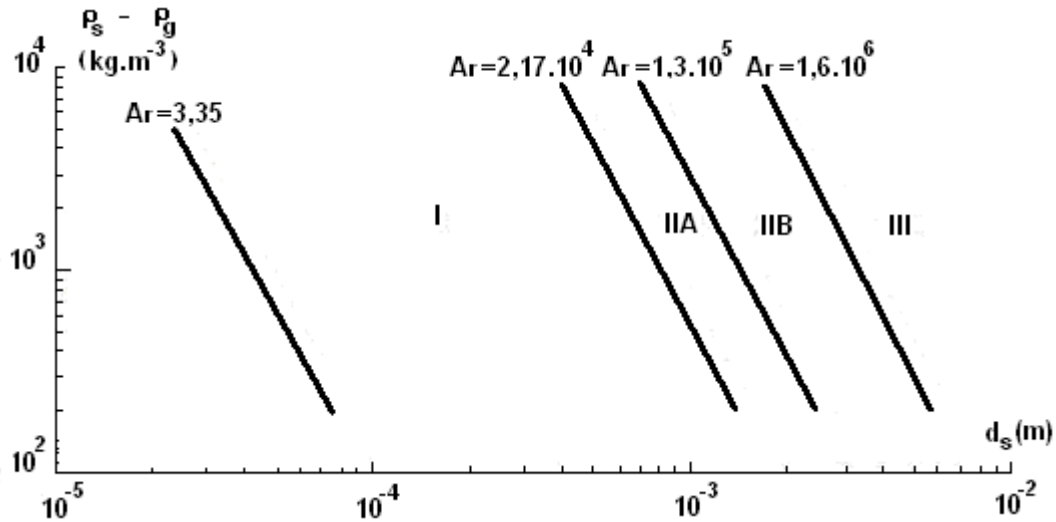


Figure 6- Classification de Saxena et Ganzha [40]

5- Régimes de fluidisation

5-1- Régime de fluidisation homogène et hétérogène (bouillonnant)

Le domaine de fluidisation limité par la vitesse minimale de fluidisation U_{mf} et la vitesse de transport de la particule ou vitesse terminale de chute U_t est divisé en régime de fluidisation homogène et hétérogène. Si la vitesse de fluidisation est inférieure à la vitesse de bullage, le régime de fluidisation est homogène (particulaire) en raison de l'absence de bulle. On est en régime hétérogène si $U > U_b$, dans ce cas il y a apparition de bulles dans le lit et on dit que le lit est bouillonnant. Le régime de fluidisation bouillonnant couvre une plage de vitesse très importante. La vitesse de bullage est toujours égale à la vitesse minimale de fluidisation pour les particules de type B et C de la classification de Baeyens et Geldart. Dans ce cas le régime de fluidisation est hétérogène ou bouillonnant (figure 7).

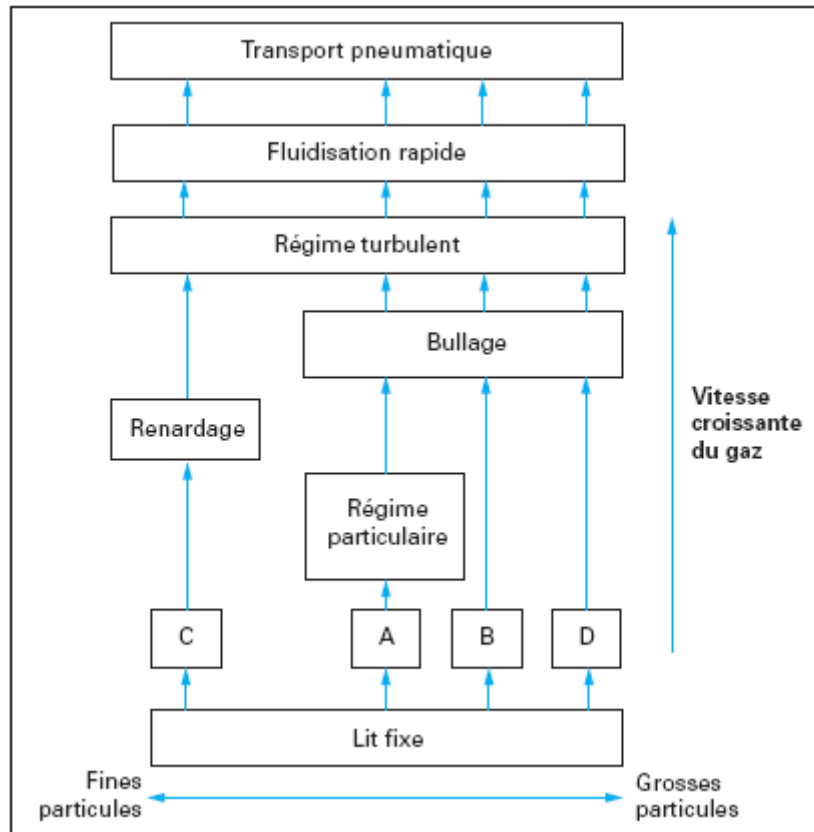


Figure 7- Régimes de fluidisation des particules selon leur appartenance aux différentes catégories de la classification de Baeyens et Geldart [2]

5-1-1- Mouvement des particules solides en régime de fluidisation bouillonnant

Le mouvement des particules solides dans un lit fluidisé au régime bouillonnant est difficile à appréhender. Une équipe de chercheurs de l'Université de Birmingham [41] a tout de même réussi à visualiser les trajectoires des particules au sein du lit fluidisé. Ils ont ainsi pu dégager trois phases distinctes représentant le mouvement des particules.

Afin de suivre la trajectoire d'une particule, ils se sont servis d'une nouvelle technique de suivi des particules par émission de positron (Positron Emission Particle Tracking, PEPT). Cette technique consiste à mettre dans le lit fluidisé une particule de même matériau et de même diamètre que celles déjà présentes, mais qui a la propriété d'émettre des positrons. Deux grandes plaques qui détectent les rayons gamma issus de l'annihilation électron/positron sont placées autour du lit fluidisé. La position du traceur peut alors être déterminée par triangulation. Cette méthode PEPT permet de visualiser les trajectoires des particules, les lignes de courant, les vitesses des particules.

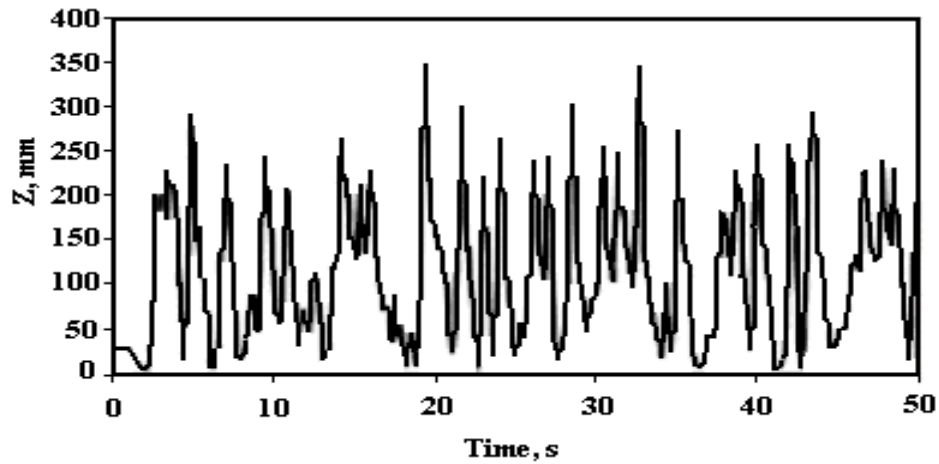


Figure 8- Tracé de la trajectoire verticale d'une particule au cours du temps dans une colonne de 141 mm de diamètre et pour une vitesse de fluidisation de 0,3 m/s [41]

La figure ci-dessus met bien évidence les mouvements ascendants et descendants de la particule au cours du temps, alors que la figure 9 révèle le champ des vitesses des particules dans le plan central du lit.

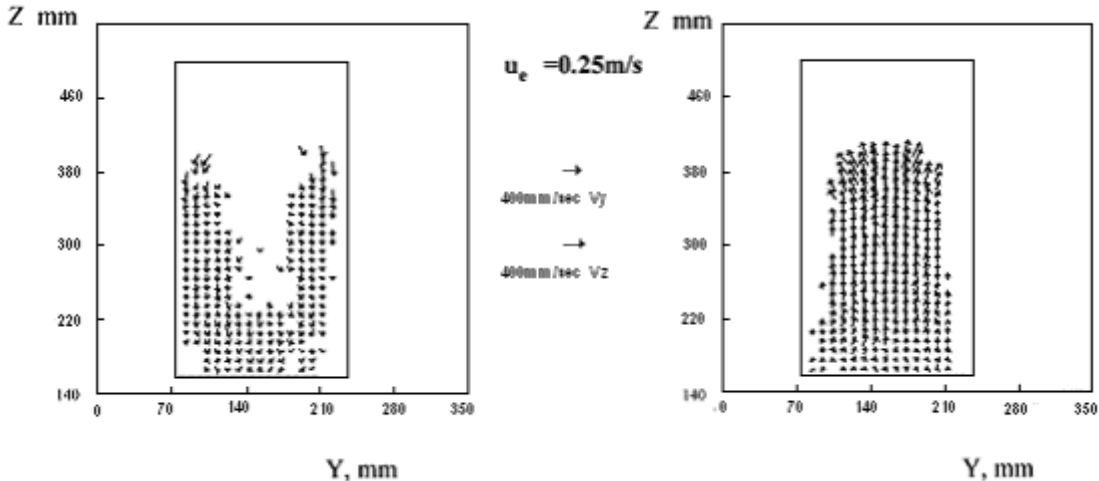


Figure 9- Champs des vitesses descendantes (gauche) et ascendantes (droite) dans une colonne de 141 mm de diamètre

Les particules ont un mouvement ascendant dans la partie centrale du lit alors que leur mouvement est descendant près des parois. Ce résultat expérimental est en accord avec d'autres observations : dans les lits fluidisés bouillonnants, les bulles entraînent les particules solides vers le haut de la colonne et ce mouvement ascendant des particules est compensé par un flux descendant de particules qui a lieu là où il n'y a pas de bulles. On note cependant que le mouvement est de deux types au niveau la région du lit alimentée en gaz. Les mouvements horizontaux de particules qui ont lieu principalement à la surface du lit, lorsque les bulles éclatent, mais également là où les gradients de vitesses sont importants. Le mouvement vertical des particules solides plus rapide et contribue davantage aux performances du lit.

Dans cette étude il apparaît que les vitesses des bulles U_b et les vitesses moyennes des particules ascendantes U_p sont proportionnelles. Le rapport U_p/U_b est approximativement de 0,5 (0,6 dans d'autres expériences [42]) en dehors de la région d'émission du gaz.

A travers cette expérience, nous pouvons dégager trois phases caractéristiques du mouvement ascendant des particules. Les particules d'un lit fluidisé peuvent en effet se situer soit dans la phase dense, qui bouge lentement, soit au niveau des bulles se déplaçant rapidement. Au

niveau des bulles, nous pouvons distinguer la région « d'éveil » (wake) et la région de « dérive » (drift). Les particules dans la région d'éveil sont complètement entraînées par la bulle qui monte, ainsi leur vitesse est très proche de la vitesse de la bulle. Puis lorsque ces particules quittent cette zone d'éveil, on considère qu'elles entrent dans la phase de dérive, leur vitesse décroît donc rapidement passant de la vitesse de la bulle à la vitesse de la phase dense jusqu'à ce qu'elles soient entraînées par une nouvelle bulle. Nous pouvons ainsi caractériser le mouvement des particules par les temps caractéristiques de « saut » (jump), de « repos » (idle) et de « relaxation » qui correspondent respectivement au temps passé dans la zone d'éveil, de dérive et dans la phase dense. A noter que les particules sont toujours dans une phase de repos lorsqu'elles sont animées d'un mouvement vers le bas dans les régions où il n'y pas de bulles.

Ces temps caractéristiques sont importants car ils influent sur le comportement du lit. Selon Stein *et al.* [41], un lit fluidisé où intervient un gaz à haute température, de longs temps de repos peuvent conduire à une agglomération des particules et donc à une défluidisation; pour des réacteurs à lits fluidisés, de courts temps de saut et de repos sont souvent nécessaires pour obtenir de meilleurs échanges de particules entre la région d'éveil et la phase dense. Le temps de relaxation quant à lui influe sur la vitesse moyenne des particules ascendantes et il est de plus un indicateur en ce qui concerne la fluidité du lit.

5-2- Régime de fluidisation turbulent. Fluidisation rapide et transport pneumatique

A des vitesses très importantes l'agitation devient très violente et la forme des bulles devient irrégulière. Il devient difficile de distinguer la surface du lit. Le régime bouillonnant évolue en régime turbulent. Le régime turbulent est atteint lorsque la vitesse de fluidisation U est telle que [43] :

$$Re = 0,565 Ar^{0,461} \quad (12)$$

Cependant, il est difficile de distinguer la zone de transition entre le régime bouillonnant et le régime turbulent.

En augmentant la vitesse de fluidisation et en s'approchant de la vitesse de chute libre des particules U_t . Les particules quittent d'avantage le lit et on atteint le régime de fluidisation rapide. La vitesse de fluidisation est telle que :

$$Re = 1,53 Ar^{0,5} \quad (13)$$

Enfin, si on augmente encore la vitesse du gaz, on quitte le domaine de fluidisation pour atteindre celui du transport pneumatique et les particules quittent complètement le lit. Selon la vitesse de fluidisation et le diamètre des particules utilisées, le lit fonctionne dans différents régimes comme l'illustre le diagramme de Reh [44] suivant. Ce diagramme fait de plus intervenir les quatre groupes de particules, faisant ainsi référence à la classification proposé par Baeyens et Geldart.

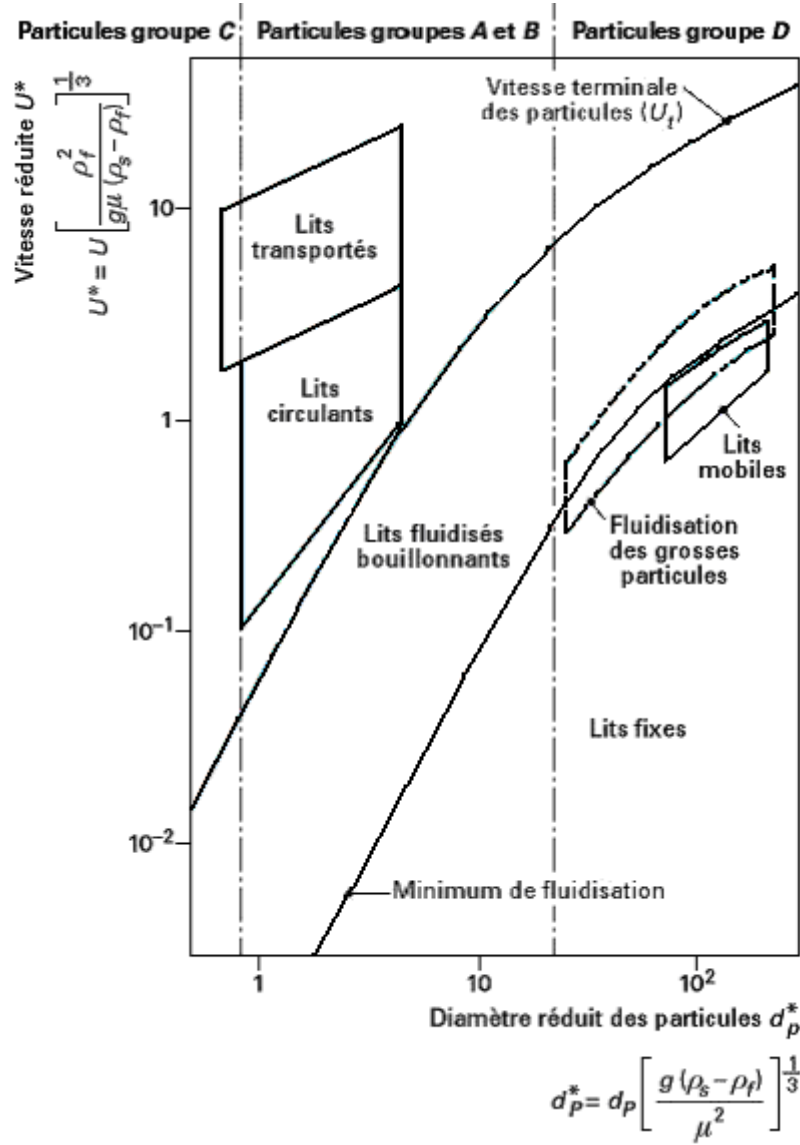


Figure 10- Diagramme de Reh [44]

6- Expansion, porosité et bullage de la suspension

L'augmentation de la vitesse du gaz produit une expansion du lit qui s'accompagne de la création de cavités gazeuses (bulles). L'expansion dépend non seulement des caractéristiques physiques et géométriques des particules mais aussi du type du réacteur. Parmi les chercheurs ayant travaillé dans ce domaine, nous retiendrons Cranfield et Geldart [45]. Ils ont constaté que l'expansion h/h_0 varie entre un réacteur 2-D et un réacteur 3-D. Cette variation dépend du niveau de remplissage initial. Mais pour un remplissage initial $h_0 = 30$ cm, l'expansion h/h_0 est égale à 1,2 pour les deux types de réacteurs. Pour la mesure de l'expansion du lit Davidson et Harrison [46] ont proposé l'équation suivante :

$$\frac{h}{h_{mf}} = 1 + \frac{U - U_{mf}}{U_b} \quad (14)$$

où : h est la hauteur du lit à la vitesse U , h_{mf} la hauteur du lit à la vitesse U_{mf} et U_B est la vitesse moyenne des bulles de gaz dans le lit qui est fonction du diamètre des bulles d_b et du diamètre du lit D .

Les bulles créées, très petites et uniformes au niveau du diffuseur, coalisent lors de leur ascension et grossissent jusqu'à atteindre un diamètre maximal $d_{b,max}$. La taille maximale des bulles dépend essentiellement des propriétés physiques des particules et peut être estimée par l'équation suivante :

$$d_{b,max} = 2,2 \frac{U_t^{*2}}{g} \quad (15)$$

avec U_t^* : la vitesse terminale de chute libre des particules ayant une taille moyenne égale à 2,7 fois la taille des particules constituant le lit.

Comme la quantité du solide contenu dans le lit est souvent constante et ne varie pas avec la vitesse de fluidisation, alors la porosité globale du lit peut être décrite par l'équation suivante :

$$h_{mf} A (1 - \varepsilon_{mf}) = h A (1 - \varepsilon) \quad (16)$$

Si la section du lit ne varie pas lors de la fluidisation on a alors:

$$(1 - \varepsilon) = \frac{h_{mf}}{h} (1 - \varepsilon_{mf}) \quad (17)$$

L'expansion du lit de la hauteur h_{mf} correspondant au minimum de la fluidisation à une hauteur h correspondant à une vitesse de fluidisation U , est due à l'apparition des bulles. La fraction volumique occupée par ces bulles est définie par l'équation suivante :

$$\varepsilon_b = \frac{(h - h_{mf})}{h} = 1 - \frac{h_{mf}}{h} \quad (18)$$

En combinant les équations 17 et 18, on peut alors relier les fractions volumiques globales, au minimum de la fluidisation et des bulles :

$$1 - \varepsilon_b = \frac{(1 - \varepsilon)}{(1 - \varepsilon_{mf})} \quad (19)$$

Pour la détermination de la porosité ε une autre approche est envisageable. Elle s'appuie sur la description de l'évolution verticale de la taille des bulles $d_b(z)$ et de leur vitesse U_b , utilisées pour déterminer la fraction volumique locale occupée par les bulles $\varepsilon_b(z)$ de la taille des bulles $d_b(z)$.

- D'après la corrélation de Davidson et Harrison [46] :

$$\varepsilon_b(z) = \frac{U - U_{mf}}{U_b(z)} \quad (20)$$

$$\text{avec : } U_b(z) = U - U_{mf} + 0,7 \sqrt{(g d_b(z))} \quad (21)$$

- D'après la corrélation de Darton [47] :

$$d_b(z) = 0,54 (U - U_{mf})^{0,4} (z + 4 \sqrt{\frac{A}{N_{or}}})^{0,8} g^{-0,2} \quad (22)$$

avec N_{or} : nombre d'orifices du diffuseur du gaz

De l'expression (20), on peut déduire la valeur moyenne de $\varepsilon_b(z)$ sur la hauteur du lit h :

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{h} \int_0^h \varepsilon_b dz \quad (23)$$

En introduisant cette valeur moyenne dans l'équation (19), on obtient la valeur moyenne de la porosité globale :

$$\bar{\varepsilon} = 1 - \frac{(1 - \bar{\varepsilon}_b)}{(1 - \varepsilon_{mf})} \quad (24)$$

Structure du flux d'air au-dessus de la surface du lit

Un groupe de chercheurs de l'Université d'Edinburgh [48] a essayé de cartographier le flux d'air au-dessus d'un lit fluidisé bouillonnant. Ils cherchaient à connaître, à travers le champ de vitesses du gaz, dans quelles zones de fines particules entraînées par le gaz pouvaient dériver, et ce dans le but d'empêcher ou de réduire leurs effets nocifs sur des équipements coûteux disposés en aval du lit. Cette cartographie fut réalisée à partir d'une technique PIV (Particle Image Velocimetry).

Leur étude révèle la présence d'un champ de vitesse particulièrement fluctuant près de la surface du lit associée à de nombreux remous. Suivant la hauteur étudiée, au-delà de la surface du lit, les courants n'ont pas les mêmes profils. Pour de faibles vitesses de fluidisation, juste au-dessus du minimum de fluidisation, le profil des vitesses au-dessus du lit correspond à un cratère : les régions où les vitesses sont importantes se situent près des parois tandis qu'au centre les vitesses sont très faibles voire négatives (orientées vers le bas de la colonne) dans certains cas. Cependant le champ des vitesses a tendance à s'homogénéiser lorsque l'on se situe à des hauteurs plus importantes.

L'analyse des cartes obtenues révèle également le mécanisme d'éruption des bulles comme le montre le schéma ci-dessous. La surface du lit commence à se gonfler à l'approche d'une bulle de gaz. Le gaz passe doucement à travers le pont arrondi de particules jusqu'à ce que la bulle atteigne son maximum. Le gonflement de la surface décélère et des degrés de vide apparaissent sous le pont de particules. Après l'explosion de la bulle, les particules qui avaient été projetées dans l'air retombent sur le lit, imposant un courant descendant au gaz et particulièrement au niveau de la région centrale. Quand ce flux descendant entre en collision avec la surface du lit, un mouvement circulaire se crée, donnant naissance à un tourbillon. Ce dernier entraîne l'air vers le haut au niveau des parois et vers le bas au niveau du centre, puis se déplace des parois vers le centre de la colonne. Ce phénomène contribue à l'apparition d'un plus grand tourbillon central qui finira par disparaître.

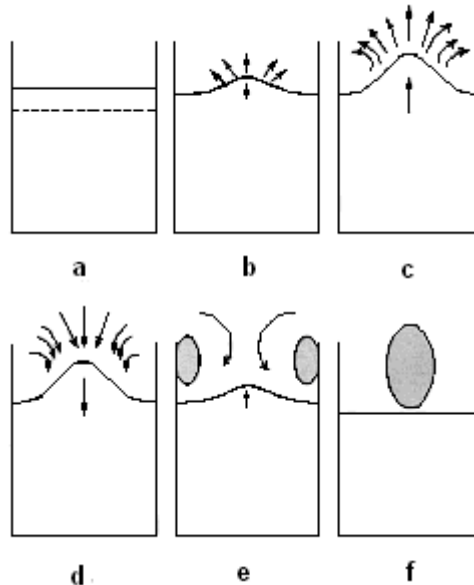


Figure 11- Schéma du mécanisme d'éruption d'une bulle dans un lit fluidisé [49]

7- Vitesse maximale de fluidisation (vitesse terminale de chute libre des particules)

Lorsque les particules sont entraînées par le gaz et commencent à quitter la colonne de fluidisation, la vitesse maximale de fluidisation ou la vitesse terminale de chute des particules est atteinte. Elle peut être exprimée par la relation suivante :

$$U_t = \left[\frac{4 g d_p (\rho_p - \rho_g)}{3 \rho_g C_d} \right]^{1/2} \quad (25)$$

où : C_d est le coefficient de traînée qui est fonction du nombre de Reynolds rapporté à la particule.

$$\text{Si } Re_p < 0,4 \quad C_d = \frac{24}{Re_p} \quad (26)$$

$$\text{Si } 0,4 < Re_p < 500 \quad C_d = \frac{10}{\sqrt{Re_p}} \quad (27)$$

$$\text{Si } 500 < Re_p < 200000 \quad C_d = 0,43 \quad (28)$$

On peut aussi calculer le nombre de Reynolds particulaire par la corrélation de Haider et Levenspiel [49] pour des nombres d'Archimède Ar et de facteurs de forme ϕ_s donnés :

$$Re_p = \frac{Ar^{1/3}}{\left(\frac{18}{Ar^{2/3}} + \frac{2,335 - 1,744 \phi_s}{Ar^{1/6}} \right)} \quad (29)$$

$$0,5 < \phi_s < 1$$

La vitesse terminale de chute est calculée par l'équation suivante :

$$U_t = \frac{\mu_g Re_p}{\rho_g d_p} \quad (30)$$

avec μ_g : la viscosité dynamique du gaz

8- Avantages et inconvénients de la fluidisation

Cette technique de mise en contact de particules de faible diamètre avec un gaz présente de nombreuses propriétés avantageuses parmi lesquelles :

- Une température homogène au sein du lit du fait d'un bon mélange des particules en régime fluidisé, contrairement au lit fixe qui est soumis à un fort gradient de température.
- Un coefficient de transfert de chaleur solide/fluide très élevé entre 200 et 600 W/(m² · K), qui est nettement supérieure à celui des échangeurs fluide/fluide qui est de l'ordre de 50 W/(m² · K).
- La phase solide du système peut être aisément renouvelée si besoin est, même en fonctionnement.
- La vidange et le nettoyage du lit de particules se font très facilement.

Cette technique présente cependant quelques inconvénients, citons les deux principaux :

- Pour de très grandes vitesses de gaz, la partie de gaz sous forme de bulles quitte rapidement le lit. Dans ce cas l'échange de chaleur entre les bulles et les particules est beaucoup plus faible : le temps de contact solide/gaz est beaucoup plus faible.
- Une diminution progressive du diamètre des particules au cours de l'utilisation due à un frottement permanent entre elles. Les particules les plus fines peuvent alors quitter le lit, entraînées par le fluide et polluent l'aval du process.

9- Conclusion

La synthèse des connaissances générales sur le phénomène de fluidisation comme la vitesse et les régimes de fluidisation, l'expansion des couches de particules fluidisées, la porosité de ces couches, ainsi que la classification des particules solides, constituent des éléments de connaissance importants, qui nous permettent de mieux réaliser notre étude.

Le lit fluidisé est l'étape transitoire entre le lit fixe et le lit entraîné. La technique de fluidisation est utilisée dans plusieurs domaines. Dans la majeure partie des cas, le régime de fluidisation dans les procédés à lit fluidisé, est le régime bouillonnant. Ce régime est atteint dès l'apparition des bulles dans le lit. Cependant, la zone de transition entre le régime bouillonnant et le régime turbulent est difficile à définir avec exactitude.

Le temps de séjour du gaz dans le lit de particules est élevé dans les lits fixes et très faible dans les lits transportés. Dans les procédés de récepteurs solaires utilisant les lits de particules pour chauffer un gaz à haute température, ce temps de séjour ne doit être ni très élevé ni très faible. Un passage rapide du gaz dans un lit insolé, comme le lit transporté, fait que sa température à la sortie sera faible. Quand ce temps de passage est faible, comme dans les lits fixes, les pertes thermiques sont très importantes. Dans les lits fluidisés ce temps de passage se situe entre ceux des deux lits cités précédemment.

Les lits fluidisés s'avèrent aussi être de bons mélangeurs, en raison de l'agitation des particules et leur brassage par les bulles de gaz. Ces derniers présentent de grandes surfaces spécifiques et donc des surfaces de transfert de chaleur très importantes.

Ce sont donc de bons échangeurs de chaleur solide-gaz qui peuvent être des récepteurs efficaces de l'énergie solaire concentrée. Pour cela, nous avons choisi pour notre récepteur d'utiliser un lit fluidisé.

Chapitre II
***Les absorbeurs solaires à lit de particules
solides***

Le chauffage des gaz aux hautes températures intéresse aussi bien les génies chimique et thermique que l'énergétique et en particulier, le domaine de l'énergie solaire. Par ailleurs la valeur réduite de la capacité calorifique des gaz et du coefficient d'échange gaz-paroi impose l'utilisation de récepteurs présentant une grande surface spécifique. L'utilisation de lits fluidisés permet cela avec une grande homogénéité de répartition de la phase solide et une grande efficacité des échanges thermiques. On atteint ces conditions grâce au brassage important du solide qui évite la présence de points locaux chauds ou froids dans les réacteurs. De plus la présence de solides, ayant toujours des capacités thermiques élevées par rapport à celles des gaz, est un bon moyen pour stabiliser la température des gaz et pour absorber le flux de chaleur incident.

Dans ces dispositifs, le rayonnement concentré est absorbé par un milieu poreux traversé par un gaz qui s'échauffe au contact du solide. L'échange est favorisé par la grande surface volumique caractéristique de tels milieux : de 1000 à 10000 m²/m³.

1- Réacteurs et récepteurs solaires solide-gaz

1-1- Classification des réacteurs et récepteurs solaires à lit de particules

En génie chimique, la classification des réacteurs est réalisée à partir de critères concernant :

- Le mélange des réactifs : allant du réacteur piston au parfaitement agité
- Le mode de fonctionnement :
 - Régime d'écoulement : permanent ou transitoire
 - Mode de mise en contact des phases : co-courant ou contre-courant
 - Mode de circulation des produits : procédés continus, semi continus et discontinus
 - Mode de contact solide-gaz : lits à empilement de solides, lits fluidisés et suspendus et lits transportés.

Dans le cas des réacteurs et récepteurs solaires à lit de particules solides de conversion thermique de l'énergie solaire il faut ajouter à cette liste le mode de chauffage du lit de particules.

Pour chauffer un lit de particules par rayonnement, deux configurations sont envisageables, comme indiqué sur la figure 12 : la couche, placée dans une colonne, peut être soumise au rayonnement solaire concentré, soit d'une façon directe à travers une fenêtre et/ou paroi transparente ou même une ouverture, soit d'une façon indirecte à travers une paroi opaque qui une fois chauffée, transmet une partie de la chaleur absorbée aux particules solides adjacentes. La figure 13 représente les schémas de quelques réacteurs et récepteurs solide-gaz étudiés pour les deux modes de transfert de chaleur. Les quatre premiers dispositifs utilisent un moyen de chauffage direct du lit par rayonnement et pour les deux autres, le transfert de l'énergie au milieu se fait d'une façon indirecte.

Les deux modes de transfert de chaleur présentent des inconvénients. Nous pouvons citer comme inconvénient du chauffage indirect, une dégradation du transfert de chaleur par rayonnement entre la surface chauffée et les particules adjacentes à la paroi, lorsque la profondeur de pénétration des radiations est inférieure à l'épaisseur de la couche limite thermique (au niveau de la paroi interne) (Yamada et *al.* [50]). En effet les particules chauffées dans cette zone émettent à leur tour du rayonnement et notamment vers la paroi ce qui diminue l'efficacité de l'échangeur.

Les systèmes à absorption directe du rayonnement présentent également quelques inconvénients dont les deux plus importants sont les suivant (Flamant [7]) :

- La diminution du facteur de transmission de la fenêtre due soit à l'effet abrasif des particules fluidisées soit au dépôt de vapeur.
- Les pertes thermiques du lit par émission infrarouge deviennent importante à partir de 600°C.

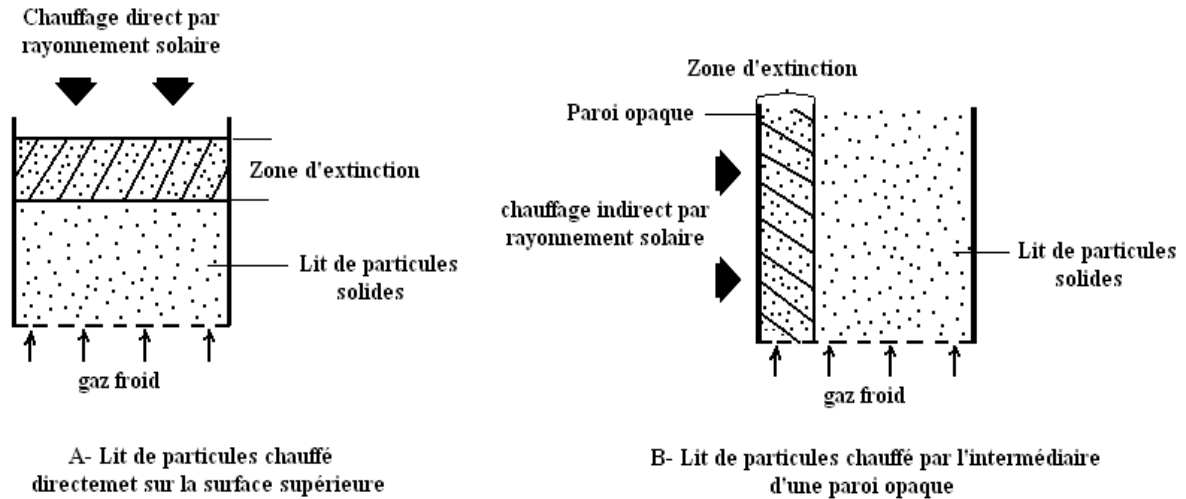


Figure 12- Chauffage d'un lit de particules par rayonnement solaire

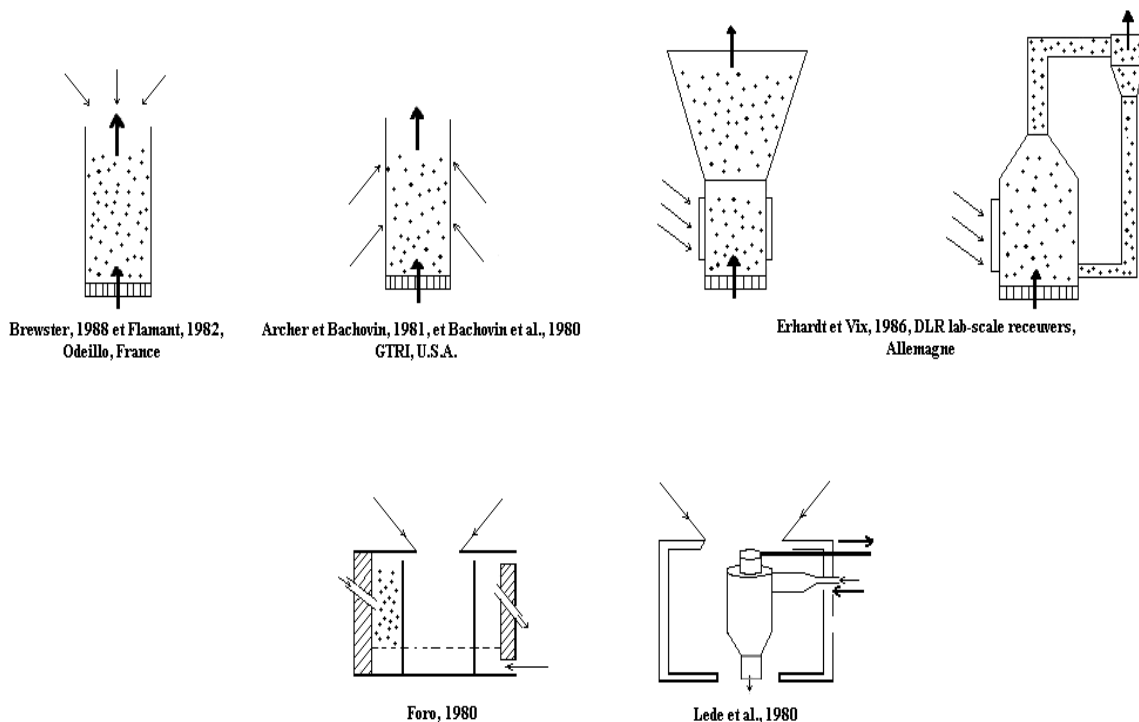


Figure 13- Exemples de récepteurs et réacteurs solaires à particules à chauffage direct et indirect

1-2- Réacteurs et récepteurs solaires à lit de particules solides proposés ou étudiés

Nous présentons ici, de manière non exhaustive, un ensemble de récepteurs et réacteurs solaires à particules, de conversion thermique de l'énergie solaire pour le chauffage des gaz aux hautes températures.

- Réacteurs et récepteurs à lit fixe

Olalde [51] est l'un des premiers avoir étudié un récepteur solaire à lit fixe de particules opaques à haute température. Il a déterminé, pour différents paramètres du système, comme le sens d'écoulement, la vitesse de l'air et la longueur du milieu poreux, les conditions expérimentales nécessaires pour chauffer un gaz, ainsi que les conditions pour avoir un transfert de chaleur optimal. Les matériaux utilisés dans le lit sont les particules de carbure de silicium et de zircone. Ce type de récepteur à particules ne permet pas d'avoir un bon rendement thermique.

Gregg *et al.* [52] et Taylor *et al.* [53] ont expérimenté un réacteur à lit consommable pour gazéifier le charbon et différents produits carbonés, dans un courant gazeux de CO₂ et H₂O. Ces expériences ont été réalisées avec un four solaire à axe vertical de 1,5 kW. Les essais de Taylor *et al.* [53] ont montré que la gazéification solaire du charbon, sous atmosphère de CO₂, permet de stocker environ 40% de l'énergie solaire incidente sous forme gazeuse.

- Réacteurs et récepteurs à lit rotatif

Flamant *et al.* [54] et Royere [55], ont étudié les fours rotatifs. Ces réacteurs sont adaptés au chauffage de solides divisés en vue de stockage à haute température ou au traitement des minerais. Ces dispositifs sont associés à des concentrateurs solaires à double réflexion. Les résultats des études montrent que le four rotatif se comporte comme un réacteur piston et permet d'atteindre des températures de chauffage de 1100 °C. Les efficacités thermiques mesurées sont de l'ordre de 30 %, tandis que le calcul théorique donne une efficacité de 60 %.

Des fours rotatifs à chauffage direct par une fenêtre en quartz ont été étudiés par Haueter *et al.* [56] et Muller *et al.* [57]. Steinfeld [58] a utilisé un réacteur solaire rotatif à chauffage direct par rayonnement solaire concentré pour la production thermochimique solaire de l'hydrogène. Une étude récente sur la dissociation thermique de l'oxyde de zinc a été réalisée par Muller et Steinfeld [59]. Ils ont comparé les résultats théoriques à ceux obtenus expérimentalement dans un réacteur rotatif. Ils ont modélisé les transferts radiatifs pour calculer les flux thermiques, les températures et l'efficacité de conversion de l'énergie solaire dans le réacteur chimique de dissociation d'oxyde de zinc. Les températures expérimentales varient de 555 à 955 K qui correspondent à une variation du taux de concentration solaire de 980 à 2720 (figure 14).

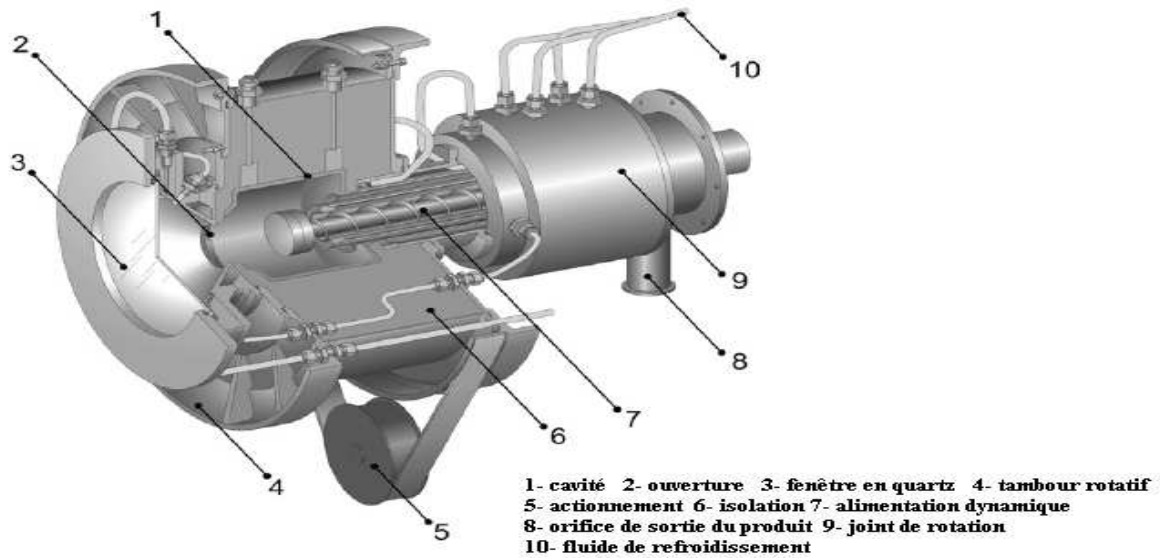


Figure 14- Schéma du réacteur solaire rotatif

- Réacteurs et récepteurs à lit tombant

Antal *et al.* [60] ont expérimenté un réacteur à film tombant à absorption directe du rayonnement, pour gazéifier de la biomasse sous vapeur d'eau. Les particules tombaient dans un tube en quartz placé en foyer du four solaire de 1000 kW. Cependant le rendement de la conversion en gaz est faible et de l'ordre de 4 % et des problèmes de pollution de la fenêtre par des impuretés sont apparus.

Falcone *et al.* [61] ont utilisé le même concept pour réaliser un récepteur solaire et stocker la chaleur dans des particules solides. Ce récepteur est adapté aux centrales solaires.

Burolla *et al.* [62] ont utilisé ce type de récepteur solaire pour chauffer des particules solides. Ils ont étudié l'influence de plusieurs paramètres comme le flux massique du gaz, la taille des particules et l'absorptivité des particules. Ils ont atteint des températures supérieures à 1300 K pour des flux de rayonnement de 0,5 MW/m². Hruby et Steele [63] ont étudié la faisabilité du récepteur solaire à lit tombant (figure 15) et comparé les performances du récepteur obtenues expérimentalement à ceux de la théorie pour des particules de bauxite et de zircone.

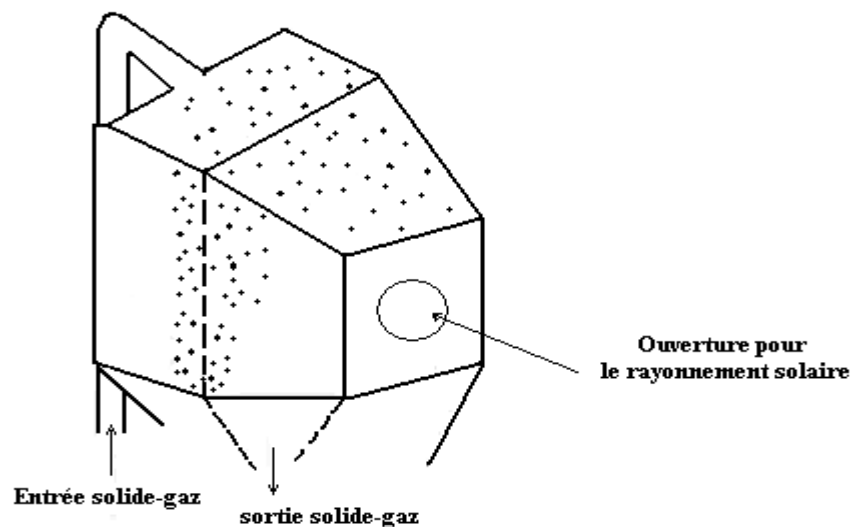


Figure 15- Schéma du récepteur solaire à lit tombant

- Réacteurs et récepteurs cyclone

Lédé *et al.* [64] ont utilisé un réacteur cyclone (figure 3 du chapitre 1) pour réaliser la pyrolyse flash de la sciure de bois. Ce réacteur permet d'atteindre une température de chauffage des réactifs supérieure à 600 °C. Une adaptation du réacteur à l'énergie solaire a été réalisée. Pour une température de paroi de 1070 °C, le taux de gazéification mesuré est de 80 %.

En 1991, Imhof [65] a réalisé la réaction endothermique de la calcite dans un réacteur cyclone à transfert de rayonnement solaire direct à travers une ouverture. Cette expérimentation lui a permis de montrer la faisabilité de ce type de réacteur adapté au mode de transfert de chaleur direct à travers une ouverture, ainsi que la compréhension de la réaction de décomposition endothermique de la calcite pour différentes tailles de particules.

- Réacteurs et récepteurs à lit fluidisé

De nombreux auteurs ont suggéré d'utiliser des lits fluidisés pour transférer l'énergie stockée dans des particules à un gaz, entre autres Botterill et Virr [66] et Peyman *et al.* [67]. Flamant *et al.* [68] ont testé un récepteur à lit fluidisé bidimensionnel, à chauffage indirect (par l'intermédiaire d'une paroi opaque) au four solaire de 45 kW de Mont-Louis (figure 16). Ce récepteur permet de travailler jusqu'à des températures de 950 °C sur la paroi réceptrice. Flamant *et al.* [69] ont conçu un lit fluidisé annulaire qui associe une conception en forme de cavité et absorbeur à lit fluidisé de faible épaisseur. L'efficacité de ce réacteur annulaire est de 83 %. Foro [70] a conçu et caractérisé un réacteur à lit fluidisé annulaire pour la décarbonation des matériaux naturels comme la calcite et la dolomite. Le chauffage est réalisé à l'aide d'un concentrateur solaire de 2 kW. Un réacteur de conception voisine a ensuite été utilisé par Lédé [71] pour la pyrolyse d'huiles lourdes. Peyman [67] a conçu un récepteur solaire à lits fluidisés multi-étagés en vue de récupérer par l'air la chaleur préalablement emmagasinée par des particules de sable. Il a étudié l'influence de plusieurs paramètres comme le débit du gaz et du solide, la température d'entrée du solide et le nombre d'étages.

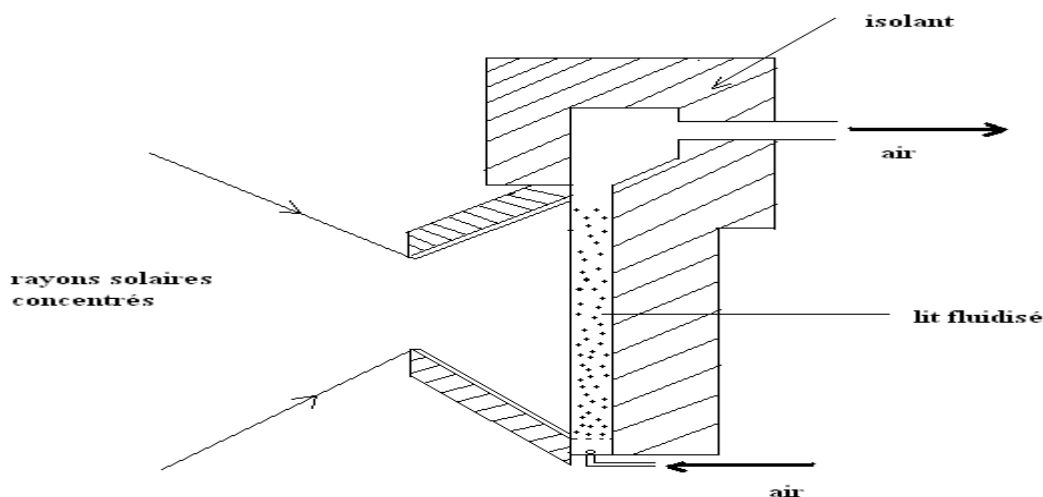


Figure 16- Schéma du récepteur solaire à lit fluidisé à paroi opaque (Flamant *et al.*)

Un réacteur à lit fluidisé à paroi transparente a été étudié par Flamant [45] pour la décarbonatation de la calcite vers 900 °C. L'efficacité mesurée est faible, en raison des grandes pertes thermiques, et de l'ordre de 10 à 15 %.

En 1988, Haddad et Elsayed [72] ont étudié théoriquement un récepteur solaire à paroi transparente de forme cylindrique. Ils ont étudié l'influence de différents paramètres sur la température moyenne du lit et la performance du récepteur solaire (figure 17). Muller *et al.* [73] et Trommer *et al.* [74] ont utilisé un récepteur solaire à paroi transparente en quartz pour gazéifier le charbon et produire de l'hydrogène (figure 18). Trommer *et al.* [74] ont constaté qu'à une température de 1350 K, 40 % de l'énergie solaire est perdue (réflexion et émission). Von Zedtwitz *et al.* [75] ont utilisé un réacteur solaire à lit fluidisé à chauffage direct pour la production de l'hydrogène. Le réacteur est un tube en quartz. Ils ont comparé les profils de la température ainsi que la composition du produit obtenus expérimentalement à la théorie. Ils ont utilisé la méthode de Monte Carlo pour modéliser les transferts radiatifs dans le réacteur et ils ont aussi modélisé les transferts de masse et de chaleur en mono-dimensionnel.

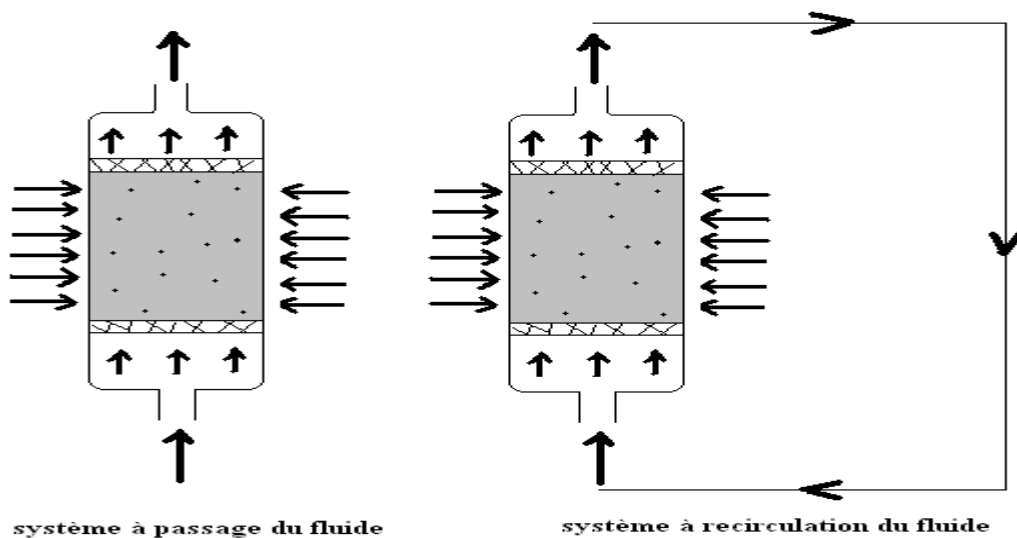


Figure 17- Schéma du récepteur solaire à paroi transparente (Haddad et Elsayed)

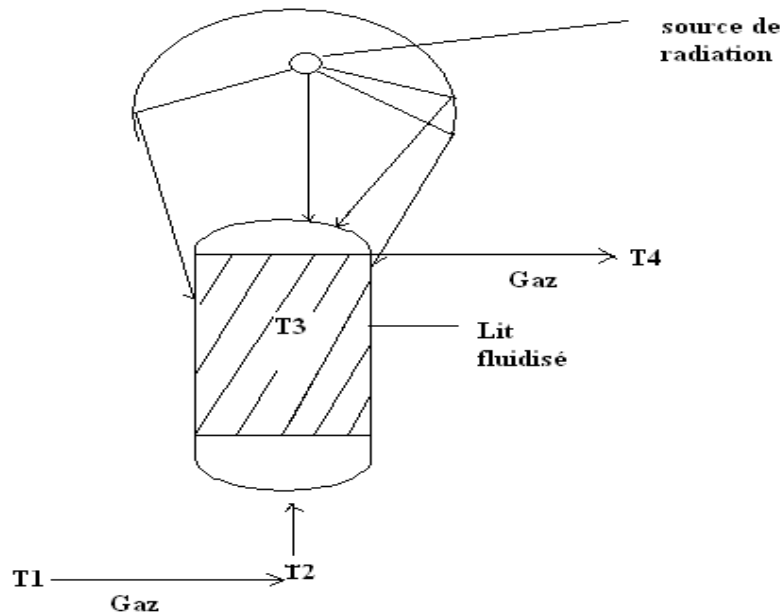


Figure 18- Schéma du récepteur solaire à paroi transparente (Muller *et al.* et Trommer *et al.*)

2- Transferts thermiques dans les lits fluidisés

Bi *et al.* [41] recensent trois types de transferts de chaleur dans les lits fluidisés : entre particules, entre les particules et le gaz et enfin entre le lit fluidisé et l'extérieur.

Les transferts de chaleur dans la suspension sont:

- le transfert convectif entre les particules et le gaz, entre la paroi de l'enceinte et la gaz et dans le gaz.
- le transfert conductif entre les particules et entre les particules et la paroi de l'enceinte occupée par le lit.
- le transfert radiatif : particule-particule, particule-paroi, particules-gaz et paroi-gaz (pour les gaz absorbants).

Donc le transfert de chaleur total dans le lit fluidisé est la contribution des transferts conductif, convectif et radiatif. L'importance d'un mode de transfert par rapport à un autre est fonction des paramètres expérimentaux, comme la taille et la nature des particules, la vitesse de fluidisation et la température de la suspension.

De nombreux auteurs ont proposé des diagrammes résumant quels modes de transfert sont prépondérants. Le diagramme proposé par Fan et Zhu [76], ci-après, semble le plus abouti. Il montre les effets de la température du lit et de la taille des particules sur les modes de transfert de la chaleur. Ainsi pour des particules de moins 800 μm et pour des applications à haute température, les transferts de chaleur se feront majoritairement par rayonnement et par convection autour des particules.

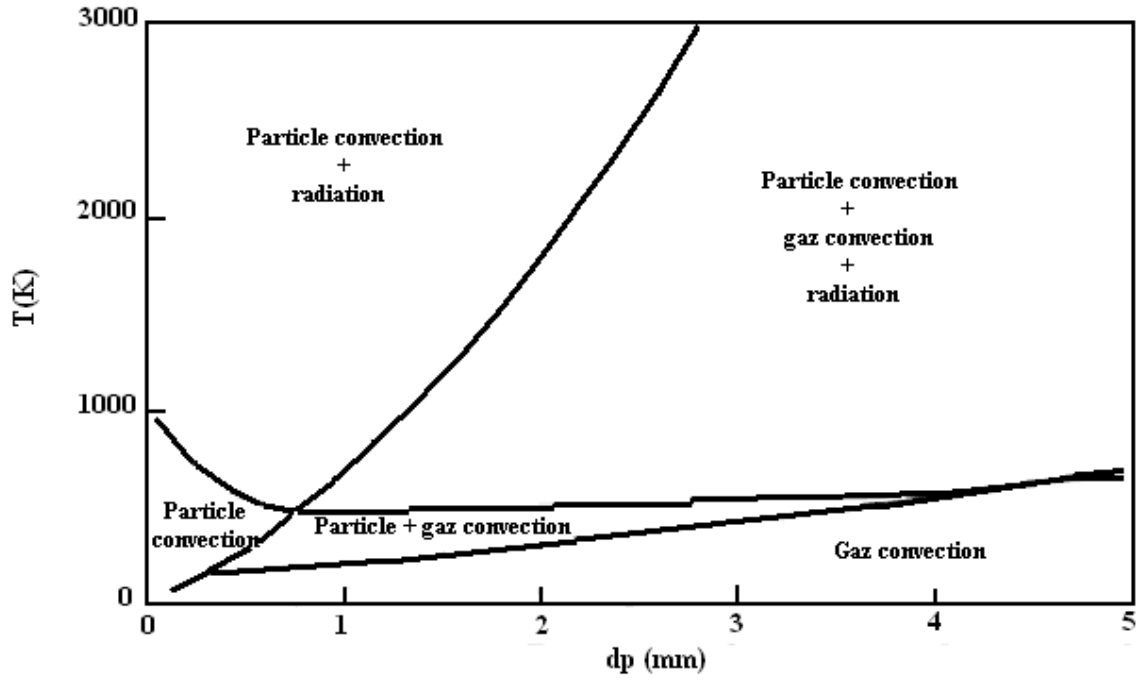


Figure 19- Modes de transfert de la chaleur selon la température et le diamètre des particules utilisées

Le transfert de chaleur dans un lit fluidisé peut être calculé par la corrélation de Ranz et Marshall [77] exprimant le nombre de Nusselt en fonction des nombres de Reynolds particulaire et Prandtl :

$$\text{Pour } Re_p > 100, Nu = 2 + 0,74 Re_p^{0,5} Pr^{0,3} \quad (31)$$

$$\text{Pour } 0,1 < Re_p < 100, Nu = 0,03 Re_p^{1,3} \quad (32)$$

Pour un fort nombre de Reynolds et une porosité entre 0,35 et 1, le nombre de Nusselt est déterminé en appliquant la corrélation suivante : Behjat *et al.* [78]

$$Nu = (7 - 10 \varepsilon + 5 \varepsilon^2) (1 + 0,7 Re^{0,2} Pr^{1/3}) + (1,33 - 2,4 \varepsilon + 102 \varepsilon^2) Re^{0,7} Pr^{1/3} \quad (33)$$

Les lits fluidisés sont généralement considérés comme milieux à température homogène $T_p(z) \approx \text{cst}$. Donc l'évolution de la température du gaz tout au long du lit fluidisé d'une hauteur H , peut être représentée comme suit :

$$\rho_g C_{p_g} U A \frac{dT_g(z)}{dz} dz = -h a_s (A dz)(T_g(z) - T_p) \quad (34)$$

avec :

$$a_s = \frac{6(1 - \varepsilon)}{\phi_s d_p} \text{ la surface spécifique du lit}$$

U : la vitesse superficielle du gaz

A : la section du lit

h : le coefficient de transfert de chaleur par convection

L'équation (34) peut s'écrire aussi :

$$\frac{dT_g}{T_g(z) - T_p} = - \frac{a_s h}{\rho_g C_{p_g} U} dz \quad (35)$$

$$\text{on a : } \frac{a_s h}{\rho_s C p_g U} = \frac{Nu}{Pr Re_p} \quad (36)$$

L'équation (34) conduit a :

$$\ln \left(\frac{T_{gs} - T_p}{T_{ge} - T_p} \right) = a_s \frac{Nu}{Pr Re_p} H \quad (37)$$

Cette équation permet de déterminer la hauteur du lit nécessaire pour avoir un faible écart entre la température des particules et celle de sortie du gaz pour un nombre de Reynolds donné. Elle permet aussi de mesurer le coefficient de transfert de chaleur en régime permanent.

Le coefficient de transfert de chaleur solide-gaz dans le lit fluidisé peut être aussi calculé par l'équation suivante : Behjat *et al.* [78]

$$h = \frac{6 k_g \varepsilon_{s2} Nu_2}{d_{p2}^2} \quad (38)$$

Influence des paramètres physiques sur les transferts de chaleur dans les lits fluidisés

a- Influence de la taille des particules

La taille des particules a un effet positif sur le transfert de chaleur par rayonnement (Werdeman et werther, [79] et Yamada *et al.* [50] et un effet négatif sur le coefficient de transfert de chaleur total (Mickley et Trilling, [80], Basu et Nag [81], Stromberg [82] et Fraley *et al.* [83].

Flamant *et al.* [84] ainsi que Botterill *et al.* [85] ont montré que le coefficient de transfert de chaleur diminue pour des particules de diamètre entre 0,28 et 1 mm et augmente pour des particules de diamètre supérieur à 1,1 mm (voir figure 20). Luan *et al.* [86] ont montré l'effet de la taille des particules sur les différentes composantes du coefficient de transfert total (figure 21). Le coefficient de transfert de chaleur par conduction/convection diminue avec l'augmentation de la taille des particules en raison de l'épaisseur de la couche du gaz entre les particules et la surface chaude (dans le cas d'un chauffage indirect). Dans ce cas la résistance thermique du gaz est dominante par rapport au transfert de chaleur par conduction et convection. Le coefficient de transfert de chaleur par rayonnement augmente avec l'augmentation de la taille des particules. Ceci est dû à la diminution de l'atténuation des rayons émis ou réfléchis, dans la phase émulsion du lit fluidisé. L'augmentation du coefficient de transfert par rayonnement avec l'augmentation de la taille des particules peut être aussi expliqué par le fait que la capacité thermique des particules augmente avec leur taille, par conséquence le transfert de chaleur par rayonnement augmente aussi. Le transfert radiatif entre particules a une relation directe avec l'écart des températures puissance quatre, pour cela la contribution du transfert radiatif augmente rapidement avec le diamètre des particules.

Il est de 24 % pour des particules de 802 µm de diamètre pour une température du lit de 950 °C, mais diminue à 17 % pour des particules de 197 µm (Renzhang *et al.* [87]).

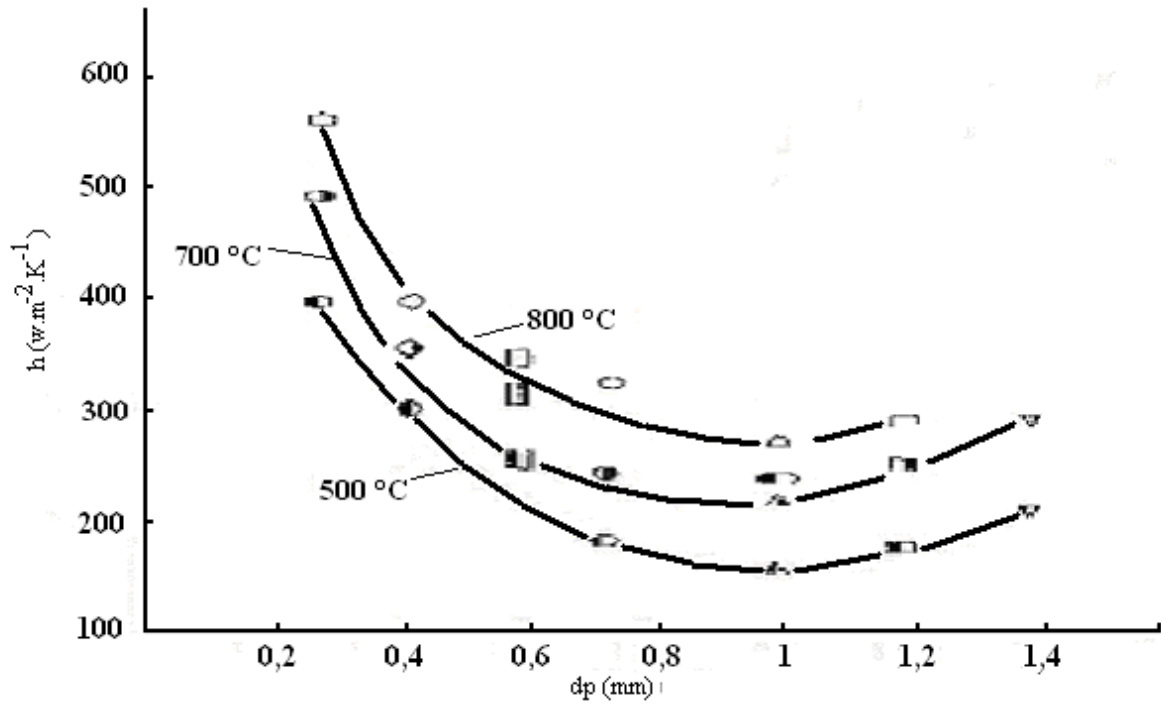


Figure 20- Effet du diamètre des particules sur le coefficient de transfert de chaleur (Flamant *et al.*)

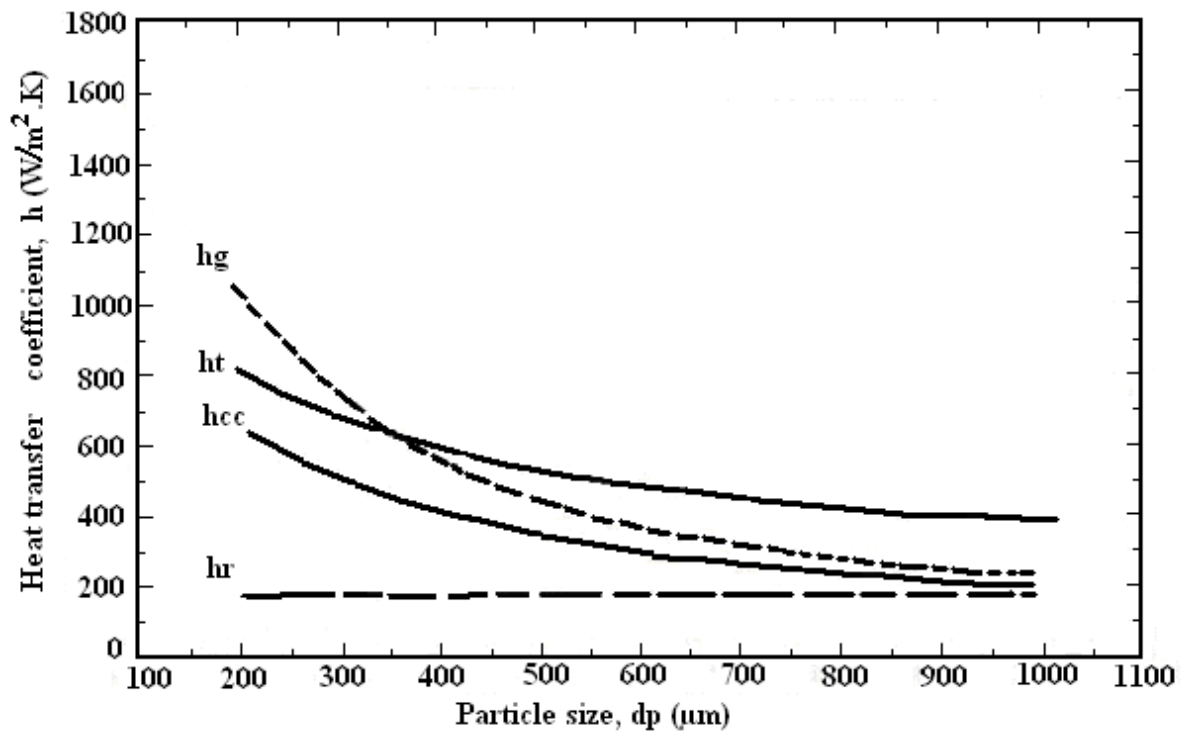


Figure 21- Effet du diamètre des particules sur le coefficient de transfert de chaleur (Luan *et al.*)

b- Influence de la densité du lit

La densité de la suspension est l'un des facteurs les plus dominants qui influence le transfert de chaleur dans un lit fluidisé. Eriksson et Golriz [88] ont indiqué que la densité de la suspension a un effet positif sur le transfert de chaleur total et négatif sur le transfert radiatif. La figure 22 représente les résultats de certains auteurs concernant l'influence de la densité de la suspension sur le coefficient de transfert de chaleur dans un lit fluidisé. Cette figure montre que le coefficient de transfert de chaleur augmente avec la densité de la suspension. Ceci peut être expliqué par le fait que la capacité thermique du solide est plus importante que celle du gaz. A partir de résultats expérimentaux une corrélation reliant le coefficient de transfert de chaleur à la densité de la suspension a été proposée (Basu et Nag [89]):

$$h = a \rho_s^n W / m^2 K \quad (39)$$

où : $a = 40$, $n = 0,5$, $5 < \rho_b < 25 \text{ kg/m}^3$, $750^\circ\text{C} < T_b < 850^\circ\text{C}$.

Glicksman [90], Basu et Fraser [91] et Ebert *et al.* [92] ont aussi constaté que le coefficient de transfert est proportionnel à la racine carré de la densité du lit.

Luan *et al.* [86] pensent que, quand le lit est concentré, c'est la convection qui domine et lorsque le lit est dilué, c'est le rayonnement qui domine.

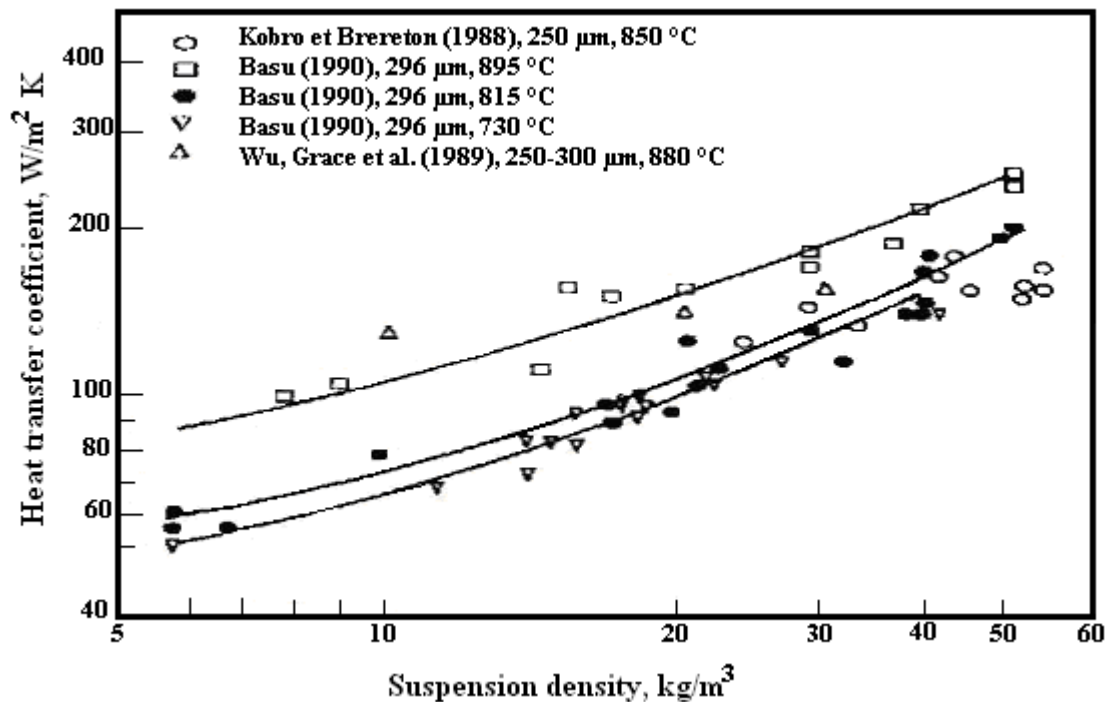


Figure 22- Effet de la masse volumique sur le coefficient de transfert de chaleur

c- Influence de la porosité du lit

En augmentant la vitesse de fluidisation, la porosité varie dans le lit pour atteindre sa valeur moyenne. Cette variation entraîne des modifications de la surface d'échange gaz-solide et surtout une évolution de la valeur des coefficients d'absorption et de diffusion.

Pour des particules opaques, les coefficients de diffusion et d'absorption sont directement proportionnels à la densité volumique de particules.

Le rôle de la porosité est complexe, en effet lorsque ε augmente, la conductivité du lit strictement liée au phénomène conductif diminue, tandis que la part du rayonnement augmente. Il faut signaler que l'influence de la porosité est étroitement liée à celle de la densité du lit.

Selon les milieux et la température un accroissement de la porosité peut avoir des effets contraires (Flamant [7]).

d- Influence de la vitesse de fluidisation

A l'exception des lits très dilués, la vitesse superficielle du gaz n'a pas un grand effet sur le coefficient de transfert de chaleur (Wu *et al.*, [93], Furchi *et al.*, [94] et Ebert *et al.* [92]), c'est le résultat de la faible contribution de la composante convective du gaz.

Dans certains cas le coefficient de transfert de chaleur diminue avec l'augmentation de la vitesse superficielle du gaz (Nag et Morai [95], Mahalingam et Kolar, [96] et Ebert *et al.* [92]). Cette diminution du coefficient de transfert de chaleur est le résultat de la diminution de la densité de la suspension avec l'augmentation de la vitesse de fluidisation. Cependant Divillo et Boyd, [97] ont montré que la vitesse de fluidisation a un effet non négligeable sur le flux de chaleur, contrairement à celui de la densité de la suspension. Ils ont corrélé les résultats du flux de chaleur de la surface chaude vers le lit fluidisé :

$$q = 36,7 U_g^{0,574} \rho_s^{0,062} \quad (40)$$

q : W/m²

U_g : vitesse de fluidisation (m/s)

ρ_s : kg/m³

Flamant [7], a montré que le coefficient transfert de chaleur par rayonnement augmente avec l'augmentation de la vitesse de fluidisation superficielle et puis il atteint un plateau.

Murachman [38] a étudié l'influence du nombre de fluidisation $N=U/U_{mf}$ sur le coefficient de transfert de chaleur pour des particules de corindon (voir figure 23). Il a constaté que le lit est isotherme sur environ 70 % de la hauteur à $N=1,5$, et l'épaisseur de couche où existe un gradient est réduite à moins de 10 mm pour $N= 1,7$. Il faut signaler que l'influence de la vitesse de fluidisation sur le transfert de chaleur ne peut pas être dissociée de l'effet de la suspension. En effet, la densité de la suspension diminue avec l'augmentation de la vitesse de fluidisation.

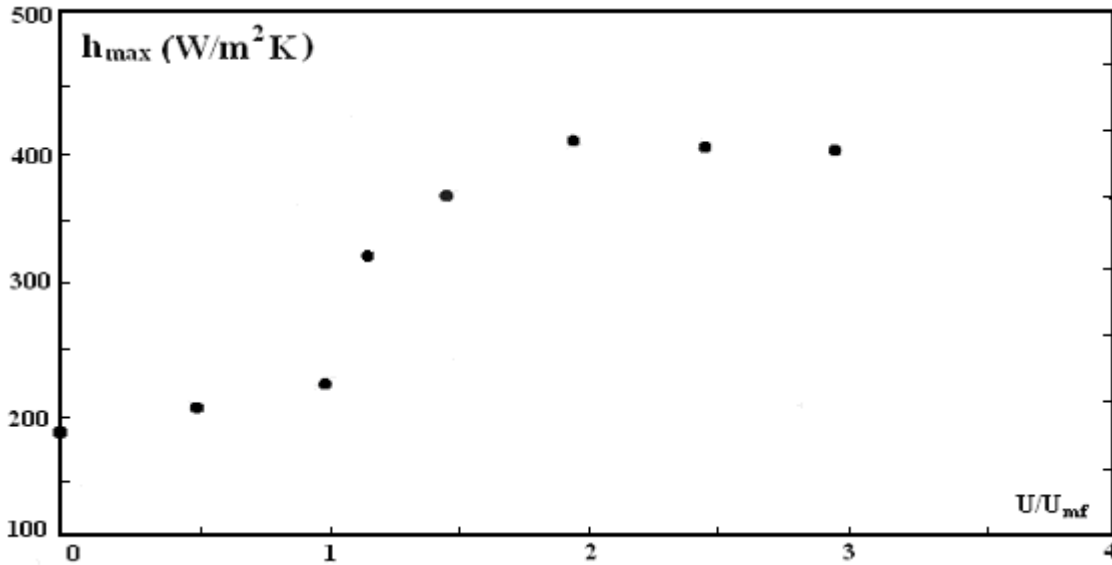


Figure 23- Variation du coefficient de transfert de chaleur avec le nombre de fluidisation $N=U/U_{mf}$ (Corindon, Tcouche : 100 °C)

e- Influence de la température de la suspension

La température du lit a un effet positif sur le coefficient de transfert de chaleur (Basu et Nag, [89] et Jestin *et al.*, [98]). Cet effet positif est due à la conductivité thermique du gaz et à l'importance des transferts radiatifs à haute température (Luan *et al.* [91]). Pour des particules de sable de 286 μm de diamètre et une densité de suspension de 35-50 Kg/m^3 , le coefficient de transfert total augmente de 370 à 850 $W/m^2 K$ quand la température de la suspension passe de 300 à 900 °C (Luan *et al.* [86]). La figure 24 illustre cet effet de la température sur le coefficient de transfert de chaleur pour différentes tailles de particules (Flamant et Menigault, [99]). La figure 25 illustre la variation du coefficient de transfert par convection et rayonnement dans la phase émulsion et par convection dans la phase bulle, en fonction de la variation de la température de la suspension (Han et Cho, [100]). Jestin *et al.*, [101], ont proposé une corrélation pour la détermination du coefficient de transfert, cette variation est fonction de la température de la suspension ainsi que de la perte de charge :

$$h = k \Delta P^\alpha T^\beta \quad (41)$$

où : k , α et β sont des constantes empiriques.

Kharchenko et Makhorin [102], Szekeley et Fisher [103], Yoshida *et al.* [104], estiment que la contribution radiative (h_r) est inférieure à 5 % jusqu'à des température de 1100 °C. Cependant, Han et Cho, [100] estiment que le transfert de chaleur par rayonnement, pour une température de lit de 650 à 850 °C, est de 15 à 36 %. La figure 26 représente la variation du rapport du transfert radiatif sur le transfert total en fonction de la température du lit (Han et Cho, [100]). Pour Renzhang *et al.* [87], la contribution du transfert radiatif est de 3 % à une température de la suspension de 600 °C et augmente à 27 % pour une température de 1000 °C.

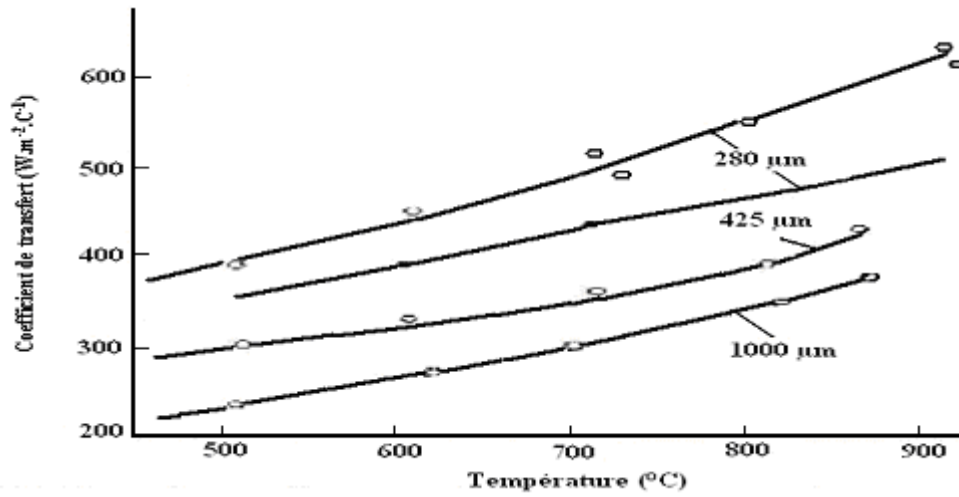


Figure 24- Effet de la température du lit sur le coefficient de transfert de chaleur (Flamant et Menigault)

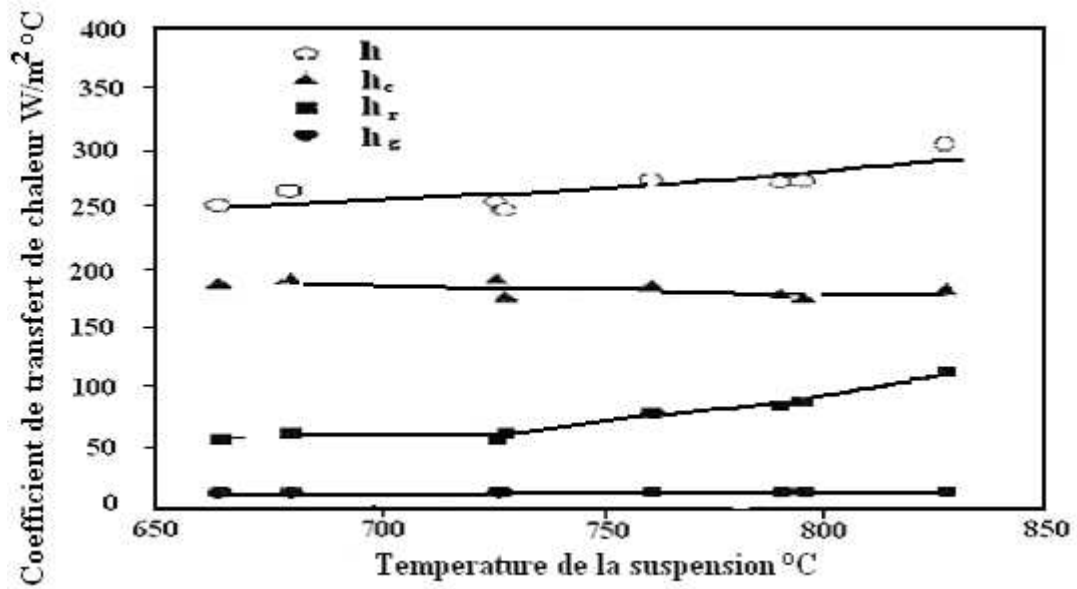


Figure 25- Effet de la température du lit sur les différents coefficients de transfert de chaleur (Han et Cho)

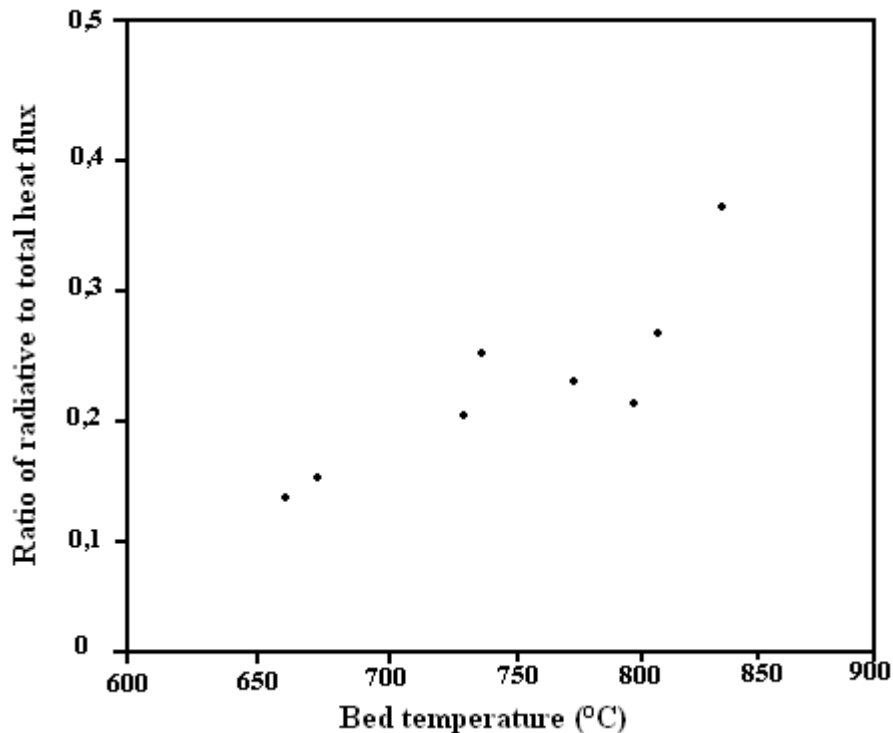


Figure 26- Contribution du rayonnement au transfert de chaleur total (Han et Cho)

f- Influence du flux incident

Menigault [105] a étudié l'influence du flux incident sur l'efficacité thermique du récepteur. Il a constaté une diminution du rendement quand le flux augmente, cette diminution a cependant tendance à se réduire pour des flux très importants. L'expérience a été réalisée pour des flux entre 280 et 580 kW/m² sur un lit de particules de 80mm de hauteur. L'étude expérimentale menée par Flamant [7] montre que la température de sortie du gaz augmente avec l'éclairement solaire moyen à la surface du lit. Sasse et Ingel [4] ont constaté que le flux thermique incident a un effet positif sur la température du lit.

3- Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre l'importance d'utiliser les lits fluidisés comme absorbeur-échangeur de chaleur. Chaque particule du lit se comporte comme un petit réservoir de chaleur qui absorbe la chaleur et la déplace dans tout le lit. Le bon brassage des particules et le bon contact entre ces dernières et le gaz permet d'avoir un lit presque isotherme.

Les études réalisées sur les transferts de chaleur dans les lits fluidisés ont montré que le transfert de chaleur par conduction et convection sont prédominants jusqu'à 600 °C. Au delà le transfert radiatif devient important. Plusieurs corrélations sur les transferts thermiques et le calcul du coefficient de transfert de chaleur ont été proposées.

Le rendement des réacteurs et récepteurs solaires à lit fluidisé dépend essentiellement des conditions expérimentales ou paramètres physiques, comme la nature et la taille des particules, la vitesse de fluidisation et le flux solaire incident. Ces paramètres ont une influence directe sur l'importance d'un mode de transfert de chaleur par rapport à un autre. Ces paramètres ont aussi un effet mutuel sur le transfert de chaleur et le rendement des réacteurs et récepteurs. La synthèse des résultats obtenus par les différents chercheurs nous a

permis de faire une comparaison avec ceux obtenus dans notre étude (chapitre 6) afin de connaître le degré de performance de notre récepteur.

L'étude et la connaissance de l'influence des différents paramètres permet de déterminer leurs grandeurs optimales, pour avoir un rendement maximal du récepteur solaire.

Les particules de carbure de silicium sont souvent utilisées dans les récepteurs solaires à particules. Ce matériau est utilisé en raison de ces bonnes propriétés thermiques. Pour cela, nous avons utilisé le même matériau dans notre étude. Nous avons utilisé trois granulométries pour connaître l'influence de ce paramètre dans notre cas. Nous avons présenté dans le tableau 6 (chapitre 5) les propriétés de ces particules solides.

L'étude bibliographique réalisée sur les réacteurs et récepteurs solaires solide-gaz nous a permis d'avoir un aperçu général sur les principaux réacteurs et récepteurs solaire solide-gaz déjà étudiés et utilisés. Une grande partie des récepteurs solaires à lit fluidisé déjà réalisés sont de forme cylindrique. Cependant, dans le domaine du génie des procédés, certains chercheurs préconisent d'élargir la partie supérieure du dispositif de fluidisation pour éviter l'entraînement rapide des particules. Nous avons tenté de mettre en œuvre cette idée dans le domaine du solaire et de faire une étude sur l'influence de la géométrie du récepteur sur son fonctionnement. La géométrie du récepteur a une influence sur la dynamique des particules. Ceci dit, la pénétration du rayonnement dans le lit ainsi que le comportement thermique du récepteur est fonction de l'aspect dynamique du lit fluidisé.

Cette étude bibliographique nous a permis aussi de choisir le mode de chauffage pour le récepteur solaire que nous avons réalisé : l'avantage des récepteurs solaires à parois transparentes est l'accroissement considérable de la surface solide réceptrice du flux solaire incident par rapport aux récepteurs solaires à chauffage indirect. Cependant, les pertes thermiques par émission pour ces derniers sont moins importantes. Pour ces raisons nous avons conçu un récepteur solaire à parois opaques pour minimiser les pertes thermiques et à fenêtre transparente pour maximiser le flux thermique incident sur le lit de particules.

Deuxième partie
Étude numérique

Chapitre III

Modélisation des transferts radiatifs

Comme déjà cité dans le deuxième chapitre, le transfert de chaleur par rayonnement solaire à un lit fluidisé peut être réalisé, soit par irradiation directe de la couche fluidisée à travers une paroi transparente, soit par l'intermédiaire d'une paroi de transfert opaque soumise au rayonnement concentré. Comme indiqué dans le chapitre 2, le mode de chauffage direct est celui qui est utilisé dans notre étude. Dans ce cas les particules du lit fluidisé constituent l'absorbeur solaire et la propagation du rayonnement dans le milieu s'effectue dans le spectre solaire (rayonnement incident) et dans l'infrarouge (émission des particules et du gaz). Lorsqu'un rayonnement est soumis à un lit de particules, les mécanismes responsables de son atténuation et de sa propagation sont de trois types : absorption, diffusion et émission. La figure 27 représente un schéma qui symbolise ces phénomènes.

La propagation du rayonnement se produit à travers les interstices du milieu fluidisé et par transmission et diffusion par les particules. Il y a diffusion lorsque l'interaction du rayonnement avec le milieu provoque un changement de direction de photons. Déviés de leur direction de propagation, ils continuent leur cheminement dans une autre direction et avec une autre énergie. Le rayonnement solaire absorbé par les particules permet d'élever la température de ces dernières, le milieu émet alors des photons à des fréquences différentes dans le spectre infrarouge. Le rayonnement infrarouge subit les mêmes mécanismes d'interaction avec le milieu que le rayonnement solaire incident. La longueur de pénétration du rayonnement dépend essentiellement des caractéristiques physiques du milieu, en particulier de la porosité, des facteurs d'absorption, de réflexion, d'émission et de transmission des particules et/ou gaz.

Dans les milieux semi transparents, les mécanismes d'absorption, diffusion et émission se manifestent dans toute la masse. Cependant dans les milieux opaques, ces phénomènes se manifestent en surface.

Les lits fluidisés sont assimilés à des milieux continus, ce qui permet d'utiliser le formalisme développé pour décrire les transferts radiatifs.

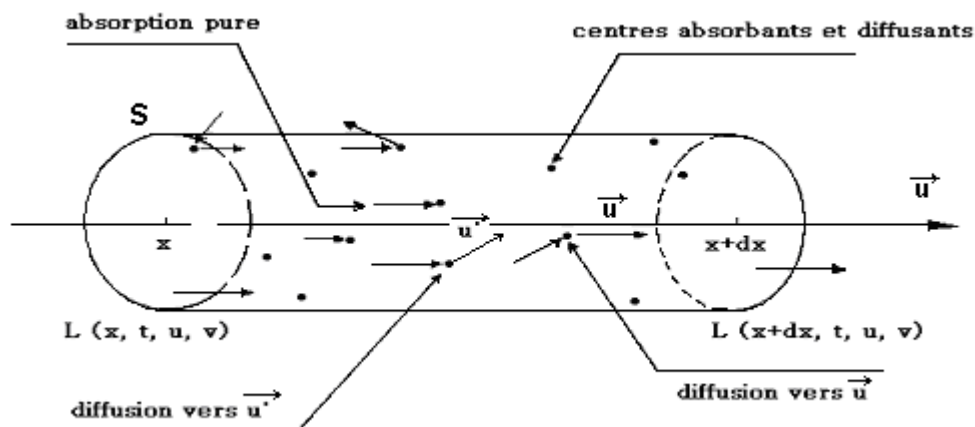


Figure 27- Mécanisme d'atténuation du rayonnement à travers un lit de particules

1- Equation de transfert radiatif

Nous allons présenter dans cette partie de l'étude une description de l'équation de transfert radiatif (ETR). Considérant une colonne de milieu semi-transparent, de section S , le long d'un axe orienté suivant la direction « u », entre les abscisses x et $x+dx$ (voir figure 27). On considère que les espèces rayonnantes du milieu semi-transparent sont dans notre cas les particules solides et sont réparties dans l'espace d'une façon homogène mais totalement

aléatoire. Nous allons écrire un bilan de photons dans un petit volume dV qui se traduit par la variation de la luminance (quantité d'énergie par unité de surface utile par unité d'angle solide) sur un trajet dx :

L'énergie gagnée :

- Par absorption par le milieu.

- Par diffusion de photons qui selon une direction « u' » se retrouvent diffusés selon une direction « u » grâce à la fonction de phase $\Phi(u', u)$.

L'énergie perdue :

- Par émission du milieu

- Par diffusion de photons qui selon une direction « u » se retrouvent diffusés selon une direction « u' » grâce à la fonction de phase $\Phi(u, u')$.

Ce bilan énergétique correspond à l'équation de conservation de photons qui est l'ETR. Elle s'exprime de la manière suivante pour une fréquence donnée ν .

$$\frac{1}{c} \frac{\partial L(x, t, u, \nu)}{\partial t} + \frac{\partial L(x, t, u, \nu)}{\partial x} = -(k_{a,\nu} + k_{d,\nu}) L(x, t, u, \nu) + k_{a,\nu} L^\circ(T(x, t), \nu) + k_{d,\nu} \int_{4\pi} \phi(u', u) L(x, t, u', \nu) d\Omega'(u') \quad (42)$$

Avec :

k_a : coefficient d'absorption

k_d : coefficient de diffusion

$\Phi(u', u)$ est la fonction de phase, ou 'indicatrice de diffusion'. Cette fonction représente la probabilité pour qu'un photon incident dans la direction u' contenu dans l'angle solide $d\Omega'$, soit diffusé par une particule dans la direction considérée u .

$L(x, t, u, \nu)$: luminance dans la direction de propagation u .

$L^\circ(T(x, t), \nu)$: luminance du corps noir à la température T .

Le premier terme du membre de gauche est le terme temporel. En pratique, on néglige souvent ce terme, car le rayonnement est un mode de transfert d'énergie quasiment instantané au regard des temps caractéristiques des autres phénomènes.

L'équation (42) s'écrit à l'état stationnaire ($\frac{\partial}{\partial t} \approx 0$) :

$$\frac{\partial L(x, u, \nu)}{\partial x} = K_\nu (1 - \omega_\nu) L^\circ(x, u, \nu) + \omega_\nu \int_{4\pi} \phi(u', u) L(x, u', \nu) d\Omega(u') - K_\nu L(x, u, \nu) \quad (43)$$

Avec

K_ν : le coefficient d'extinction totale monochromatique

ω_ν : l'albédo de diffusion simple monochromatique, rapport du coefficient de diffusion et du coefficient d'extinction totale

$$K_\nu = k_{a,\nu} + k_{d,\nu} \quad (44)$$

$$\omega_\nu = k_{d,\nu} / (k_{d,\nu} + k_{a,\nu}) \quad (45)$$

2- Méthodes de résolution de l'équation de transfert radiatif

Nous allons brièvement explorer dans ce chapitre quelques méthodes pertinentes et le plus couramment utilisées de résolution de l'équation de transfert radiatif et qui sont susceptibles de prendre en considération le phénomène de diffusion des particules.

2-1- Méthode des ordonnées discrètes

La méthode des ordonnées discrètes est une des méthodes les plus utilisées dans le domaine des transferts radiatifs pour sa facilité de mise en œuvre et sa rapidité. Elle permet de passer de l'ETR qui est une équation intégral-différentielle à un système d'équations algébriques en remplaçant la représentation directionnelle par un ensemble discret de directions sous forme de quadrature. Cependant, cette méthode présente aussi des inconvénients. Un des principaux inconvénients est qu'elle est basée sur des approximations à la fois angulaires et spatiales.

Cette méthode a été proposée pour la première fois par Chandrasekhar [106]. Il a développé cette méthode pour résoudre le transfert radiatif dans les atmosphères stellaires. Il existe plusieurs types de quadratures, par exemple celle suggérée par Chandrasekhar [106] est celle de Gauss :

$$\int_{-1}^1 f(\mu) d\mu \cong \sum_{i=1}^N w_i f(\mu_i) \quad (46)$$

$$\text{où : } w_i = \frac{1}{P_N(\mu_i)} \int_{-1}^1 \frac{P_N(\mu)}{\mu - \mu_i} d\mu \quad (47)$$

Bituykov *et al.* [107] et Menart *et al.* [108] ont utilisé cette méthode pour traiter les interfaces complexes en milieux non diffusants et Hottel *et al.* [109] en milieux à diffusion isotrope. Houf et Greif [110], ont utilisé cette méthode pour approfondir l'étude de l'effet des propriétés radiatives du transfert de chaleur par rayonnement pour certaines particules solides.

2-2- Modèle à deux-flux

Le modèle à deux-flux est l'approximation au premier ordre de la méthode des ordonnées discrètes. Ce modèle est une solution approximative de l'ETR (Daniel *et al.*, [111]). Cette solution est obtenue, en admettant que la distribution du flux de rayonnement est semi-isotrope. Nous notons L^+ , le flux dans le sens positif et L^- , le flux dans le sens négatif.

En intégrant l'ETR dans les deux sens de propagation du flux nous obtenons les équations suivantes :

$$\frac{1}{2} \frac{dL^+}{dx} = - (k_{dv} B + k_{av}) L^+ + k_{av} L^0 + k_{dv} B L^- \quad (48)$$

$$-\frac{1}{2} \frac{dL^-}{dx} = - (k_{dv} B + k_{av}) L^- + k_{av} L^0 + k_{dv} B L^+ \quad (49)$$

$$B = \frac{1}{2} \int_0^1 \int_{-1}^0 \Phi(\mu, \mu') d\mu' d\mu \quad (50)$$

B : représente les diverses directions du flux incident sur les particules

Pour une réflexion spéculaire $B = 0,5$ et pour une réflexion diffuse $B = 0,667$.

Le modèle à deux flux, a été utilisé par plusieurs chercheurs, notamment par Flamant, [112] et Flamant et Olalde, [113] pour prévoir le flux radiatif dans un lit fluidisé chauffé directement par rayonnement solaire.

Ce modèle est aussi utilisé pour déterminer l'absorptivité et l'émissivité effectives dans un milieu semi-infini mono-disperse de particules solides (Brewster, [114]).

Hruby et Falcone [115] et Falcone *et al.* [116] ont utilisé l'approximation à deux-flux de l'ETR avec l'équation de conservation de l'énergie pour déterminer la température des particules de sable dans un lit tombant sujet d'un rayonnement solaire concentré.

Chen et Chen, [117] ont développé un modèle analytique pour le transfert de chaleur couplé par rayonnement et conduction dans un lit fluidisé. Ils ont utilisé le modèle à deux-flux pour résoudre l'ETR et l'équation d'énergie avec un traitement statistique, afin de compter la présence alternée des bulles et des émulsions solide-gaz dans la surface du lit. Ils ont conclu que le transfert conductif est dominant dans les zones proches de la paroi et le transfert radiatif est dominant loin de la paroi et doit être pris en compte dans le modèle de transfert de chaleur. L'inconvénient de cette méthode est la difficulté à prendre en compte diffusant, avec diffusion anisotrope par exemple.

2-3- Méthode des harmoniques sphériques

Jeans [118] a proposé une des premières formulations. Elle a été utilisée par les astrophysiciens puis souvent appliquée à l'étude de problèmes neutroniques. La définition et l'explication de cette méthode ont été exposées par Ozisik [119]. Il a étudié les transferts radiatifs et leurs interactions avec les transferts conductif et convectif. Cette méthode repose sur la décomposition de la luminance en chaque point de l'espace sur une base orthogonale d'harmoniques sphériques. Cela consiste à développer la luminance en une série de polynômes de Legendre comme suit dans le cas d'une géométrie mono-dimensionnelle :

$$L(t, \mu) = \sum_{j=0}^{\infty} \frac{2j+1}{4\pi} C_j(\tau) \Phi_j(\mu) \quad (51)$$

Puis on reporte cette expression dans l'ETR et on détermine les coefficients C.

On tend vers l'exactitude lorsque le nombre de termes tend vers l'infini.

On trouve des exemples d'utilisation de la méthode dans des domaines variés : simulation des transferts couplés conduction-rayonnement avec diffusion isotrope (Ratzel *et al.* [120] et transferts couplés conduction-rayonnement ou convection-rayonnement (Lee *et al.* [121]), étude de la diffusion dans un matériau bicouche (Li *et al.* [122]), résolution de l'ETR dans des milieux mono et bi-dimensionnels absorbant et diffusant (Yang et Modest [123]). Résolution de l'ETR dans une atmosphère avec diffusion anisotrope (Ghosh et Garanjai [124] en utilisant la méthode des harmoniques sphériques à double intervalle introduite par Wilson et Sen [125].

2-4- Méthode de tracé de rayons (Ray Tracing)

La méthode de tracé de rayons est basée sur une approche intégrale. Elle consiste à suivre un paquet de rayons obtenus par la discrétisation spatiale des flux radiatifs en découpant le trajet en segments supposés isothermes et homogènes (Siegel et Howell [126]). On suit donc le flux radiatif depuis son émission et on le discrétise par un ensemble de rayons jusqu'à son absorption et on mémorise son parcours et les obstacles rencontrés.

2-5- Méthode de Monte Carlo

2-5-1 Principe de la méthode et raisons de notre choix

Les méthodes de Monte Carlo (MMC) sont largement utilisées par plusieurs communautés (domaines atmosphérique, synthèse d'image...etc) et en particulier le domaine énergétique, pour leur flexibilité et leur facilité de mise en œuvre. Le principe de cette méthode consiste à calculer un estimateur statistique d'une grandeur donnée, pour réaliser un

grand nombre d'évènements statistiques. L'application de la MMC dans le domaine des transferts radiatifs consiste à simuler directement des phénomènes physiques au moyen d'échantillonnages statistiques basés sur la nature corpusculaire des photons. L'énergie émise par les composants du système est quantifiée par un très grand nombre de paquets de photons transportant la même quantité d'énergie. Chacun d'eux est suivi tout au long de son trajet, depuis le lieu de son émission jusqu'au lieu de son absorption par un des composants du système, ou encore jusqu'à ce qu'il échappe du système. Le parcours de chaque quantum et les phénomènes physiques qu'il vit (réflexion, réfraction, absorption...) et les changements de direction ou d'intensité qui en résultent sont choisis de manière aléatoire, chaque événement étant indépendant du précédent. Les choix sont faits selon des distributions statistiques respectant globalement les lois de comportement, vis-à-vis du rayonnement, des matériaux et milieux concernés. Elles ont pour avantage de prendre en compte simultanément la diffusion anisotrope, les propriétés radiatives du milieu semi-transparent, la réflexion des parois ainsi que la géométrie du dispositif avec ces niveaux de complexité importants. Nous avons choisi d'utiliser cette méthode pour intégrer dans nos algorithmes cette complexité physique (diffusion multiples et géométrie du lit fluidisé). Une autre raison qui a fixé ce choix est que les MMC sont considérées avec les méthodes de Ray Tracing des méthodes très précises ou des méthodes dites de référence. Les méthodes de Ray Tracing restent limitées car elles deviennent difficiles à mettre en œuvre dans le cas de parois réfléchissantes ou de milieux diffusants. Ce qui est aussi le cas pour les méthodes des ordonnées discrètes et des harmoniques sphériques dites déterministes. A la différence des méthodes de Monte Carlo, ces méthodes voient leur temps de calcul augmenter avec la complexité du problème. Ce temps de calcul augmente à la puissance du nombre d'intégrales à calculer. On pourrait s'inspirer du graphe de Modest [127] pour représenter l'intérêt de l'utilisation de la MMC par rapport aux méthodes déterministes. Il présente le temps de calcul en fonction de la complexité du problème. Nous récapitulons dans Le tableau 3 les méthodes énoncées précédemment, leurs types, avantages et inconvénients.

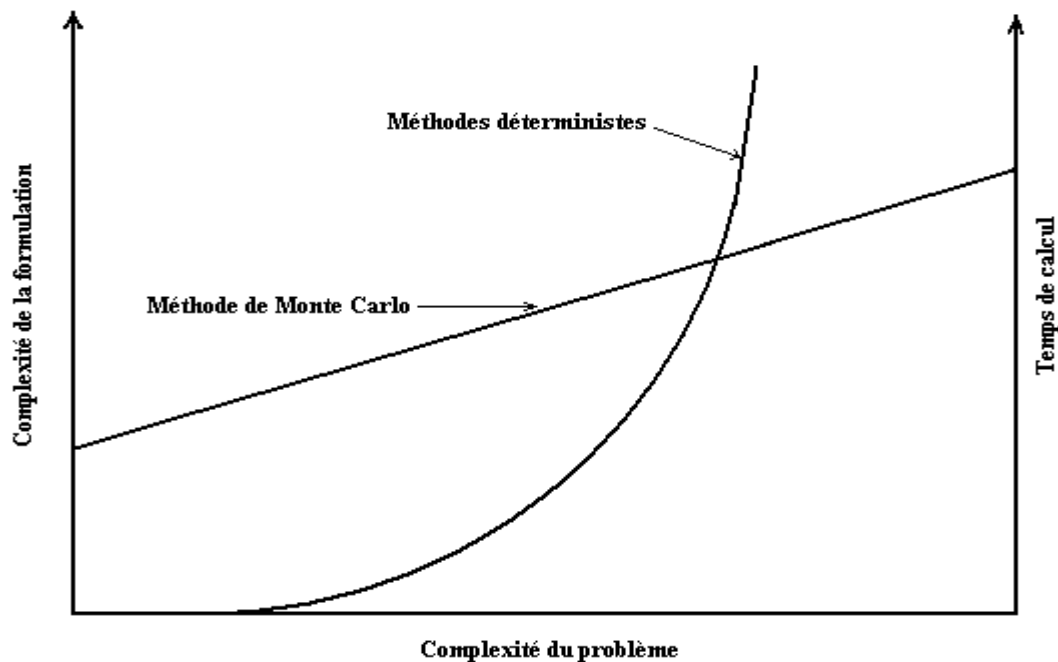


Figure 28- Efficacité de la méthode de Monte Carlo pour un problème complexe [127]

Tableau 3- Tableau récapitulatif des méthodes énoncées

Méthodes	Type	Rapidité	Précision	Flexibilité
Méthode des ordonnées discrètes	différentielle	++	-	++
Modèle à deux-flux	différentielle	++	--	+
Méthode des harmoniques sphériques	différentielle	++	-	+
Méthode de tracé de rayons	Intégrale	--	++	--
Méthode de Monte Carlo	Statistique	--	++	+

Dans la littérature de nombreux travaux font référence à la MMC, citons par exemples les travaux de :

Beak *et al.* [128] qui ont combiné la MMC et la méthode aux volumes finis pour résoudre le transfert de chaleur radiatif dans un milieu émettant, absorbant et diffusant isotrope avec isolation thermique des parois. Zedtwitz *et al.* [75] ont étudié un réacteur solaire concentré en quartz à chauffage direct pour la gazéification du charbon. Ils ont utilisé la MMC pour étudier les échanges radiatifs entre les parois du réacteur en quartz, le lit de particules et la phase gazeuse.

3- Conclusion

Le transfert de chaleur radiatif dans les récepteurs et réacteurs solaires à lits fluidisés devient important pour des températures du lit élevées. Pour cela, il est nécessaire d'étudier et de prendre en compte ce mode de transfert de chaleur.

Nous avons présenté dans ce chapitre l'équation de transfert radiatif et les méthodes usuelles pour la résoudre : les méthodes dites déterministes comme la méthode des ordonnées discrètes et la méthode des harmoniques sphériques et les méthodes dites de références comme la méthode de tracé de rayons et la méthode de Monte Carlo.

Le lit fluidisé est un milieu absorbant et diffusant et la géométrie du lit est relativement complexe.

Notre choix s'est porté sur la MMC pour son aptitude à traiter des milieux de complexité physique croissante, comme la prise en compte de la diffusion, des parois réfléchissantes et pour les études futures des géométries complexes (géométrie réelle du récepteur).

La mise en œuvre de cette méthode pour résoudre notre problème est présentée dans le quatrième chapitre.

Chapitre IV
Modélisation des transferts thermiques
dans le lit fluidisé

1- Introduction

Un des objectifs de cette thèse est d'améliorer l'efficacité de la collecte d'énergie solaire concentrée. Un des moyens pour y parvenir est d'augmenter la pénétration du rayonnement solaire dans le lit fluidisé, tout en minimisant les pertes thermiques.

Nous présentons dans ce chapitre l'étude numérique réalisée sur les transferts thermiques dans le lit fluidisé.

Dans un premier temps nous en présentons l'étude globale par conduction, convection et rayonnement. Ces mécanismes de transferts se manifestent entre les particules, les particules et le gaz, dans le gaz et à la paroi. Les transferts radiatifs dans cette partie de l'étude ont été assimilés à une conductivité équivalente (modèle de Rosseland). Pour utiliser ce modèle il faut que le milieu soit optiquement épais. Nous avons posé cette hypothèse et nous allons la vérifier lors de l'étude des transferts radiatif par la MMMC.

La deuxième partie de l'étude s'inscrit dans la continuité des études réalisées aux laboratoires RAPSODEE de l'école des Mines d'Albi et LAPLACE de Toulouse sur les transferts radiatifs dans les milieux absorbants et diffusants. En effet, si plusieurs études ont été réalisées sur les transferts radiatifs dans un milieu particulière, rares sont celles qui en tiennent compte de l'aspect diffusant dans ces milieux.

Nous avons donc modélisé les transferts radiatifs par la méthode de Monte Carlo, afin de prendre en compte de manière plus précise des épaisseurs optiques variables. Ceci va nous permettre de construire un outil générique de calcul de transfert radiatif appliqué aux lits fluidisés.

2- Modélisation globale des transferts thermiques dans le lit fluidisé

Cette première approche nous permet de prédire globalement le comportement thermique de notre lit fluidisé dans diverses configurations.

2-1- Exposé de la méthode

Nous avons mis en équations les transferts thermiques qui interviennent au sein du lit fluidisé.

Les transferts de chaleur intervenant dans un lit de particules sont les suivants :

- transfert convectif entre les particules solides et le gaz.
- transfert radiatif entre les particules solides. Dans les cas testés, le gaz utilisé est transparent (air)
- transfert conductif entre les particules solides.

Pour représenter ces mécanismes nous avons posé des hypothèses physiques :

- La propagation de la chaleur dans le milieu est assimilée à un mécanisme unidirectionnel dans un milieu semi infini. Nous associerons un axe orienté de la surface du lit vers les couches inférieures.
- Le lit est au minimum de la fluidisation
- Le flux d'énergie incident est constant
- Il n'y a pas de surchauffe à la surface du lit

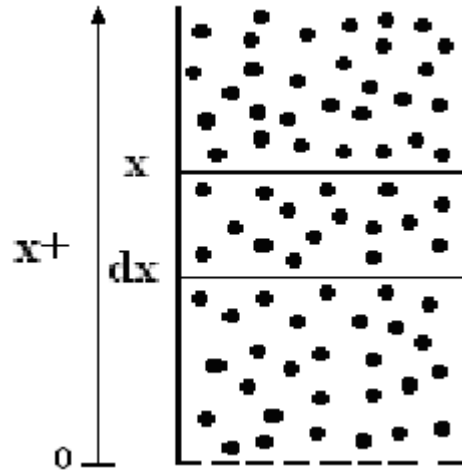


Figure 29- Schéma du lit fluidisé

Pour l'étude des transferts nous nous intéresserons à une tranche d'épaisseur dx située à l'abscisse x . L'origine de la graduation est prise au fond du lit.

Nous présenterons maintenant les différents modes de transfert de chaleur :

a- Transfert convectif

Le flux de chaleur transmis par convection entre une particule de forme sphérique, de diamètre d_p et le gaz autour d'elle s'exprime de la façon suivante :

$$\Phi_{conv} = h_{conv} \cdot \pi d_p^2 (T_l|_x - T_g|_x) \quad (52)$$

h_{conv} : est le coefficient d'échange de chaleur par convection

T_l : est la température du lit

T_g : est la température du gaz

L'énergie cédée au gaz par les particules occupant une tranche dx pendant dt est donc la suivante :

$$d\Phi_{conv} = \Phi_{conv} \cdot N \cdot dt \quad (53)$$

avec N le nombre de particules solides présente dans une tranche d'épaisseur dx .

Soit S la surface de la section de la partie cylindrique de la colonne.

$$dV = S dx$$

Compte tenu de la porosité ϵ , le volume occupé exclusivement par les particules est :

$$dV_{particules} = (1 - \epsilon) dV$$

$$N = \frac{dV_{particules}}{V_{particule}} = \frac{(1 - \epsilon) S dx}{\frac{\pi d^3}{6}} \quad (54)$$

L'échange de chaleur entre les particules et le gaz dans une tranche du lit dx peut s'écrire aussi de la manière suivante :

$$d\Phi_{conv} = d\dot{m} \cdot C_p \cdot dT_g \quad (55)$$

C_p : la capacité thermique massique du gaz.

$$\text{Soit } \frac{6h_{conv}(1-\varepsilon)}{d}(T_l|_x - T_g|_x)S.dx.dt = \varepsilon.\rho.S.dx.C.dT_g \quad (56)$$

$$\text{Il suit } \frac{6h_{conv}(1-\varepsilon)}{d}(T_l|_x - T_g|_x) = \varepsilon.\rho.C.\frac{dT_g}{dt} \quad (57)$$

En ce qui concerne le gaz $\frac{d}{dt} = \frac{d}{dx} \frac{dx}{dt} = U.\frac{d}{dx}$ où U est la vitesse du gaz dans le lit fluidisé.

Donc l'équation représentant le transfert convectif s'écrit :

$$\frac{6h_{conv}(1-\varepsilon)}{d}(T_l|_x - T_g|_x) = \varepsilon.\rho.C.U.\frac{dT_g}{dx} \quad (58)$$

b- Transfert conductif

Nous utiliserons la loi de Fourier pour modéliser les transferts conductifs entre particules. Nous considérons que le contact entre les particules se fait dans la phase dense du lit.

$$\Phi_{cond} = -\lambda \frac{dT}{dx} \quad (59)$$

c- Transfert radiatif

Nous utiliserons l'approximation du milieu optiquement épais qui peut être utilisée dans notre cas pour les particules de carbure de silicium qui ont un coefficient d'absorption de 0,95. Dans ce cas, grâce à l'approximation de Rosseland nous utilisons la conductivité radiative qui est définie de la façon suivante, comme dans l'étude effectuée par Flamant [7] :

$$\lambda_r(T_l) = \frac{16}{3} \frac{n^2 \sigma T_l^3}{k_e} \quad (60)$$

k_e est le coefficient d'extinction et n est l'indice de réfraction.

$$\text{De ce fait : } \Phi_{radiatif} = -\lambda_r(T_l) \frac{dT_l}{dx} \quad (61)$$

d- Bilans

Le bilan pour une tranche dx de particules s'écrit ainsi en régime permanent:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Somme des flux entrant} \\ \text{dans la zone} \\ \text{d'épaisseur } dx \end{array} \right\} - \left. \begin{array}{l} \text{Somme des flux} \\ \text{sortant de } dx \end{array} \right\} - \text{Pertes} = 0$$

Soit :

$$-\frac{d(\Phi_{radiatif}|_x + \Phi_{cond}|_x)}{dx} S.dx - \frac{6h_{conv}(1-\varepsilon)}{d}(T_l|_x - T_g|_x)S.dx = 0$$

Donc :

$$\left(\lambda + \frac{16n^2 \sigma T_l^3}{3k_e} \right) \frac{d^2 T_l}{dx^2} + \frac{16n^2 \sigma T_l^2}{k_e} \left(\frac{dT_l}{dx} \right)^2 - \frac{6h_{conv}(1-\varepsilon)}{d}(T_l|_x - T_g|_x) = 0 \quad (62)$$

Les deux équations (58) et (62) traduisent les échanges de chaleur qui s'effectuent au sein du lit.

Les deux équations différentielles couplées sont résolues sous Matlab. Ces deux équations doivent tout d'abord être mise sous la forme $y' = f(x, y)$ avec y et y' deux vecteurs de mêmes

dimensions. Dans le cas étudié $y = \begin{bmatrix} T_l \\ \frac{dT_l}{dx} \\ T_g \end{bmatrix}$

Conditions aux limites :

- Pas de surchauffe du gaz à la surface du lit par conséquent $T_l|_{x=0} = T_{g, x=0}$
- La dérivée première de la température du lit à la surface est déterminée en écrivant la continuité du flux :

$$\alpha \tau \Phi_0 = -(\lambda + \lambda_r) \frac{dT_l}{dx} \Big|_{x=0} + e\sigma (T_{l0}^4 - T_{fenetre}^4) \quad (63)$$

avec :

- Φ_0 : la densité de flux incident,
- α : le coefficient d'absorption,
- τ : le coefficient de transmission de la vitre en quartz
- e : le coefficient d'émission.

2-2- Application

Les données d'entrée de la simulation correspondent aux conditions expérimentales de la fluidisation des particules de 130 μm de diamètre. La hauteur de lit de 12cm et le flux incident de 4,5 kW/m^2 . Le lit est au minimum de la fluidisation. Ces conditions sont celles de l'essai représenté sur la figure 64 dans le chapitre 5.

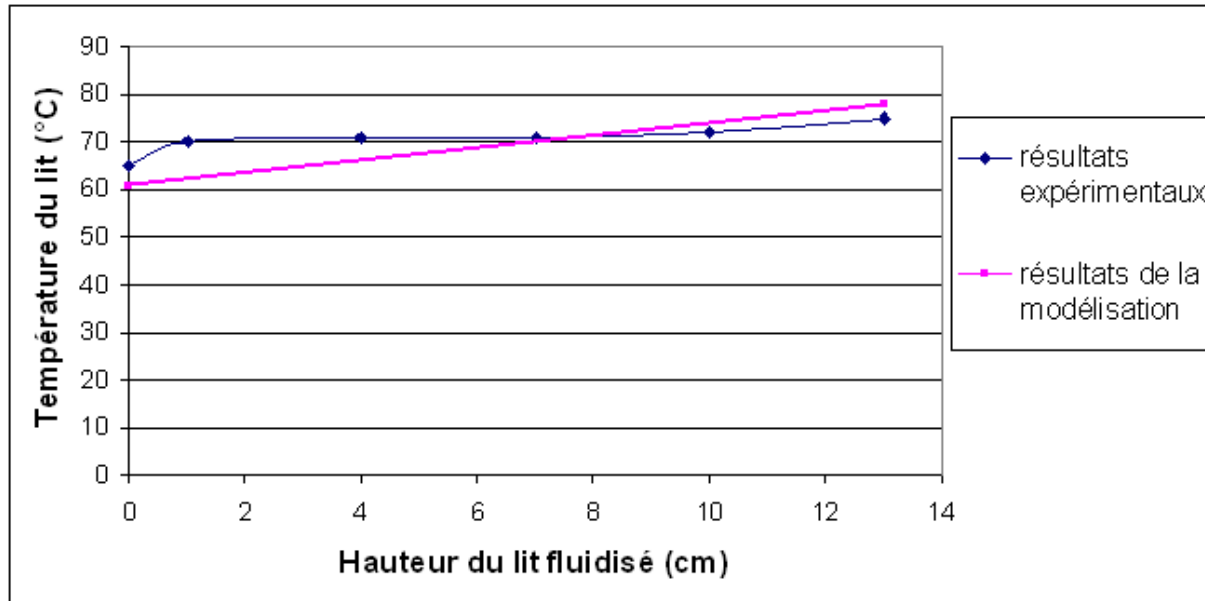


Figure 30- Profil de la température du lit obtenu expérimentalement et par modélisation

On remarque que la température est plus importante à la surface du lit et elle diminue ensuite progressivement au sein du lit. Cet écart de température entre le fond et le haut du lit n'est pas important ce qui correspond au comportement thermique du lit fluidisé. Pour valider ces calculs nous présentons sur la figure 30 une comparaison des résultats de calcul et ceux obtenus expérimentalement.

Cette comparaison révèle une différence des deux profils de température du lit. Pour l'essai expérimental l'écart de température entre le bas et le haut du lit est de 5 °C et il est de 17 °C par modélisation. Cet écart est dû :

- Aux pertes thermiques par les supports métalliques du dispositifs que nous n'avons pas prises en compte : ces pertes thermiques correspondent aux ponts thermiques difficiles à évaluer.
- A la dynamique des particules : pour diminuer cette écart entre la théorie et la pratique il est aussi indispensable de coupler les transferts de chaleur à la dynamique des particules dans le lit.

3- Modélisation des transferts radiatifs dans le lit fluidisé

3-1- Propriétés optiques des particules solides

La modélisation des transferts radiatifs dans le lit fluidisé nécessite la connaissance des propriétés physiques et radiatives des particules de carbure de silicium et leur distribution. L'accès aux propriétés physiques des particules et leur distribution peut se faire expérimentalement, néanmoins la mesure des propriétés optiques nécessitent des moyens expérimentaux spécifiques qui n'existent pas dans notre laboratoire.

- Détermination des propriétés optiques des particules

a- Méthodes de détermination des propriétés radiatives des particules

La méthode à utiliser pour déterminer les propriétés radiatives des particules dépend essentiellement du paramètre de taille adimensionnel x ($x = \frac{2 \pi r}{\lambda}$). Lorsque $x < 0,3$ on

peut utiliser l'approximation de Rayleigh et pour $x > 5$ on peut utiliser la théorie de l'optique géométrique. La description des approximations de Rayleigh et de l'optique géométrique est présentée dans l'ouvrage [133]. La théorie de Mie est applicable pour des particules sphériques quel que soit la valeur du paramètre de taille et la structure des particules utilisées est suffisamment compacte pour être assimilées à des sphères.

Dans notre étude nous avons utilisé trois distributions de particules sphériques. La première a un diamètre moyen de 130 μm , la seconde de 280 μm et la troisième un diamètre moyen de 60 μm . La première distribution contient des particules de quelques micromètres. Ce diamètre est inférieur aux longueurs d'ondes du rayonnement dans le lit. Pour cela, nous avons choisi la théorie de Mie pour le calcul des propriétés radiatives des particules. L'utilisation de cette théorie nous permettra de déterminer les propriétés radiatives des trois granulométries.

Nous présentons ci-dessous la description et les équations permettant de calculer les propriétés optiques des particules en utilisant la théorie de Mie [129] et [130].

La théorie de Mie permet de définir des sections efficaces d'extinction, de diffusion et d'absorption schématisées sur la figure 31. Cette théorie permet aussi de définir la fonction de phase. Les sections efficaces permettent de calculer les facteurs d'efficacité d'absorption, de diffusion et d'extinction. Ces derniers permettent de calculer les coefficients d'absorption, de

diffusion et d'extinction, ainsi que l'épaisseur optique et l'albédo de diffusion. Les expressions de ces différentes propriétés radiatives sont présentées en annexe 1.

La puissance retirée au rayonnement incident sur une particule, est égale à un flux de rayonnement incident sur la section efficace C_e . De même, la puissance absorbée et diffusée, du rayonnement incident sur une particule, est égale à un flux de rayonnement incident sur les sections efficaces respectives, C_a et C_d .

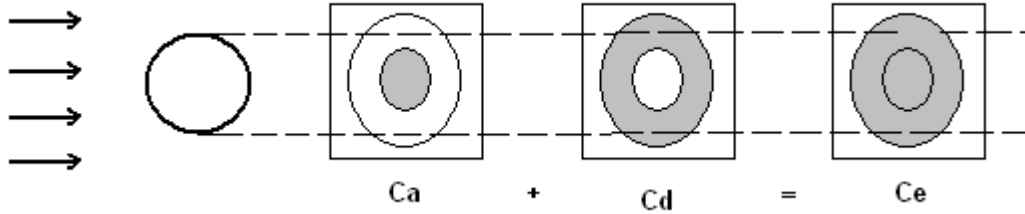


Figure 31- Représentation schématique des sections efficaces

b- Calcul des propriétés optiques des particules

La distribution spectrale du flux solaire incident montre que plus de 95 % du flux se situe dans l'intervalle des longueurs d'onde $[0,3 ; 5,5] \mu\text{m}$. La détermination des propriétés optiques est réalisée par un code de calcul basé sur la théorie de Mie [130]. Ce code développé par Mishchenko [129], nous a permis d'obtenir les coefficients d'absorption et de diffusion, l'albédo de diffusion ainsi que le facteur asymétrique en fonction de la longueur d'onde, pour des particules solides de carbure de silicium de distribution Log normale. La taille et la distribution des particules de carbure de silicium sont déterminées expérimentalement par un granulomètre laser. Les particules sont assimilées à des sphères homogènes.

Les paramètres d'entrée du code sont :

- La distribution des particules (distribution log normale, le rayon minimal, maximal et moyen des particules ainsi que la variance).
- L'indice de réfraction complexe des particules de carbure de silicium pour différentes longueurs d'onde :

$$m_\lambda = n_\lambda + ik_\lambda \quad (64)$$

- La densité volumique des particules
- La densité surfacique des particules obtenue expérimentalement par une analyse BET
- La hauteur et la porosité du lit fluidisé
- Les longueurs d'onde λ du rayonnement incident.

Les paramètres de sortie sont :

- Les section efficaces d'absorption de diffusion et d'extinction qui nous permettent de calculer les coefficients de diffusion k_d , d'absorption k_a et d'extinction k_e , ainsi que l'albédo ω .
- l'épaisseur optique τ
- La fonction de phase $\Phi(\theta)$ et le facteur asymétrique $g = \langle \cos\theta \rangle$

Les calculs ont été réalisés pour trois lits de particules de carbure de silicium. Les trois granulométries ont des diamètres moyens de 130, 280 et 600 μm . Les porosités des lits sont de 0.65, 0,7 et 0,75 pour les lits de 130, 280 et 600 μm respectivement.

c- Résultats et discussion

Les figures 32, 33, 34, 35 et 36 représentent les résultats obtenus pour les trois tailles de particules dans un lit fluidisé. Le code de Mie nous a permis de déterminer les coefficients d'absorption et de diffusion, l'albédo de diffusion, l'épaisseur optique et le facteur asymétrique "g" en fonction des longueurs d'onde.

La figure 32 montre que pour les trois tailles de particules l'épaisseur optique est supérieure à 1 ce qui montre que le lit de particules de carbure de silicium est un milieu optiquement épais. Ceci dit, l'hypothèse pour utiliser le modèle de Rosseland dans la première partie du chapitre est vérifiée. On constate aussi que l'épaisseur optique diminue avec l'augmentation de la taille des particules. En fait, La porosité du lit fluidisé est plus importante dans le cas des grosses particules, donc la densité du lit est plus faible. Ceci explique la diminution de l'épaisseur optique. Pour les trois tailles de particules, l'épaisseur optique ne varie pas beaucoup avec la longueur d'onde. Ceci est dû à la faible variation de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde. On peut dire aussi que le milieu se comporte comme un corps gris.

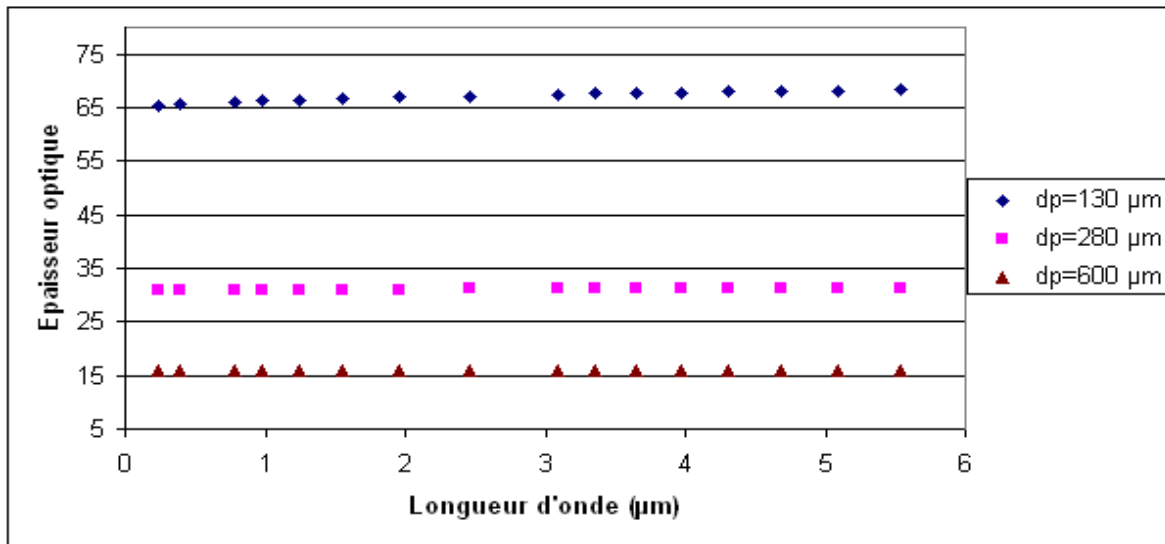


Figure 32- Variation de l'épaisseur optique en fonction de la longueur d'onde pour les trois tailles de particules

La figure 33 montre que l'albédo de diffusion diminue pour les trois tailles de particules dans le domaine du visible. Il augmente et atteint un palier pour les particules de 280 et 600 µm dans le domaine d'infrarouge et augmente puis diminue pour les particules de 130 µm. On constate aussi que l'albédo de diffusion ne varie pas avec la taille des particules dans le visible. Cependant, cette propriété optique augmente avec la taille des particules dans l'infrarouge. On peut expliquer cela, par l'augmentation du degré de vide interparticulaire pour les grosses particules et donc une plus grande possibilité de diffusion des photons dans le lit. Il faut signaler aussi que la variation de l'albédo de diffusion avec la longueur d'onde (visible et infrarouge) est faible.

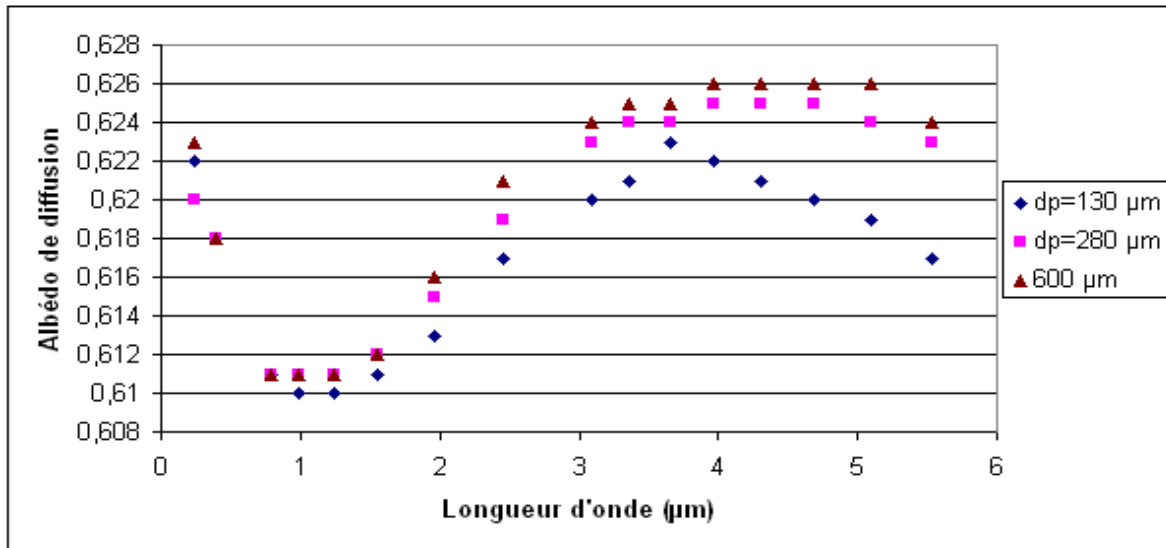


Figure 33- Variation de l'albédo de diffusion en fonction de la longueur d'onde pour les trois tailles de particules

La figure 34 représentant la variation du facteur asymétrique "g" en fonction de la longueur d'onde indique que la diffusion se fait vers la direction avant ($g > 0$). Cette diffusion vers l'avant s'accroît légèrement avec la diminution de la taille des particules.

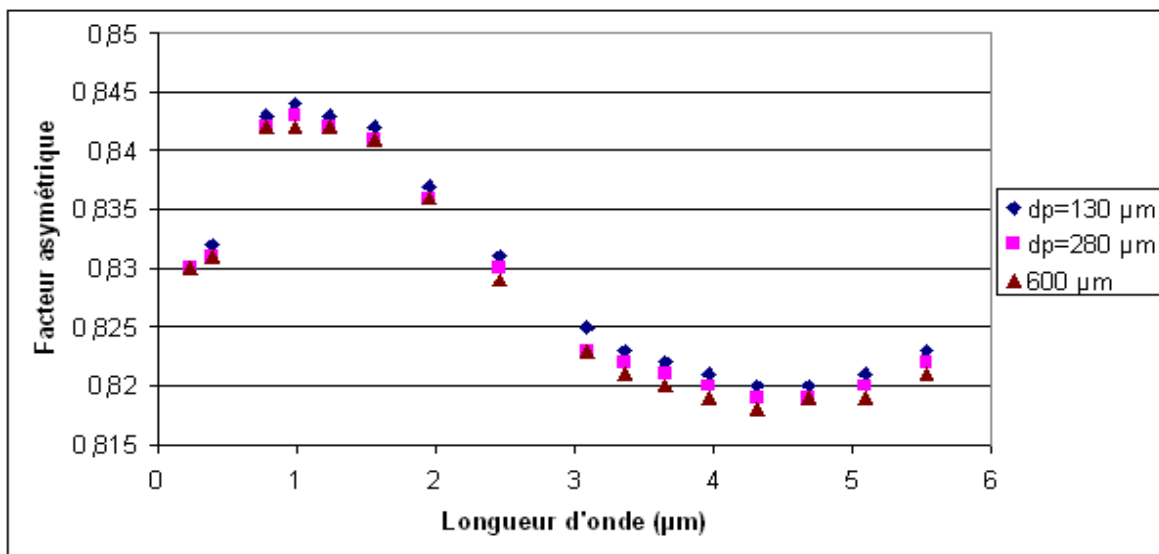


Figure 34- Variation du facteur asymétrique en fonction de la longueur d'onde pour les trois tailles de particules

Les figures 35 et 36 représentent les coefficients de diffusion et d'absorption en fonction de la longueur d'onde pour les trois tailles de particules. On peut constater que le lit fluidisé de carbure de silicium est un milieu diffusant et absorbant et que les coefficients de diffusion et d'absorption diminuent avec l'augmentation de la taille des particules. On remarque aussi que pour les trois tailles de particules les coefficients d'absorption et de diffusion ne varient pas beaucoup avec la longueur d'onde dans le domaine de longueur d'onde étudiée. Cela est dû à

la faible variation de l'indice de réfraction complexe des particules avec la longueur d'onde, et le milieu se comporte comme un corps gris.

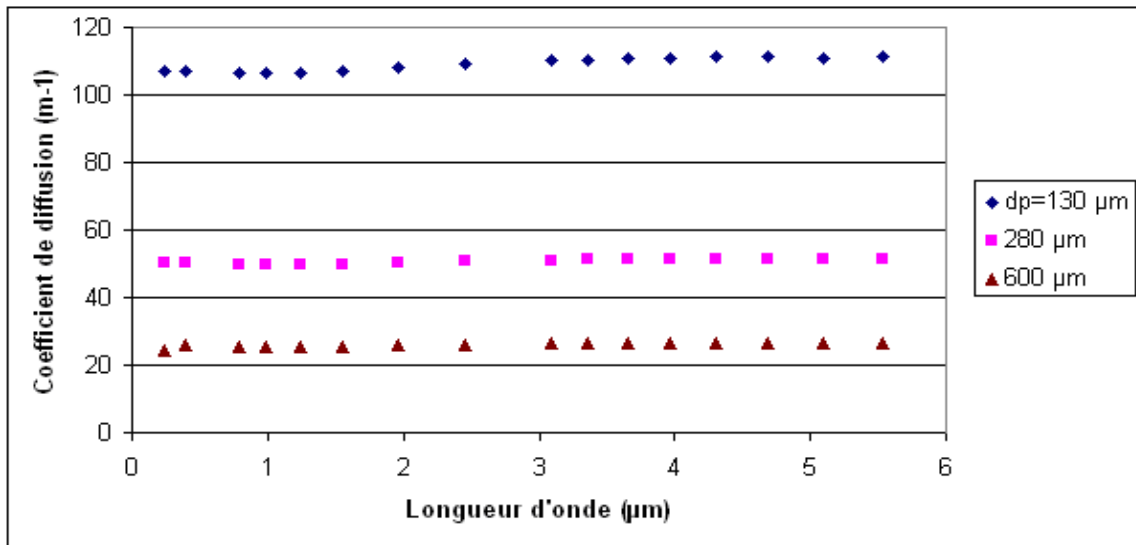


Figure 35- Variation du coefficient de diffusion (k_d) en fonction de la longueur d'onde pour les trois tailles de particules

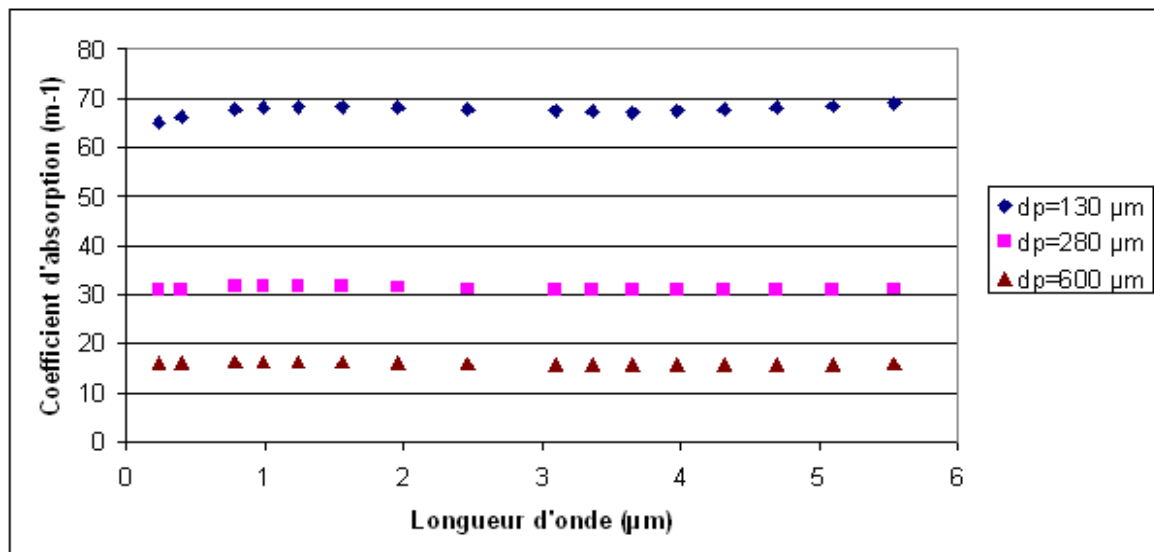


Figure 36 - Variation du coefficient d'absorption (k_a) en fonction de la longueur d'onde pour les trois tailles de particules

3-2- Etude des transferts radiatifs dans un récepteur solaire à lit fluidisé par la méthode de Monte Carlo (MCM)

3-2-1- Approches analogue et intégrale de la MMC

a- Approche analogue

Les MMC utilisées de manière analogue, consistent à simuler le suivi de paquets de photons le long de leur trajet depuis leur lieu d'émission, en passant éventuellement par des diffusions ou des réflexions, jusqu'à leur lieu d'absorption. Leur évolution se traduit par l'écriture de lois physiques (décrivant l'absorption, l'émission et la diffusion des photons). Statistiquement parlant, elles consistent à calculer la moyenne d'une observable aléatoire réalisée un grand nombre de fois. Comme il a été signalé la simulation du trajet optique d'un photon est fonction des probabilités des divers événements pouvant intervenir dans le système. Chaque événement est généré aléatoirement selon une densité de probabilité.

b- Approche intégrale

La deuxième approche est l'approche dite intégrale. Elle consiste à considérer les MMC comme des méthodes numériques de calcul intégral. L'utilisation de cette méthode en transfert radiatif, revient à résoudre l'ETR sous sa forme intégrale. L'utilisation de cette méthode dans les travaux de formulation mathématique effectués par les équipes des laboratoires RAPSODEE et LAPLACE ont permis de surmonter de réelles difficultés de convergence des méthodes de résolution de l'ETR et notamment celles rencontrées dans les milieux optiquement épais (Lataillade *et al.* [131], Eymet *et al.* [132] et Lataillade *et al.* [133]).

Donnons quelques éléments de formulation mathématique pour expliquer le principe de la formulation intégrale. Nous allons prendre une intégrale simple pour simplifier la présentation, sachant que la MMC peut être appliquée à des calculs d'intégrales multiples.

Soit une fonction f , l'intégrale I de la fonction f sur l'intervalle $[a,b]$ s'écrit comme suit :

$$I = \int_a^b f(x) dx \quad (65)$$

L'introduction de la fonction de densité de probabilité $pdf(x)$ définie sur l'intervalle $[a,b]$, nous permet de réécrire l'intégrale I :

$$I = \int_a^b pdf(x) \frac{f(x)}{pdf(x)} dx = \int_a^b pdf(x) w_I(x) dx \quad (66)$$

avec $w_I(x) = \frac{f(x)}{pdf(x)}$ la fonction poids de Monte Carlo, pour laquelle sera effectuée la

moyenne pour un grand nombre de tirages x_i repartis entre a et b , permet de calculer un estimateur $\langle I \rangle$ de l'intégrale I .

L'estimateur $\langle I \rangle$ peut être calculé à partir de la moyenne de N tirages aléatoires :

$$\langle I \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_I(x_i) \quad (67)$$

La précision de l'estimateur dépend de la fonction $w_I(x_i)$ et donc de la fonction de densité de probabilité pdf(x). Cela signifie que le bon choix de pdf(x) est primordial lors de l'utilisation de la MMC car l'écart type associé au calcul de $\langle I \rangle$ dépend explicitement de cette pdf (voir l'équation 74).

De la même manière que l'on estime I, on peut aussi estimer l'écart type de $\langle I \rangle$:

$$\sigma(\langle I \rangle) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\langle w_I(x_i) \rangle^2 - \langle I \rangle^2} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_1^N w_I(x_i)^2 - \left(\frac{1}{N} \sum_1^N w_I(x_i) \right)^2} \quad (68)$$

L'écart type peut être réduit en augmentant le nombre de tirages aléatoires

3-2-2- Formulation des transferts radiatifs en puissances nettes échangées dans la MMC

La formulation des transferts radiatifs en puissances nettes échangées (PNE) a été initialement introduite par Green [134]. Cette formulation est basée sur le principe de réciprocité des chemins lumineux et elle a été introduite dans la MMC par Cherkaoui *et al.* [135]. Ce principe s'énonce comme suit : si un trajet lumineux, aussi complexe soit-il, permet à un photon émis depuis un point P₁ (source) de rejoindre un point P₂ (capteur), alors il existe un trajet lumineux identique qui permettra à un photon émis depuis le point P₂ d'arriver au point P₁. L'atténuation le long du chemin reliant les points P₁ et P₂ étant la même dans les deux sens de propagation, la probabilité d'existence du chemin sera identique dans les deux sens (Eymet [136]). L'utilisation de la formulation des PNE dans la MMC a été appliquée dans divers travaux (Eymet [136], Fournier [137], Dupoirieux *et al.* [138] et Tessé *et al.* [139]). La formulation des transferts radiatifs en PNE consiste à calculer le bilan radiatif dans un système découpé en plusieurs éléments volumiques et surfaciques :

$$\phi_R(V_i) = \sum_1^{N_v} \Psi(V_i, V_j) + \sum_1^{N_s} \Psi(V_i, S_j) \quad (69)$$

$\Psi(V_i, V_j)$ est la puissance nette échangée entre les volumes V_i et V_j, $\Psi(V_i, S_j)$ est la puissance nette échangée entre un volume V_i et la surface S_j et N_v étant le nombre de mailles volumique et N_s le nombre de mailles surfacique dans le système.

Nous allons calculer les PNE dans le récepteur solaire à lit fluidisé à chauffage direct pour l'expression du bilan radiatif dans les couches du lit fluidisé :

$$\phi_R(C_i) = \sum_1^{N_c} \Psi(C_i, C_j) + \sum_1^{N_s} \Psi(C_i, S_j) \quad (70)$$

$\Psi(C_i, C_j)$ est la puissance nette échangée entre les couches C_i et C_j du lit fluidisé, $\Psi(C_i, S_j)$ est la puissance nette échangée entre une couche C_i et les surfaces de la fenêtre transparente, du fond du récepteur et de la source du rayonnement concentré.

L'avantage de la formulation en PNE dans la MMC est l'amélioration de la convergence de la MMC dans les milieux quasi-isothermes comme les lits fluidisés. Pour illustrer, considérons un échange radiatif entre deux volumes V_i et V_j. L'utilisation de la MMC permet d'estimer la puissance émise par V_i, et absorbée par V_j (par le suivi statistique de photons émis par V_i), et de la même manière que précédemment d'estimer la puissance émise par V_j, et absorbée par V_i. Les valeurs des puissances calculées seront très proches pour deux volumes ayant une différence de température faible.

Dans ce cas l'estimation de la différence $\phi(V_i, V_j) = \Psi(V_i \rightarrow V_j) - \Psi(V_j \rightarrow V_i)$ aura une convergence très lente. Les deux puissances doivent être estimées avec une grande précision en augmentant le nombre de réalisations aléatoires des deux calculs pour que la différence puisse être estimée avec une précision suffisante. Cependant, en utilisant la formulation en

PNE, le calcul de la différence $\Psi(V_i, V_j)$ (sous forme d'une intégrale multiple) permet d'avoir une convergence plus rapide du résultat (Eymet [136]).

La puissance nette échangée entre deux éléments de volume (V_i et V_j) dans lit fluidisé peut s'écrire comme suit :

$$\Psi(V_i, V_j) = \int dV(r_i) \int d\Omega(u) \int d\gamma k_{a,v}(r_i) T(\gamma) k_{a,v}(r_j) [L_v(r_j(\gamma)) - L_v(r_i(\gamma))] \quad (71)$$

où

γ : trajet optique entre i et j.

$T(\gamma)$ est la transmittivité le long du chemin optique ($r_i \rightarrow r_j$)

$$T(\gamma) = \exp\left(-\int_0^{l_\gamma} k_{a,v}(l) dl\right) \quad (72)$$

l_γ : est la longueur totale de γ entre les points i et j.

3-2-3- Algorithmes proposés

Lors de notre étude, afin d'étudier les transferts radiatifs dans le lit fluidisé, nous avons écrit deux algorithmes de Monte Carlo. Le premier est basé sur un algorithme de Monte Carlo analogue permet de calculer la distribution de la densité de flux dans le lit. Le second est basé sur la formulation en PNE et permet de calculer les échanges radiatifs nets dans les différentes couches du lit.

MMC analogue

L'algorithme de calcul consiste à faire un tirage d'une longueur d'interaction γ d'un paquet de photons à la surface du lit suivant une direction de diffusion et suivant la densité de probabilité :

$$pdf(x) dx = k_e \exp(-k_e x) \quad (73)$$

L'échantillonnage suivant la densité de probabilité pdf(x) se fait de la manière suivante :

Génération d'un nombre aléatoire « R » de façon uniforme sur [0,1]

Inversion de la fonction de répartition (la fonction cumulée) cdf_x de pdf_x :

$$cdf(x) = \int_a^x pdf(x') dx' \text{) pour obtenir le nombre } x_i \text{ (} x_i = c_x^{-1}(R_i) \text{).}$$

Cette première manière de calculer le flux permet de déterminer la répartition des photons dans les différentes couches du lit ainsi que ceux absorbés par le fond et la fenêtre ou ceux qui sont sortis à l'extérieur. La connaissance du nombre de photons dans chaque couche nous permet de connaître la densité de flux dans ces couches. La figure 37 présente un organigramme simplifié de la procédure mise en place.

Les paramètres d'entrée du code sont :

Les coefficients d'absorption k_a et de diffusion k_d , l'albédo ω , le facteur asymétrique "g" et la fonction de phase en fonction de la longueur d'onde λ , obtenus par le code de Mie, la luminance totale incidente, la surface d'incidence de la luminance S, le nombre de couches dans le lit et la hauteur du lit fluidisé H, les propriétés optiques de la fenêtre et du fond du récepteur.

Les paramètres de sortie sont :

Les densités de flux thermiques ainsi que l'incertitude (W/m^2) sortant par le haut de la colonne, absorbés par la fenêtre et le fond de la colonne et dans chaque couche du lit fluidisé, ainsi que la profondeur d'extinction des rayonnement.

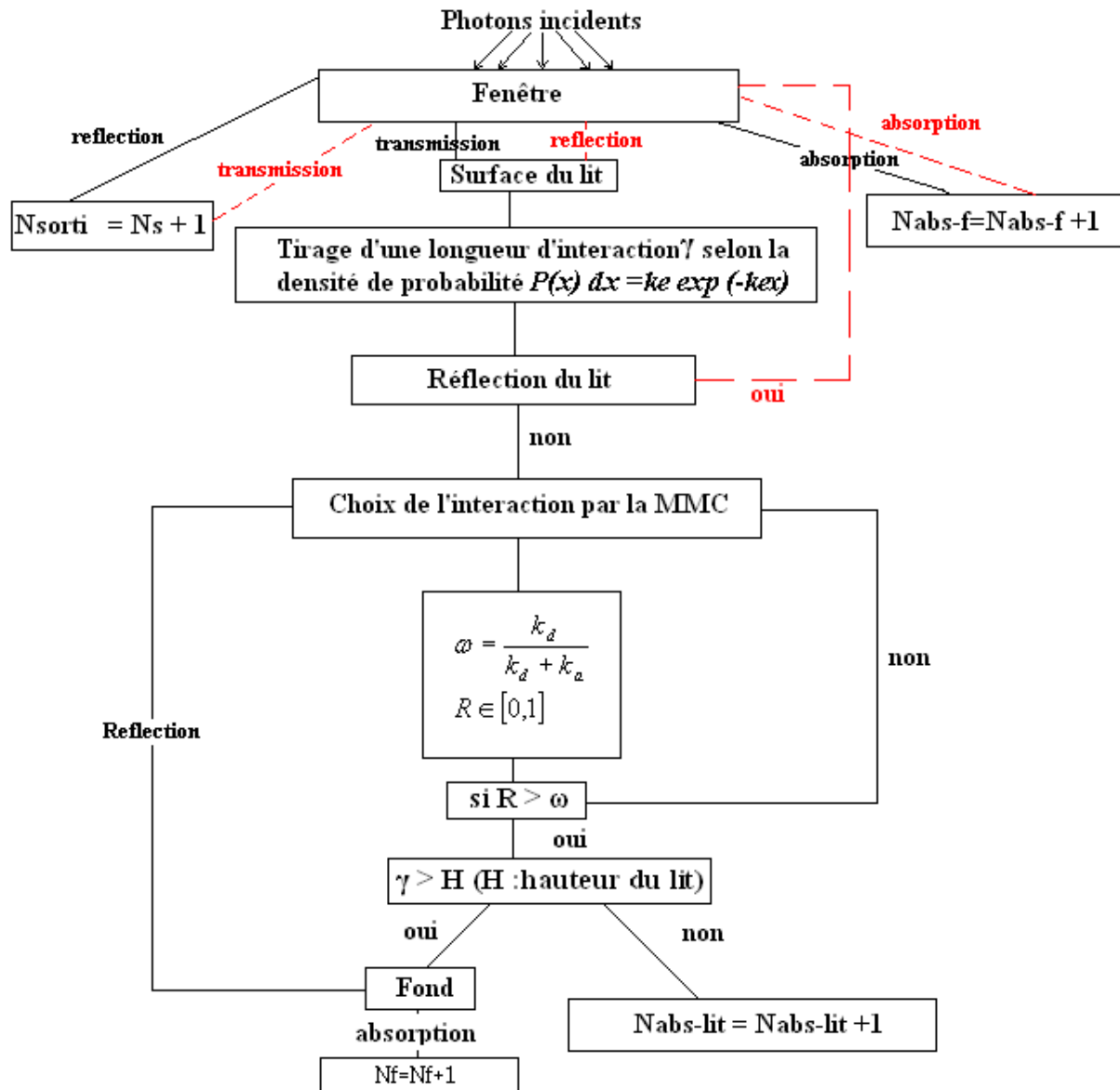


Figure 37- Organigramme simplifié de la procédure mise en place en utilisant la MMC

Formulation en PNE

Le deuxième algorithme consiste à calculer les échanges radiatifs dans le récepteur en utilisant l'expression (71).

On discrétise le domaine en couches de volumes et de surfaces. Pour cela, on divise le lit fluidisé en 20 couches en plus de la fenêtre et le fond du lit.

L'algorithme consiste à :

- Tirer aléatoirement une position d'émission (r_i) dans une couche C_i
- Générer aléatoirement un trajet optique γ d'un paquet de photon à partir de la position d'émission (r_i)

- Tirer aléatoirement une position d'absorption (r_j) dans la couche C_j et on calcule la puissance échangée entre les deux couches
 - On continue à générer aléatoirement le trajet optique jusqu'à l'atténuation totale de ce chemin optique et calcule les puissances nettes échangées avec toutes les autres couches.
- La matrice calculée va nous permettre d'obtenir une carte d'échanges radiatifs dans le lit fluidisé.

L'augmentation du nombre de tirages permet de diminuer l'écart type associé à $\langle I \rangle$ et donc d'améliorer la précision. La figure 38 présente la discrétisation de la diffusion et de l'absorbance dans le lit fluidisé et la description des notations utilisées lors de la formulation en PNE.

Les paramètres d'entrée et de sortie sont identiques à ceux de la méthode précédente, la seule différence est que l'on introduit un profil de température. Les profils de températures sont ceux obtenus expérimentalement dans le récepteur solaire en régime permanent et sont présentés sur les figures 78 à 80 dans le chapitre 6.

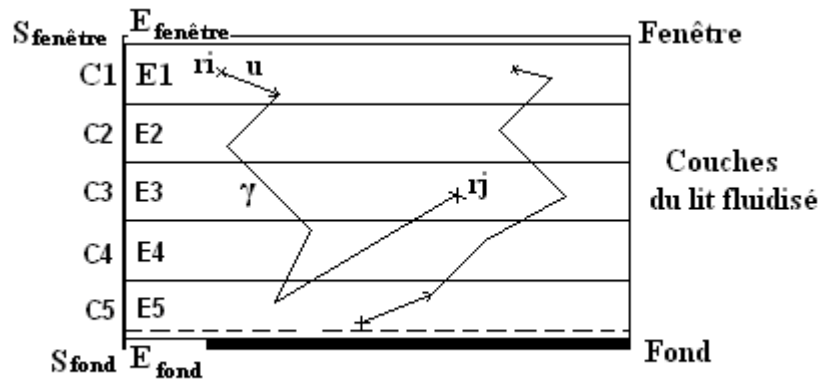


Figure 38- Description de l'absorption et de la diffusion des photons dans le lit fluidisé

3-2-4- Résultats obtenus et discussion

Nous avons simulé les transferts radiatifs dans le récepteur solaire à lit fluidisé. Les données relatives à la taille des particules, la hauteur du lit et les vitesses de fluidisation sont les mêmes que celles utilisées lors des essais expérimentaux. Ces données sont présentées dans le chapitre 6 (voir les tableaux 18, 19 et 20).

Le nombre de tirages dans toutes les simulations est de 1000.

Il est à signaler que la simulation prend aussi en compte la variation de la porosité dans le lit. Nous avons utilisé une porosité pour la partie inférieure et homogène du lit et une porosité pour le ciel du lit. Les valeurs de porosité sont obtenues expérimentalement.

Nous présentons dans le tableau 4 les résultats obtenus pour un lit au repos de 10 cm de particules de 130 μm . Dans la première colonne, on représente la densité de flux absorbée dans les couches du lit, la fenêtre et le fond et perdu à travers la fenêtre. Dans la deuxième colonne, on représente les bilans des échanges radiatifs dans les couches du lit et les surfaces de la fenêtre et le fond du récepteur. Les densités de flux ainsi que les écarts types inférieurs à 10 W/m^2 n'ont pas été reportés dans le tableau 4 et ont été négligées.

Tableau 4- Bilans radiatifs dans le lit fluidisé pour les particules de 130 μm

Numéro de la couche	Flux absorbé issu de la source (W/m ²)	Bilan radiatif dans le lit en utilisant la formulation en PNE (W/m ²)
1	558000 \pm 1000	556000 \pm 1000
2	179300 \pm 800	178300 \pm 800
3	67400 \pm 400	66900 \pm 400
4	23300 \pm 200	23200 \pm 200
5	8000 \pm 80	8200 \pm 100
6	2700 \pm 30	3300 \pm 60
7	900 \pm 10	1400 \pm 30
8	300	1000 \pm 20
9	100	600 \pm 10
10	0	200 \pm 0
11	0	0
12	0	0
13	0	0
14	0	0
15	0	0
16	0	0
17	0	100
18	0	400
19	0	1000
20	0	2900
21 Densités de flux absorbée par la fenêtre et le fond	0	0
22 Pertes radiatives par la fenêtre	43200 \pm 3500	

Les résultats présentés sur les figures 39, 40 et 41 représentent les flux absorbés dans le lit fluidisé issu de la source pour les particules de 130, 280 et 600 μm .

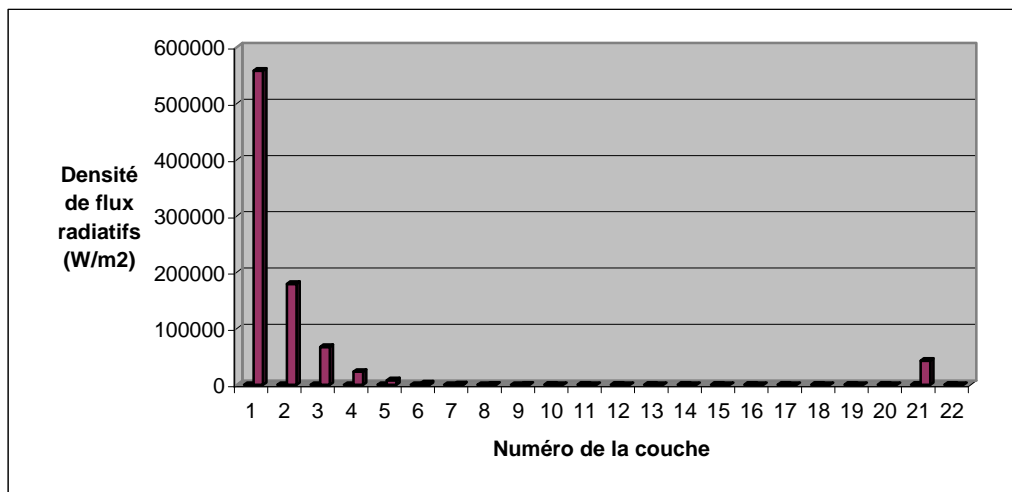


Figure 39- Flux absorbé dans lit fluidisé de particules de 130 μm issu de la source

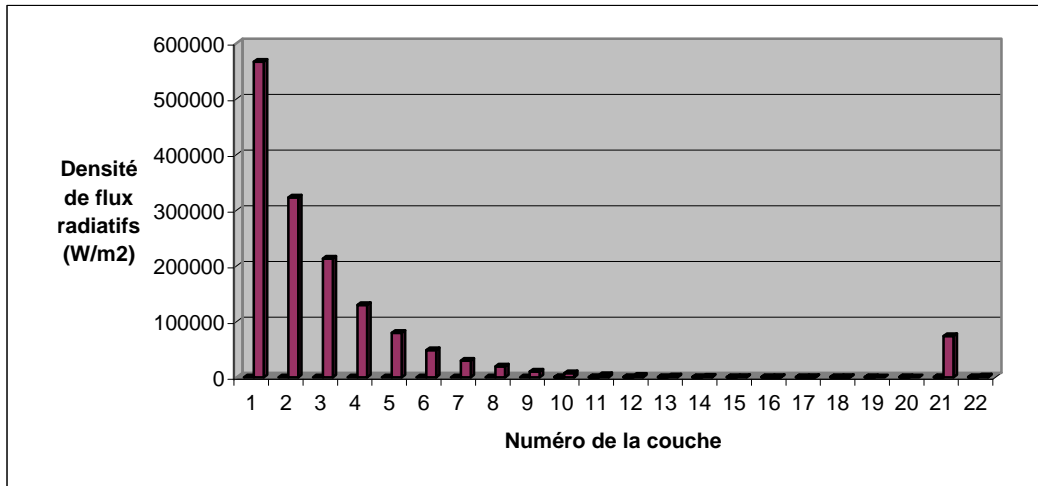


Figure 40- Flux absorbé dans lit fluidisé de particules de 280 µm issu de la source

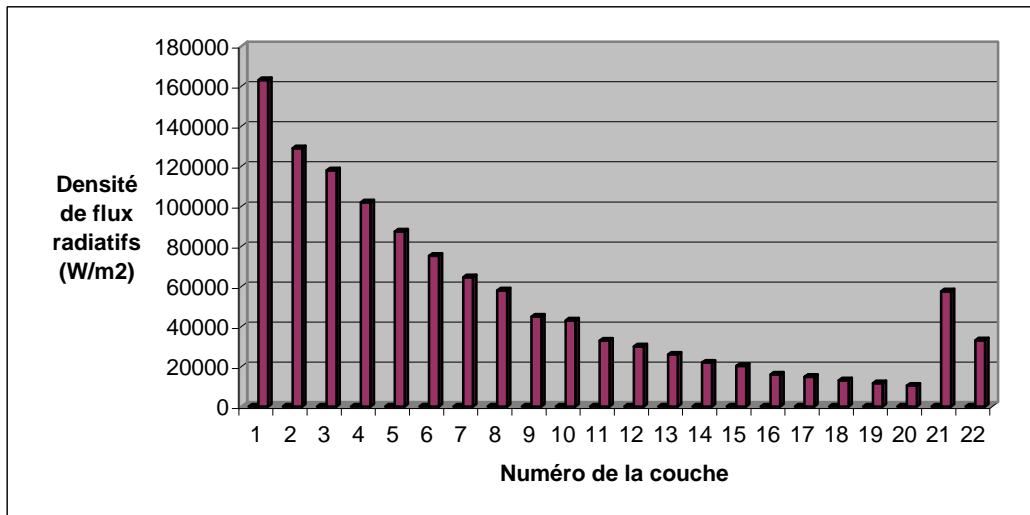


Figure 41- Flux absorbé dans lit fluidisé de particules de 600 µm issu de la source

Le tableau 5 représente les flux absorbés dans trois lits de particules de 600 µm de 16 cm de hauteur à différentes vitesses de fluidisation. La variation de la vitesse de fluidisation lors de la simulation est représentée par la variation de la porosité. Ces porosités pour les trois cas sont de 0.75, 0.78 et 0.8 et elles correspondent à des vitesses de fluidisation de 0.8, 0.98 et 1.05 m/s.

Tableau 5- Flux absorbé dans le lit fluidisé pour les particules de 600 μm à différentes vitesses de fluidisation

Numéro de la couche	Flux absorbé (W/m^2) dans le lit de 16 cm de particules de 600 μm et $U = 0,8 \text{ m/s}$	Flux absorbé (W/m^2) dans le lit de 16 cm de particules de 600 μm et $U = 0,98 \text{ m/s}$	Flux absorbé (W/m^2) dans le lit de 16 cm de particules de 600 μm et $U = 1,05 \text{ m/s}$
1	189000 \pm 70	188000 \pm 70	148000 \pm 70
2	165000 \pm 70	156000 \pm 70	130000 \pm 70
3	143000 \pm 60	143000 \pm 60	112000 \pm 60
4	123000 \pm 60	123000 \pm 60	96900 \pm 60
5	106000 \pm 50	106000 \pm 50	83400 \pm 50
6	91200 \pm 50	91200 \pm 50	71600 \pm 50
7	78400 \pm 40	78300 \pm 40	61600 \pm 40
8	67200 \pm 40	70400 \pm 40	52900 \pm 40
9	57700 \pm 30	54600 \pm 30	45400 \pm 30
10	49500 \pm 30	51800 \pm 30	39000 \pm 30
11	42500 \pm 30	40300 \pm 30	33500 \pm 30
12	36600 \pm 20	36600 \pm 20	28800 \pm 20
13	31500 \pm 20	31500 \pm 20	24800 \pm 20
14	27200 \pm 20	27200 \pm 20	21400 \pm 20
15	23600 \pm 20	24700 \pm 20	18600 \pm 10
16	20600 \pm 10	19500 \pm 10	16100 \pm 10
17	18000 \pm 10	18000 \pm 10	14200 \pm 10
18	16000 \pm 10	15900 \pm 10	12500 \pm 10
19	14100 \pm 10	14100 \pm 10	11100 \pm 10
20	12000 \pm 10	12700 \pm 10	9900 \pm 10
21 Densités de flux absorbée par la fenêtre et le fond	41000 \pm 70	41500 \pm 70	31000 \pm 70
22 Pertes radiatives par la fenêtre	69800 \pm 700	69000 \pm 700	54800 \pm 1000

Les résultats de calcul présentés dans le tableau 4 montrent que pour un lit fluidisé de particules de 130 μm 67 % de la puissance incidente est absorbée dans les 20 premiers millimètres du lit fluidisé. On constate que le lit de particules de carbure de silicium est très absorbant comme indiqué dans le chapitre 5. On remarque aussi qu'à environ 40 mm de profondeur dans le lit, le rayonnement solaire est totalement atténué dans le lit.

Les résultats obtenus avec les deux algorithmes sont légèrement différents. La première méthode permet de calculer la distribution du flux radiatif dans le lit. Et la formulation en PNE prend en compte le profil de la température dans le lit et elle permet de calculer les bilans radiatifs dans les différentes couches du lit.

Les figures 40 et 41 montrent que contrairement au lit de particules de 130 μm (figure 39), la profondeur d'extinction du rayonnement dans les lits de 280 et 600 μm est plus importante et elle est d'environ 70 mm et 100 mm respectivement.

La porosité du ciel du lit de particules de 130 μm est de 0,6 et elle est de 0,7 et 0,75 pour les lits de particules de 280 et 600 μm respectivement, donc la distance interparticulaire augmente avec la taille des particules. Ceci permet d'avoir une meilleure diffusion vers l'avant des photons.

Nous constatons aussi que les pertes radiatives par le haut du récepteur ainsi que les densités de flux absorbées par la fenêtre et le fond de la colonne pour le lit de 280 μm représentent environ 15 % de la puissance incidente.

Le tableau 5 montre que la profondeur d'extinction du rayonnement varie légèrement avec la vitesse de fluidisation. Celle-ci s'explique par la variation non significative de la porosité du lit. Nous constatons aussi que les pertes radiatives par la fenêtre diminuent avec l'augmentation de la vitesse de fluidisation. Ceci peut être expliqué par le fait qu'en augmentant la vitesse de fluidisation, l'énergie captée par le gaz augmente et par conséquent, les pertes radiatives diminuent. La profondeur d'extinction du rayonnement dans le lit de particules de 600 μm de 16 cm de hauteur au repos est importante et identique à celle dans le lit de 12 cm. Elle est d'environ 100 mm.

4- Conclusion

Nous avons mis au point un outil de calcul de la distribution des flux dans les couches du lit issus de la source et les échanges radiatifs entre ces couches. Cet outil de calcul est basé sur la MMC. Les propriétés radiatives des particules de carbure de silicium sont déterminées en utilisant un code basé sur la théorie de Mie.

Dans notre étude les granulométries utilisées contiennent des fines et des grosses particules. Ce code nous permet de déterminer les densités de flux radiatifs dans les différentes couches du lit fluidisé, les pertes radiatives, les flux absorbés par le fond de la colonne, la fenêtre en quartz ainsi que la profondeur d'extinction du rayonnement. La formulation en puissances nettes échangées permet de déterminer et d'analyser les échanges radiatifs entre les différentes couches du lit et les surfaces du fond, ainsi que la fenêtre en quartz.

Les flux incidents sur le lit de particules sont en grande partie absorbés par les premières couches en raison du facteur d'absorption élevé du carbure de silicium.

L'hypothèse de couche mono-dimensionnelle constitue une première approche de la modélisation des transferts radiatifs et permet la mise en place d'un outil de calcul des transferts radiatifs et obtenir des résultats très promettant. L'introduction de la géométrie conico-cylindrique ne pose pas de problème et l'utilisation d'outils de synthèse d'image développés au laboratoire font l'objet d'une thèse qui a déjà démarré à RAPSODEE en collaboration avec le PROMES.

Troisième partie
Études expérimentales

Chapitre V
Etudes expérimentales préliminaires
au laboratoire

I- Introduction

Nous présentons dans ce chapitre l'étude de fluidisation à froid réalisée pour choisir la géométrie et les dimensions du récepteur solaire. En parallèle de l'étude à froid nous avons réalisé un premier récepteur au laboratoire RAPSODEE. Pour tester ce premier prototype nous avons utilisé un ensoleillement artificiel par lampes infrarouges. Nous avons conçu, ce premier récepteur pour connaître la faisabilité du procédé, maîtriser le fonctionnement de ce type de dispositif et avoir les premiers résultats sur l'interaction rayonnement-particules par une irradiation directe

Nous avons aussi pris comme hypothèses que les régimes de fluidisation à froid sont semblables à ceux que l'on pourra obtenir à chaud. Cette hypothèse sera à vérifier lors des essais sous éclaircissement.

2- Etude de la fluidisation à froid

Pour une meilleure maîtrise et optimisation des transferts thermiques dans le récepteur, une bonne connaissance de la dynamique des particules et de la géométrie du récepteur est de grande importance. Pour cela, nous avons fait une étude sur la fluidisation des particules à froid et testé des colonnes transparentes de dimensions et géométries différentes. Cette étude nous a permis aussi de déterminer les conditions de préservation de la fenêtre transparente, placée en haut de la colonne, contre sa détérioration par les particules solides et d'augmenter la pénétration du rayonnement à travers cette fenêtre. Les résultats de cette étude nous ont permis de choisir la géométrie et les dimensions du récepteur solaire qui a été testé au four solaire de 4,6 m de diamètre d'Odeillo.

2-1- Calculs préliminaires

Pour choisir le diamètre de la colonne de fluidisation du récepteur, nous avons déterminé la vitesse de l'air à envoyer dans la colonne pour atteindre une température de 1000 K au niveau du gaz à la sortie du récepteur. Nous avons aussi réalisé plusieurs colonnes transparentes de géométries et dimensions différentes, pour connaître la vitesse de fluidisation maximale qu'on peut avoir avec chacune d'entre elles et aussi pour savoir laquelle permet d'avoir une bonne fluidisation.

Nous nous sommes imposés une puissance maximale de 3,5 kW correspondant aux caractéristiques du concentrateur utilisé au PROMES. Dans un premier temps, nous avons supposé que ces pertes thermiques sont de l'ordre de 30 %. En régime permanent, les 70 % de la puissance incidente sont récupérées par les particules solides. Nous avons supposé aussi que les particules solides et le gaz sont à la même température et que toute l'énergie absorbée par les particules est transmise au gaz. Le premier diamètre de la colonne testé est de 60 mm (c'est le diamètre de la colonne du premier récepteur) et sa section $S = 2,826 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$. Ces hypothèses simplificatrices nous ont permis de faire les calculs ci-dessous pour la colonne de 60 mm de diamètre, ainsi que les calculs pour les diamètres des autres colonnes. Ces calculs seront présentés au fur et à mesure que nous décrivons cette partie de l'étude.

Le gaz utilisé est de l'air, sa température initiale est $T_i = 293 \text{ K}$ et sa température de sortie du récepteur est $T_s = 1000 \text{ K}$. Nous avons utilisé trois granulométries de particules de carbure de silicium. Les diamètres moyens de ces granulométries 130, 280 et 600 μm .

La puissance absorbée par les particules $P = 3,5 (1-0,3) \approx 2,5 \text{ kW}$

$$q = \dot{m} C_p \Delta T = 2,5 \text{ kW} \Rightarrow \dot{m} = 3,522 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$$

\dot{m} est le débit massique de l'air

$$\dot{M} = 1,25 \text{ kg/m}^2\text{s}$$

\dot{M} est le débit massique de l'air par unité de section de la colonne

$$\dot{M} = \rho \cdot U \Rightarrow U = 1,02 \text{ m/s}$$

$U = 1,02 \text{ m/s}$ est la vitesse de l'air nécessaire pour chauffer le gaz à 1000 K pour une puissance incidente de 3,5 kW dans une colonne de 60 mm de diamètre. Cette vitesse est suffisante pour fluidiser les trois granulométries de particules. La vitesse pour une colonne de 70 mm de diamètre est de 0,76 m/s et elle est de 0,58 m/s pour un diamètre de 80 mm.

Après avoir fait ce calcul, nous avons fait les essais de fluidisation à froid, en utilisant les différentes colonnes réalisées. Ces essais nous ont permis de mieux connaître le phénomène de fluidisation et de savoir si une ou plusieurs des colonnes de 60 mm de diamètre réalisées nous permettent de bien fluidiser les particules à des vitesses relativement importantes.

2-2- Etude expérimentale

Le choix de la géométrie de la colonne et de ses dimensions doit être fait, de façon à ce qu'il nous permette d'obtenir de l'air à la sortie du récepteur à une température d'environ 1000 K, pour une puissance de flux solaire incident d'environ 3,5 kW. Ce choix est aussi conditionné par la bonne fluidisation et le brassage des particules pour avoir une meilleure pénétration du rayonnement solaire dans le lit et un bon transfert de chaleur.

2-2-1- Nature et taille des particules solide

Nous avons choisi des particules de carbure de silicium, compte tenu de leurs propriétés physiques et thermiques. Ces particules de carbure de silicium peuvent résister à de hautes températures et ont de bons coefficients d'absorption du rayonnement, comme indiqué dans le tableau 6. Ce choix nous permettra aussi, de faire une comparaison des résultats avec ceux des autres études réalisées dans ce domaine, ce matériau étant souvent utilisé dans les absorbeurs à rayonnement solaire.

Tableau 6- Propriétés physiques et optiques des particules

Propriétés du matériau	SiC
d_p (μm)	130-280-600
ρ (kg.m^{-3})	3200
C_p ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	780
λ_p ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	11,6-0,0065 (T-1273)
α (coefficient d'absorption)	0,94
T_{max} d'utilisation ($^{\circ}\text{C}$)	1500

2-2-2- Choix de la géométrie de la colonne

a- Dispositifs expérimentaux

Pour étudier le phénomène de fluidisation et choisir la géométrie de la colonne du récepteur solaire utilisé dans un des fours solaires du PROMES à Odeillo, nous avons conçu

et réalisé plusieurs colonnes transparentes de différentes géométries. Le diamètre de ces colonnes est de 60 mm. Comme indiqué auparavant, il correspond au diamètre de la colonne du premier prototype réalisé au laboratoire. Les colonnes utilisées sont cylindriques, coniques et cylindriques avec un embout conique ou conico-cylindrique. Les figures ci-dessous représentent les schémas des quatre colonnes et la vue d'ensemble du dispositif réalisé.

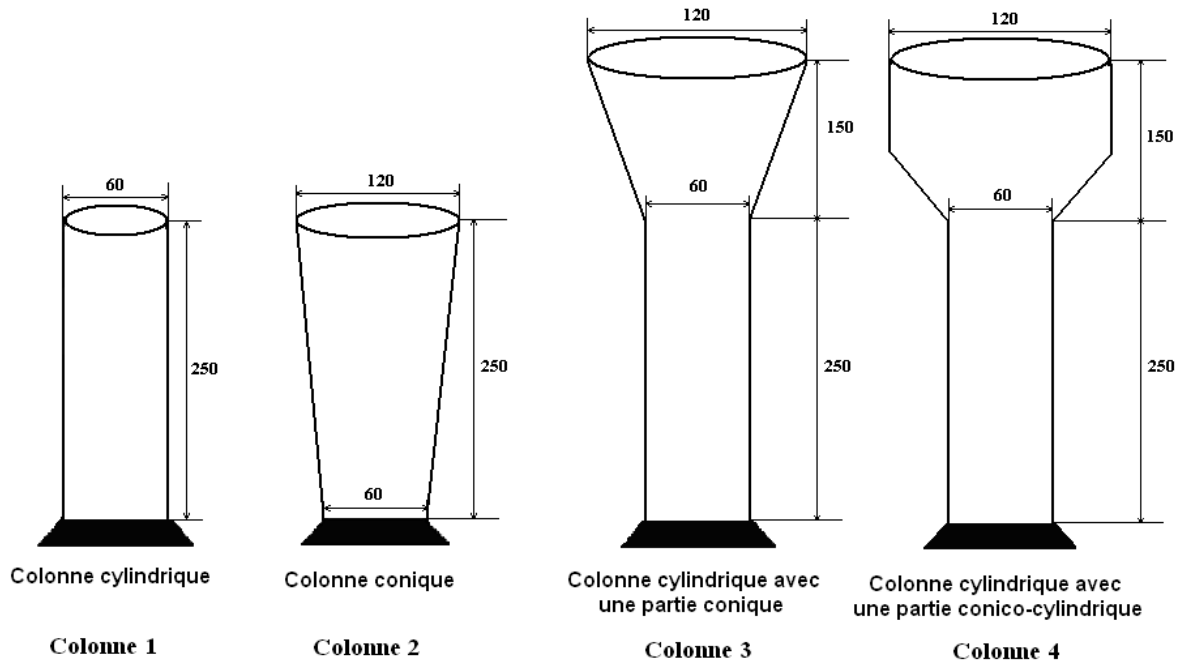


Figure 42- Géométries des colonnes transparentes utilisées pour la fluidisation à froid des particules de carbure de silicium

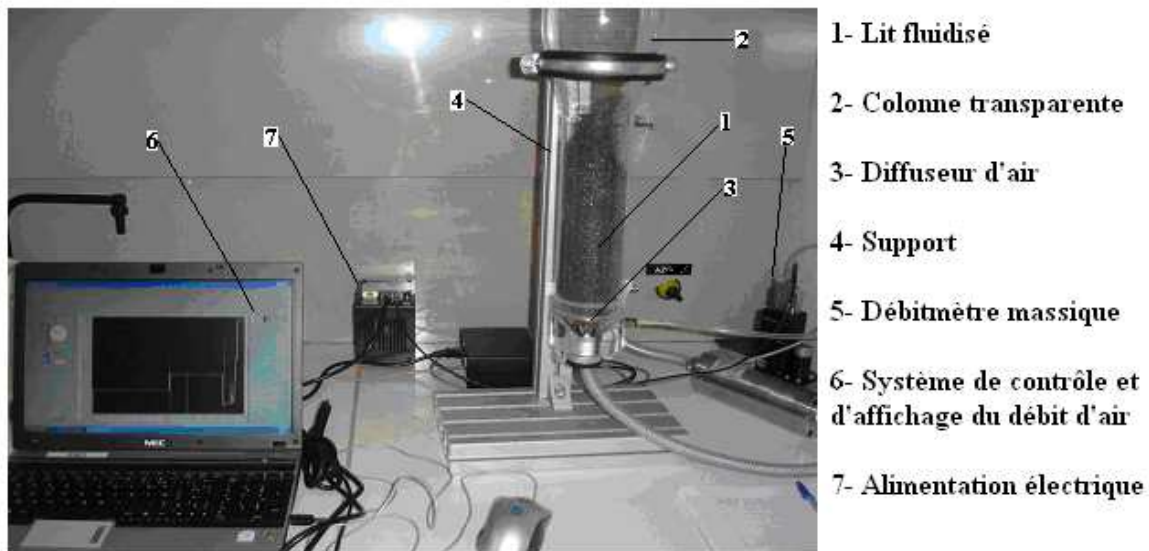


Figure 43- Vue d'ensemble de la colonne de fluidisation à froid en utilisant un débitmètre massique

b- Essais de fluidisation

L'étude consiste à fluidiser des particules de carbure de silicium à différents débits d'air comprimé dans les différentes colonnes. Le débit d'air envoyé dans le lit de particules à travers le diffuseur (fritté) est consigné et mesuré à l'aide d'un débitmètre massique piloté par

un ordinateur. Les valeurs du débit d'air sont en normaux mètres cubes par heure. Dans un premier temps, on a mesuré les vitesses minimales de fluidisation des particules de 130, 280 et 600 μm . Les expériences ont été effectuées dans les différentes colonnes transparentes à vitesse de fluidisation variable et à trois hauteurs de lit (8, 12, et 16 cm).

Lors des essais, nous avons fait varier la vitesse de fluidisation des particules jusqu'à ce que ces dernières soient à 2 ou 3 cm du haut de la colonne. Nous appelons cette vitesse la vitesse limite de fluidisation. On a fixé cette condition pour que les particules ne détériorent pas la fenêtre placée en haut de la colonne, lors de la fluidisation.

c- Résultats expérimentaux et interprétations

Dans les tableaux ci-après (7 à 9), sont indiqués les principaux résultats dans quatre colonnes de 60 mm de diamètre inférieur et de différentes géométries. Dans ces tableaux sont indiqués les valeurs des vitesses minimales de fluidisation, des vitesses de fluidisation limites, et les rapports de la vitesse de fluidisation limite sur la vitesse de fluidisation nécessaire pour atteindre une température de 1000 K, pour les trois tailles de particules.

Tableau 7- Tableau récapitulatif des valeurs et rapports de vitesses dans différentes colonnes de 60 mm de diamètre pour les particules de 130 μm de diamètre

Taille des particules	Hauteur du lit		Colonne 1	Colonne 2	Colonne 3	Colonne 4
130 μm	8 cm	U_{mf} (m/s)	0,02	0,02	0,02	0,02
		U_{limite} (m/s)	5,5 U_{mf}	6 U_{mf}	14,44 U_{mf}	12,67 U_{mf}
		U_{limite}/U_{1000K}	0,1	0,12	0,28	0,24
	12 cm	U_{mf} (m/s)	0,02	0,02	0,02	0,02
		U_{limite} (m/s)	5 U_{mf}	5 U_{mf}	8.5 U_{mf}	8,34 U_{mf}
		U_{limite}/U_{1000K}	0,09	0,09	0,16	0,16
	16 cm	U_{mf} (m/s)	0,02	0,02	0,02	0,02
		U_{limite} (m/s)	4,4 U_{mf}	5 U_{mf}	7,68 U_{mf}	7,68 U_{mf}
		U_{limite}/U_{1000K}	0,08	0,09	0,15	0,15

Tableau 8- Tableau récapitulatif des valeurs et rapports de vitesses dans différentes colonnes de 60 mm de diamètre pour les particules de 280 μm de diamètre

Taille des particules	Hauteur du lit		Colonne 1	Colonne 2	Colonne 3	Colonne 4
280 μm	8 cm	U_{mf} (m/s)	0,11	0,11	0,11	0,11
		U_{limite} (m/s)	3,27 U_{mf}	3,6 U_{mf}	9,6 U_{mf}	10,9 U_{mf}
		U_{limite}/U_{1000K}	0,35	0,39	1,02	1,16
	12 cm	U_{mf} (m/s)	0,11	0,11	0,11	0,11
		U_{limite} (m/s)	2,9 U_{mf}	2,7 U_{mf}	7,1 U_{mf}	7,64 U_{mf}
		U_{limite}/U_{1000K}	0,32	0,29	0,75	0,82
	16 cm	U_{mf} (m/s)	0,11	0,11	0,11	0,11
		U_{limite} (m/s) (m/s)	2,1 U_{mf}	2,5 U_{mf}	6 U_{mf}	6 U_{mf}
		U_{limite}/U_{1000K}	0,22	0,27	0,66	0,66

Tableau 9-Tableau récapitulatif des valeurs et rapports de vitesses dans différentes colonnes de 60 mm de diamètre pour les particules de 600 μm de diamètre

Taille des particules	Hauteur du lit		Colonne 1	Colonne 2	Colonne 3	Colonne 4
600 μm	8 cm	U_{mf} (m/s)	0,33	0,33	0,33	0,33
		U_{limite} (m/s)	1,6 U_{mf}	1,96 U_{mf}	4,25 U_{mf}	4,25 U_{mf}
		U_{limite}/U_{1000K}	0,52	0,63	1,36	1,36
	12 cm	U_{mf} (m/s)	0,33	0,33	0,33	0,33
		U_{limite} (m/s)	1,2 U_{mf}	1,7 U_{mf}	3,82 U_{mf}	3,55 U_{mf}
		U_{limite}/U_{1000K}	0,39	0,55	1,26	1,14
	16 cm	U_{mf} (m/s)	0,33	0,33	0,33	0,33
		U_{limite} (m/s)	1,01 U_{mf}	1,3 U_{mf}	2,9 U_{mf}	2,82 U_{mf}
		U_{limite}/U_{1000K}	0,33	0,42	0,96	0,93

Les résultats de la fluidisation montrent que la vitesse au minimum de fluidisation est indépendante de la hauteur du lit, ce qui est en accord avec la théorie. Les valeurs de ces vitesses pour les trois tailles de particules correspondent à celles calculées avec l'équation de Wen et Yu [16] décrite dans le premier chapitre. Les résultats de calcul sont représentés dans le tableau 10. D'après ces expériences, le profil de la colonne de même diamètre n'a pas non

plus une grande influence sur le minimum de fluidisation. Les essais de fluidisation sont réalisés à des vitesses bien inférieures aux vitesses d'entraînement des particules par le gaz. Dans le tableau 11 sont indiquées les valeurs des vitesses d'entraînement pour les trois tailles de particules considérées sphériques, en utilisant les équations (29) et (30) du premier chapitre.

Nous constatons que le régime de fluidisation est hétérogène et bouillonnant. Les particules de carbure de silicium appartiennent à la catégorie B de la classification de Geldart [39]. D'après cette classification, l'apparition des bulles commence au minimum de fluidisation. Le régime de fluidisation est donc hétérogène. Les vitesses de fluidisation testées dans notre étude ne sont pas suffisamment importantes pour atteindre le régime turbulent. En effet, on a constaté visuellement que même pour les vitesses limites, le lit reste bouillonnant et la forme des bulles reste régulière. Il est difficile d'estimer cette vitesse de transition entre le régime bouillonnant et le régime turbulent. Pour cela, on a vérifié que le régime est bouillonnant par une observation visuelle qui est souvent utilisée (Kehoe et Davidson [140]).

Le lit fluidisé est constitué de deux parties. Nous allons dans un premier temps étudier la zone située juste en dessous de la surface du lit (ciel du lit), car il est intéressant de savoir comment évolue l'état de cette zone en fonction de la hauteur du lit et de la vitesse de fluidisation. Cette région est en effet importante car c'est à travers cette zone que les rayons lumineux pénètrent au sein du lit. Nous avons constaté que cette couche n'est pas homogène : sa hauteur augmente avec l'augmentation de la vitesse de fluidisation et les particules sont en mouvement dans toutes les directions. Plus la densité en particules est faible à cet endroit, plus il sera facile au rayonnement incident de pénétrer dans le lit. Intéressons nous à présent à la partie inférieure de la colonne. Nous avons remarqué que le mouvement des particules dans cette couche est homogène. La hauteur de cette deuxième partie du lit diminue avec l'augmentation de la vitesse de fluidisation.

Les vitesses limites de fluidisation des trois tailles de particules sont plus importantes dans la colonne 2 que dans la colonne 1 et cela en raison de l'ouverture plus grande. Cependant, même dans la colonne 2 nous sommes limités en débit massique d'air ce qui devrait générer des températures très élevées, largement supérieures à 1000 K, incompatibles avec la tenue des matériaux. Nous avons constaté que lorsqu'il y a un élargissement au niveau de la colonne, la vitesse limite de fluidisation devient plus importante. Pour cela, il est préférable d'avoir une colonne avec un élargissement conique (colonne 3) ou cylindro-conique (colonne 3). Cet élargissement permet de maintenir le ciel du lit à distance du hublot, d'éviter l'entraînement des particules et d'avoir une meilleure distribution des particules. Nous avons aussi remarqué que les vitesses de fluidisation dans la colonne 4 sont légèrement supérieures à celles de la colonne 3. Les résultats sont résumés dans les tableaux 7 à 9, nous ont permis de choisir parmi les quatre colonnes.

Ainsi, cette étude nous a permis de choisir la géométrie de la colonne. Elle est constituée d'une partie inférieure cylindrique et d'une partie supérieure conico-cylindrique. Cette géométrie permet une meilleure distribution, un meilleur brassage des particules et une diminution de la densité de particules dans le ciel du lit.

Tableau 10- Vitesses minimales de fluidisation calculées avec l'équation de Wen et Yu [16] pour les trois tailles de particules de carbure de silicium

Taille moyenne des particules (μm)	130	280	600
Vitesse minimale de fluidisation (m/s)	0,019	0,1	0,33

Tableau 11- Vitesses d'entraînement des trois tailles de particules de carbure de silicium

Taille moyenne des particules (μm)	130	280	600
Vitesse d'entraînement (m/s)	1,01	2,88	5,7

2-2-3- Choix des dimensions de la colonne

a- Dispositifs expérimentaux

Après avoir choisis la géométrie, nous avons réalisé des essais pour choisir les dimensions de la colonne.

Nous en avons testé quatre colonnes de dimensions différentes. Elles sont constituées d'une partie inférieure cylindrique d'un diamètre D1 et d'une partie supérieure conique surmontée d'un cylindre de diamètre D2. Le diamètre D2 est constant pour les quatre colonnes : D2 = 120 mm. Les deux ont un diamètre D1 = 60 mm et les deux autres ont des diamètres D1 de 70 et 80 mm. Pour faciliter la description de cette partie de l'étude nous allons appeler les quatre colonnes CC1, CC2, CC3 et CC4. La figure 44 représente leur géométrie et les dimensions testées.

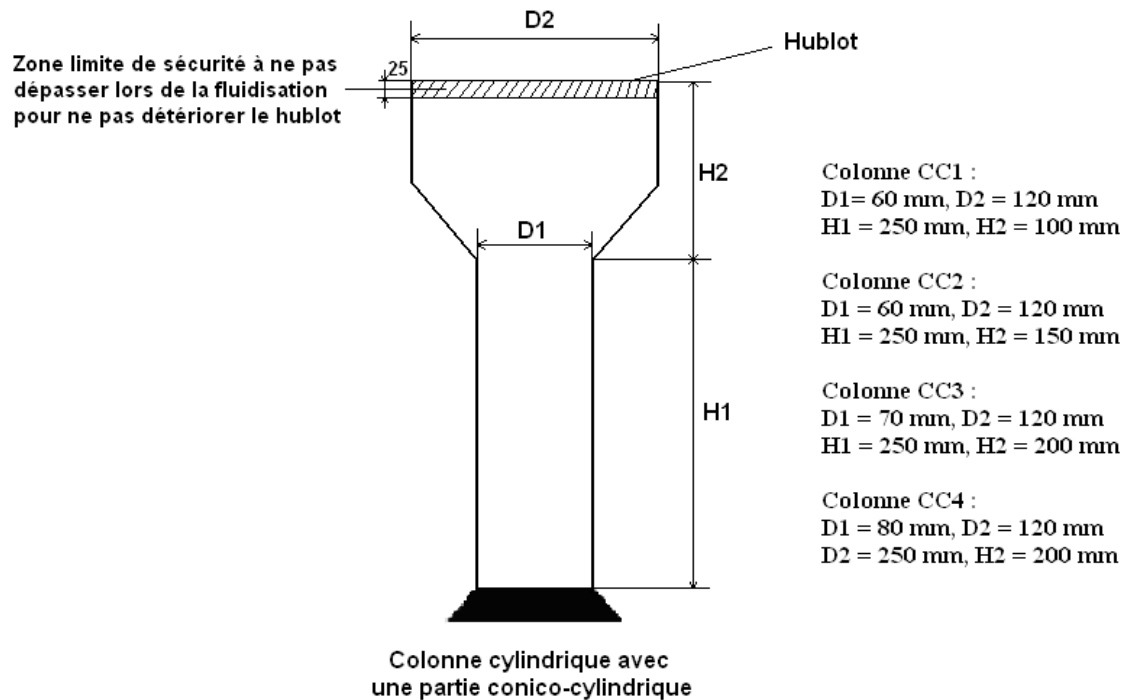


Figure 44- Schéma des colonnes étudiées pour le choix des dimensions de la colonne du récepteur

b- Résultats expérimentaux et interprétations

Les essais de fluidisation pour choisir les dimensions de la colonne sont réalisés de la même manière que dans la première partie. Les résultats des essais obtenus sont regroupés dans les tableaux 12, 13 et 14.

Tableau 12- Tableau récapitulatif des valeurs et rapports de vitesses dans différentes colonnes pour les particules de 130 μm de diamètre

Taille des particules	Hauteur du lit		Colonne CC1	Colonne CC2	Colonne CC3	Colonne CC4
130 μm	8 cm	U_{mf} (m/s)	0,02	0,02	0,02	0,02
		U_{limite} (m/s)	8 U_{mf}	14,44 U_{mf}	18,75 U_{mf}	21,75 U_{mf}
		U_{limite}/U_{1000K}	0,15	0,28	0,49	0,75
	12 cm	U_{mf} (m/s)	0,02	0,02	0,02	0,02
		U_{limite} (m/s)	6 U_{mf}	8.5 U_{mf}	9,75 U_{mf}	15 U_{mf}
		U_{limite}/U_{1000K}	0,12	0,16	0,26	0,51
	16 cm	U_{mf} (m/s)	0,02	0,02	0,02	0,02
		U_{limite} (m/s)	6 U_{mf}	7,68 U_{mf}	7,75 U_{mf}	12,5 U_{mf}
		U_{limite}/U_{1000K}	0,12	0,15	0,2	0,43

Tableau 13- Tableau récapitulatif des valeurs et rapports de vitesses dans différentes colonnes pour les particules de 280 μm de diamètre

Taille des particules	Hauteur du lit		Colonne CC1	Colonne CC2	Colonne CC3	Colonne CC4
280 μm	8 cm	U_{mf} (m/s)	0,11	0,11	0,11	0,13
		U_{limite} (m/s)	5,45 U_{mf}	9,6 U_{mf}	8,45 U_{mf}	5,1 U_{mf}
		U_{limite}/U_{1000K}	0,59	1,02	1,22	1,14
	12 cm	U_{mf} (m/s)	0,11	0,11	0,11	0,13
		U_{limite} (m/s)	5 U_{mf}	7 U_{mf}	6,45 U_{mf}	3,8 U_{mf}
		U_{limite}/U_{1000K}	0,54	0,75	0,93	0,85
	16 cm	U_{mf} (m/s)	0,11	0,11	0,11	0,13
		U_{limite} (m/s)	3 U_{mf}	6 U_{mf}	5,7 U_{mf}	3,4 U_{mf}
		U_{limite}/U_{1000K}	0,33	0,66	0,82	0,76

Tableau 14- Tableau récapitulatif des valeurs et rapports de vitesses dans différentes colonnes pour les particules de 600 μm de diamètre

Taille des particules	Hauteur du lit		Colonne CC1	Colonne CC2	Colonne CC3	Colonne CC4
600 μm	8 cm	U_{mf} (m/s)	0,33	0,33	0,35	0,37
		U_{limite} (m/s)	2,6 U_{mf}	4,25 U_{mf}	5,1 U_{mf}	2,35 U_{mf}
		U_{limite}/U_{1000K}	0,84	1,36	2,34	1,5
	12 cm	U_{mf} (m/s)	0,33	0,33	0,35	0,37
		U_{limite} (m/s)	2,2 U_{mf}	3,82 U_{mf}	4 U_{mf}	2,19 U_{mf}
		U_{limite}/U_{1000K}	0,71	1,26	1,84	1,4
	16 cm	U_{mf} (m/s)	0,33	0,33	0,35	0,37
		U_{limite} (m/s)	1,7 U_{mf}	2,9 U_{mf}	3 U_{mf}	2 U_{mf}
		U_{limite}/U_{1000K}	0,55	0,96	1,38	1,28

La vitesse minimale de fluidisation varie légèrement d'une colonne à l'autre pour les particules de 280 et 600 μm et elle est constante pour les particules de 130 μm .

Les résultats des essais ont montré que dans la colonne CC1 les vitesses de fluidisation ne sont pas suffisantes pour les trois tailles de particules. Les particules sont bien brassées dans la colonnes CC2. Les vitesses de fluidisation sont relativement importantes avec les particules de 280 μm pour une hauteur de lit fixe de 8 cm. Mais les vitesses utilisables deviennent moins importantes quand on augmente la hauteur du lit fixe. L'utilisation des particules de 130 μm ne permet pas d'atteindre des vitesses suffisantes pour avoir des températures proches de 1000 K. Ces faibles vitesses de fluidisation des particules de 130 μm , présentent un inconvénient à leur utilisation sous flux solaire concentré.

La colonne CC3 permet d'avoir une bonne distribution et un bon brassage des particules. Mis à part les particules de 130 μm qui ne permettent pas d'atteindre des vitesses importantes, les particules de 280 et 600 μm permettent d'avoir des vitesses importantes, même pour les hauteurs de lit fixe de 12 et 16 cm.

Les essais réalisés dans la colonne CC4 ont montré que lors de la fluidisation des particules de 600 μm à la vitesse de 0,58 m/s (qui correspond à 1,5 U_{mf}), le lit fluidisé n'est pas bien expansé et les particules ne sont pas bien brassées. Ajouté à cela, la vitesse maximale qu'on peut avoir avec cette taille des particules est de 2,35 U_{mf} et pour une hauteur de lit fixe de 8 cm.

Les conclusions de cette étude nous ont permis de choisir la colonne utilisée dans le récepteur solaire : la géométrie et les dimensions de cette colonne sont celles de la colonne CC3.

c- Autres Résultats de la colonne CC3

Nous présentons sur les figures 45, 46 et 47 la variation de la hauteur du lit fluidisé en fonction du nombre de fluidisation ($N=U/U_{mf}$) pour les particules de 130, 280 et 600 μm , et différentes hauteurs de lit au repos de 8 à 20 cm. Le nombre de fluidisation est le rapport de la vitesse de fluidisation et de la vitesse minimale de fluidisation. La figure 48 présente un lit fluidisé dans la colonne CC3. Les piquages tout au long de la colonne nous ont servi à mesurer la perte de charge dans le lit et à déterminer la vitesse minimale de fluidisation.

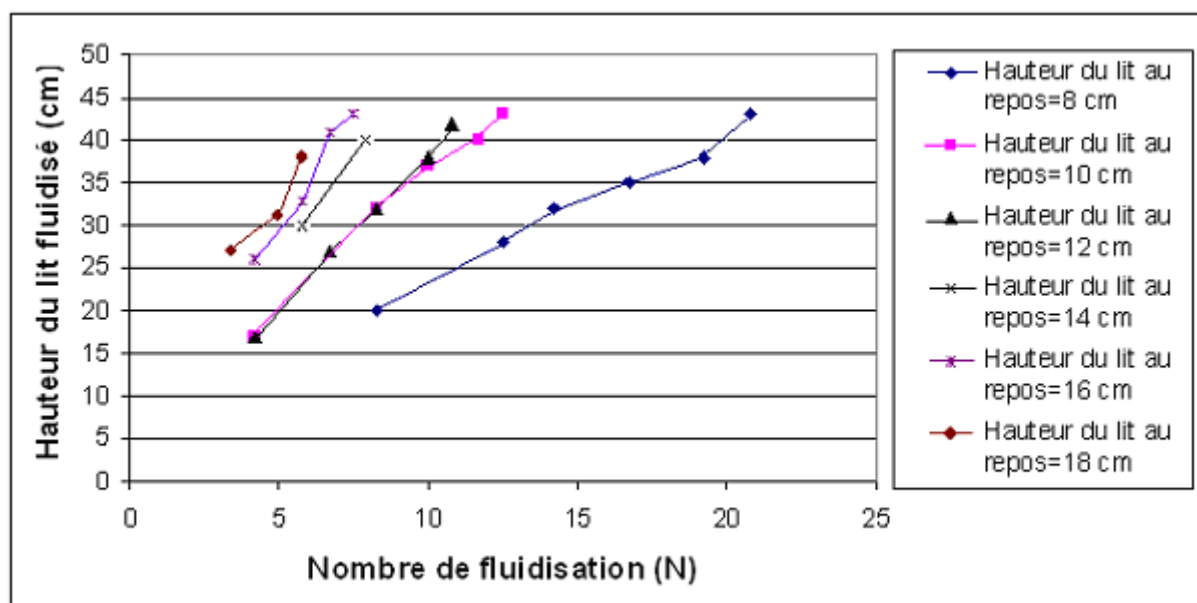


Figure 45- Variation de la hauteur du lit fluidisé en fonction du nombre de fluidisation pour les particules de 130 μm , à différentes hauteurs de lit au repos

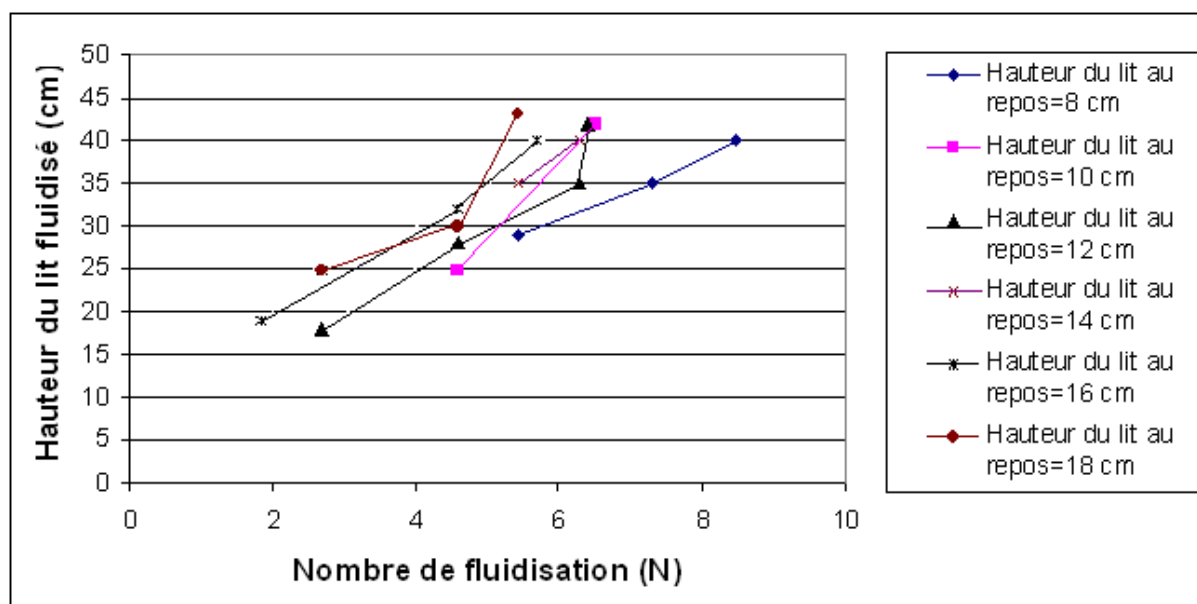


Figure 46- Variation de la hauteur du lit fluidisé en fonction du nombre de fluidisation pour les particules de 280 μm , à différentes hauteurs de lit au repos

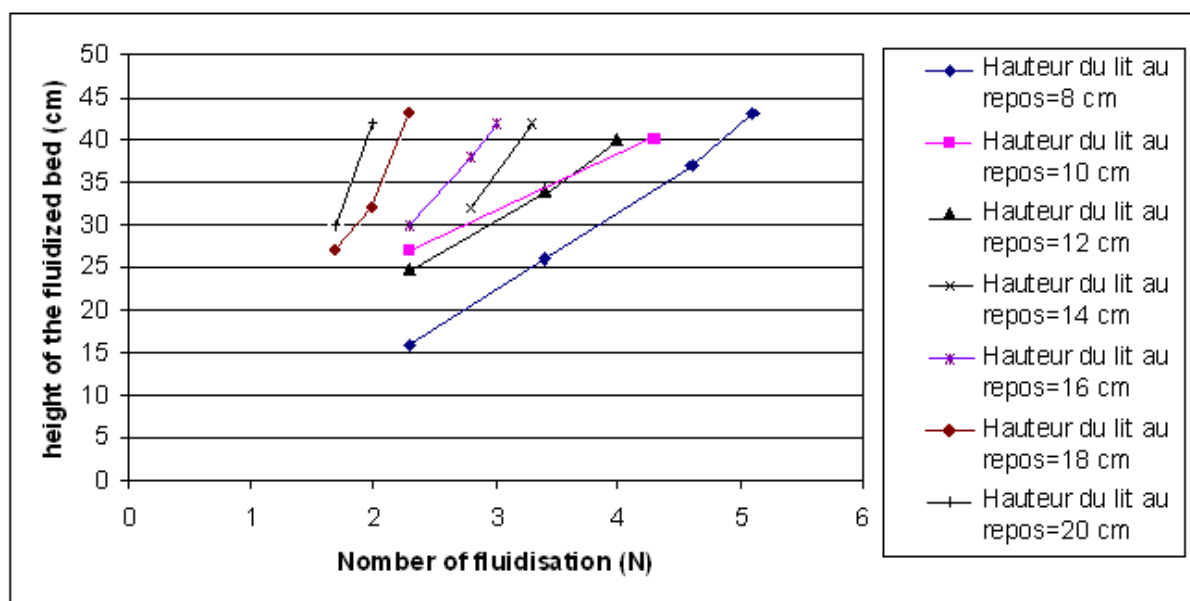


Figure 47- Variation de la hauteur du lit fluidisé en fonction du nombre de fluidisation pour les particules de 600 μm , à différentes hauteurs de lit au repos



Figure 48- Structure d'écoulement des particules solides dans la colonne transparente

Les résultats de cette dernière étude montrent qu'en utilisant les particules de 130 μm et les hauteurs de 8 et 18 cm, les particules ne sont pas bien brassées. On obtient des vitesses de fluidisation relativement importantes avec les grosses particules, qui sont plus difficilement entraînées que les fines. Les résultats de cette étude nous ont permis de choisir les hauteurs de lit fixe permettant une bonne fluidisation et qui seront étudiées lors des essais au four solaire d'Odeillo.

Analyse d'Images

Pour mesurer la hauteur finale du lit fluidisé, nous avons utilisé le logiciel d'analyse d'image Aphellion. Les photos analysées ont été réalisées à l'aide d'une caméra CCD « Retiga, Qimaging ». Nous avons aussi utilisé le logiciel ImageJ pour déterminer l'évolution de la fraction du diamètre de la colonne occupée par le lit de particules tout au long du lit, ainsi que la porosité. La figure 49 présente l'évolution de la fraction du diamètre de la colonne occupée par le lit de particules de 600 μm , pour une hauteur de lit au repos de 12 cm et $N=3,7$. Nous constatons que la densité du lit diminue beaucoup dans la partie supérieure du lit (ciel du lit), ce qui permettra au rayonnement solaire de pénétrer dans le lit de particules. Cette figure met en évidence l'existence de deux zones dans le lit fluidisé en régime bouillonnant comme indiqué précédemment : une zone inférieure homogène et une zone supérieure hétérogène. Le palier de la courbe représente la partie homogène du lit. Au delà de ce palier, l'hétérogénéité augmente. Plus on monte dans le lit, plus le degré de vide devient important. Il correspond aux bulles d'air. L'augmentation du vide tout au long du lit peut correspondre à l'augmentation du nombre ou du volume de ces bulles.

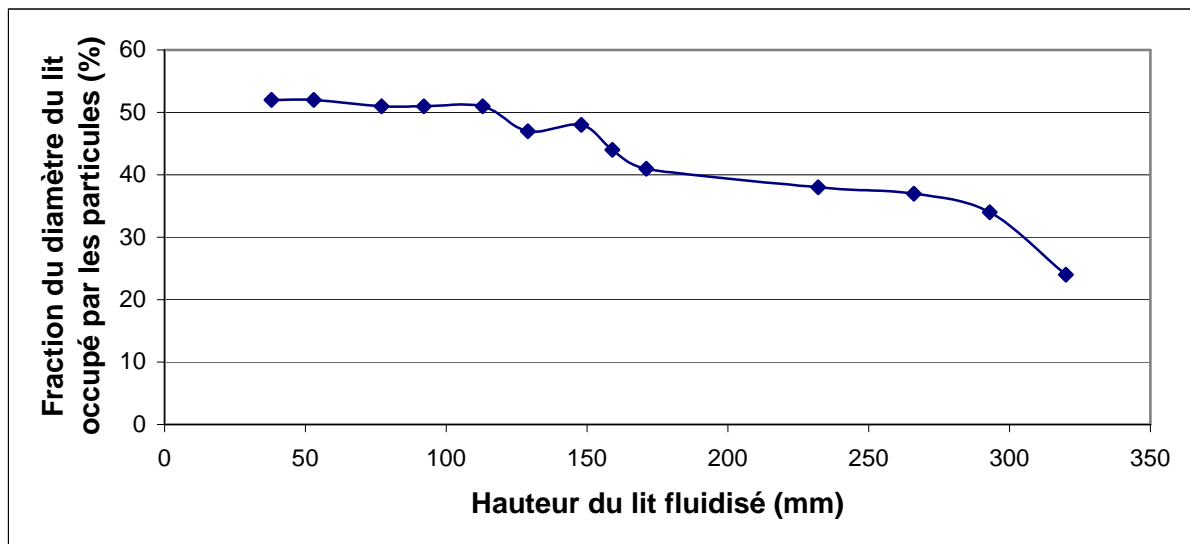


Figure 49- Evolution de la fraction de diamètre du lit occupée par les particules de 600 μm dans la colonne CC3 (hauteur initiale : 12cm; $N= 3,7$)

2-3- Conclusion

Les résultats de ce travail montrent que pour avoir un bon brassage des particules, il est nécessaire d'utiliser une colonne de hauteur relativement importante avec un élargissement afin d'éviter l'entraînement rapide des particules et la dégradation du hublot. Pour une meilleure fluidisation et une bonne pénétration du rayonnement solaire, le choix de la hauteur du lit est important. Pour les différentes tailles de particules et hauteurs du lit, c'est à partir de $1,5 U_{mf}$ que le lit commence à bien s'expanser ce qui permet une augmentation de la hauteur de la 2^{ème} zone, la diminution de la densité des particules, et par conséquent une meilleure pénétration du rayonnement solaire. L'augmentation de la vitesse de fluidisation permet de diminuer la hauteur de la partie inférieure du lit, et d'augmenter celle de la partie supérieure. Les essais réalisés, nous ont permis de choisir la géométrie et les dimensions de la colonne utilisée pour le récepteur solaire. Cette colonne a un diamètre inférieur de 70 mm et supérieur

de 120 mm. La hauteur de la partie cylindrique est de 250 mm. Celle de la partie conico-cylindrique est de 200 mm.

Les particules de 130 μm ne permettent pas d'atteindre des vitesses suffisamment pour avoir des températures proches de 1000 K.

3- Récepteur avec éclairage artificiel

Le premier prototype a été réalisé pour vérifier la faisabilité du procédé, et nous familiariser avec ce type de dispositif. Nous avons tout d'abord utilisé une source d'éclairage artificielle avant d'utiliser l'énergie solaire qui nécessite davantage de préparation, la maîtrise du procédé et le respect des conditions de sécurité.

La recherche bibliographique que nous avons réalisée a montré que la majorité des récepteurs et réacteurs solaires cylindriques conçus à l'échelle laboratoire ont un diamètre allant de 4 à 9 cm. Pour notre récepteur, nous avons utilisé une colonne cylindrique de 6 cm de diamètre qui correspond au diamètre d'un foyer solaire de forme circulaire de puissance incidente 1000 W.

Nous avons utilisé une colonne cylindrique avec un élargissement conico-cylindrique pour éviter l'entraînement rapide des particules. Les absorbeurs de la chaleur sont des particules solides de carbure de silicium de trois granulométries. Nous avons choisi ce matériau en raison de ses propriétés thermiques et de son aptitude aux hautes températures. Nous avons testé trois granulométries pour connaître l'influence de la variation du diamètre des particules sur les transferts thermiques et l'efficacité du récepteur.

3-1-Description du dispositif réalisé

Le schéma du premier récepteur est présenté sur la figure 50. Les figures 51 et 52 présentent une vue d'ensemble de l'installation. Le dispositif est constitué :

- de la colonne de fluidisation.
- des dispositifs de mesure et d'enregistrement des températures et des pressions.
- du système d'éclairage et sa régulation.

Le dispositif est placé dans un grand boîtier pour protéger l'expérimentateur.

L'ensemble expérimental mis au point permet de suivre l'évolution de la température dans le lit fluidisé. Globalement, le dispositif devait permettre de chauffer un gaz (air) introduit à température ambiante jusqu'à une température d'environ 500 K. Le chauffage du lit fluidisé se fait directement par une source radiative infrarouge, par le haut de la colonne à travers une fenêtre transparente en quartz.

3-1-1- Colonne de fluidisation

La colonne qui contient les particules, est constituée de deux parties :

- La partie inférieure et principale consistant en un tube cylindrique d'acier inoxydable et réfractaire, de 60 mm de diamètre et de 250 mm de hauteur au dessus du distributeur.
- La partie supérieure de forme conico-cylindrique de 60 mm de diamètre inférieur, 120 mm de diamètre supérieur et 150 mm de hauteur, réalisée dans le même matériau que la partie inférieure.

Le distributeur placé à la base de l'élément inférieur est un fritté en forme de disque en acier, de 60 mm de diamètre et 3 mm d'épaisseur.

La colonne de fluidisation est entièrement recouverte d'une couche de laine de roche, permettant son isolation thermique.

3-1-2- Circuit d'air

Les expériences sont réalisées avec le circuit d'air comprimé du laboratoire. Le débit d'air est mesuré par un débitmètre volumique placé avant l'entrée de la colonne. Un manomètre contrôlant la pression de l'air est placé juste avant le débitmètre.

3-1-3- Dispositif de mesure et d'acquisition des données

Le dispositif expérimental est équipé de 23 thermocouples type K. Ils permettent de mesurer une gamme de températures entre $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $+1250\text{ }^{\circ}\text{C}$. La précision des mesures effectuées est de $\pm 2,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ dans la plage de température de $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ à

$300\text{ }^{\circ}\text{C}$ qui est notre cas. Ces thermocouples sont placés tout au long de la colonne, au centre, à gauche et à droite. Un thermocouple est placé à l'entrée de la colonne pour mesurer la température d'air ambiant et un autre à la sortie pour mesurer la température de l'air chaud. Pour la mesure de la perte de charge dans le lit fluidisé, l'installation est équipée de 5 sondes de pression, positionnées tout au long de la colonne. L'ensemble des éléments de mesure est raccordé à une acquisition de données pilotée par un ordinateur.

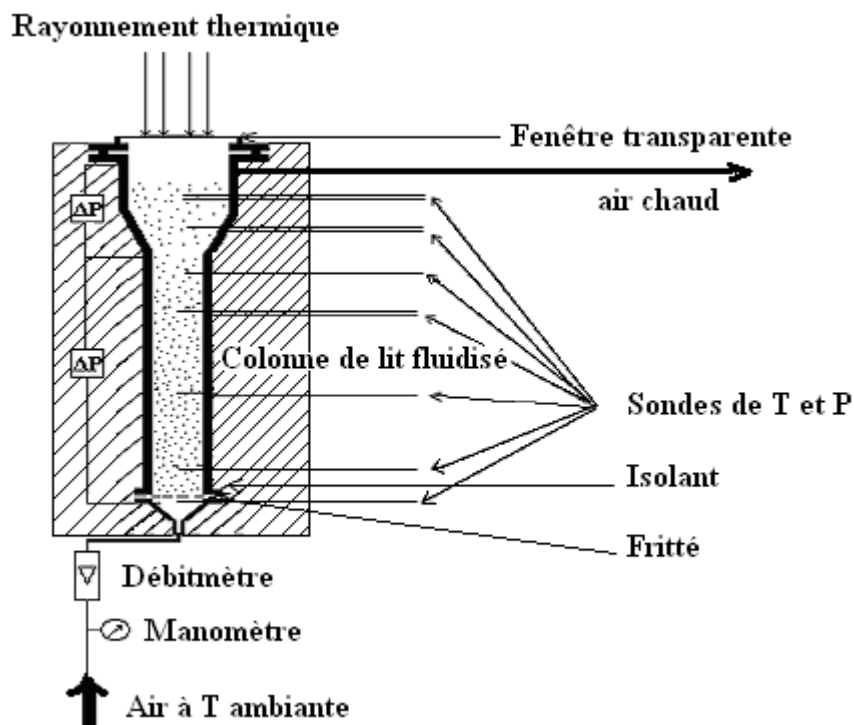


Figure 50- Schéma du montage expérimental

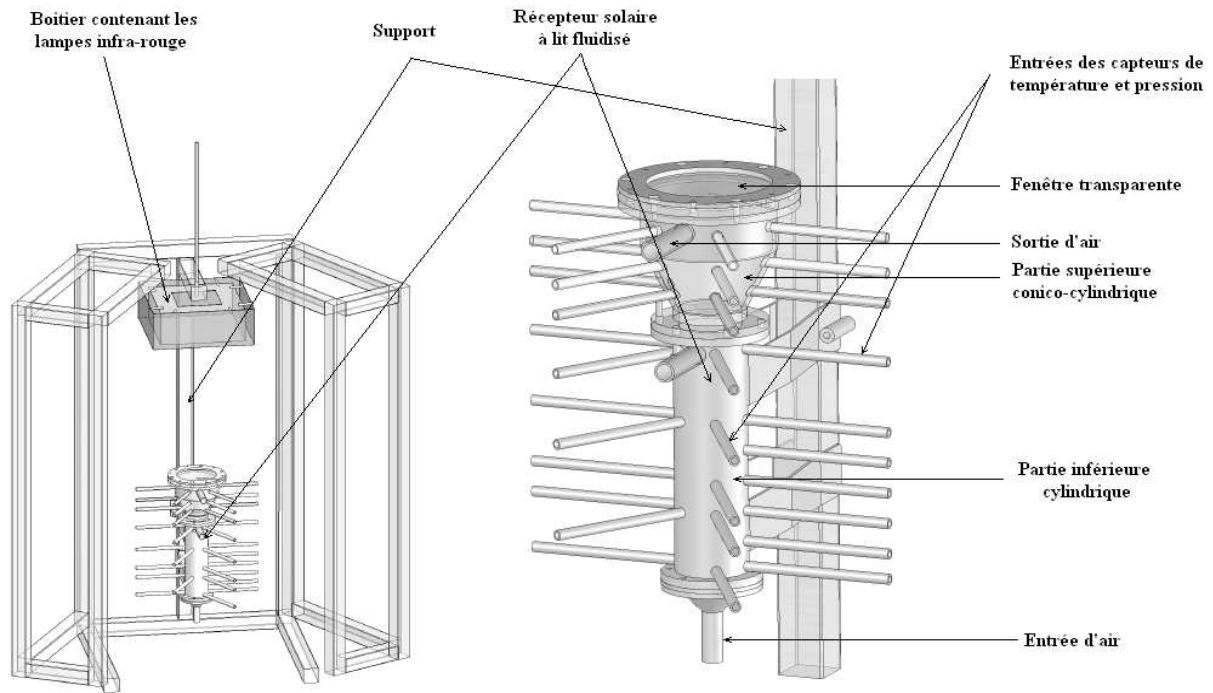


Figure 51- Schéma de l'installation, vue d'ensemble



Figure 52- Vue d'ensemble du montage expérimental

3-1-4- Source de rayonnement infra-rouge

La source de rayonnement utilisée est constituée de lampes Infra-rouge de marque Philips, de puissance nominale : 300 W. Ces lampes sont constituées d'un filament de tungstène (78x1,3 mm) entouré d'un tube en quartz de diamètre extérieur 10 mm. La température au niveau du tungstène est de 2450 ± 100 K. Les lampes possèdent des picots permettant leur utilisation verticale. Ces dernières sont montées en parallèle dans un boîtier qui peut contenir jusqu'à six lampes. Durant nos essais, nous avons utilisé quatre et six

lampes. Le boîtier est placé au dessus du récepteur solaire. Des réflecteurs en aluminium sont également fixés au dessus des lampes afin de récupérer la plus grande puissance lumineuse émise. La distance entre le boîtier des lampes et la fenêtre transparente est réglable. Pour éviter la surchauffe des réflecteurs, le dispositif est équipé d'un aspirateur d'air chaud branché à un moteur. Le réglage de la vitesse de rotation du moteur est fait de manière à ne pas détériorer les réflecteurs et à ne pas influencer le transfert de chaleur des lampes vers le récepteur solaire.

3-1-5- Détermination du flux thermique incident sur la fenêtre transparente

Pour déterminer le flux de chaleur incident sur la fenêtre transparente de la colonne de fluidisation nous avons utilisé deux méthodes. Une méthode expérimentale à l'aide d'un fluxmètre et une méthode par calcul en utilisant le logiciel « Thermoray ».

a- Mesure expérimentale

Afin de mesurer le flux incident provenant des lampes nous avons utilisé un fluxmètre. Celui-ci fait partie d'un équipement de mesures. Le fluxmètre utilisé permet de mesurer une densité de flux à 2% près. Les essais sont réalisés pour différentes distances entre les lampes et la surface d'incidence du rayonnement correspondant à la fenêtre transparente. Les résultats obtenus en utilisant quatre lampes sont regroupés dans la figure 53.

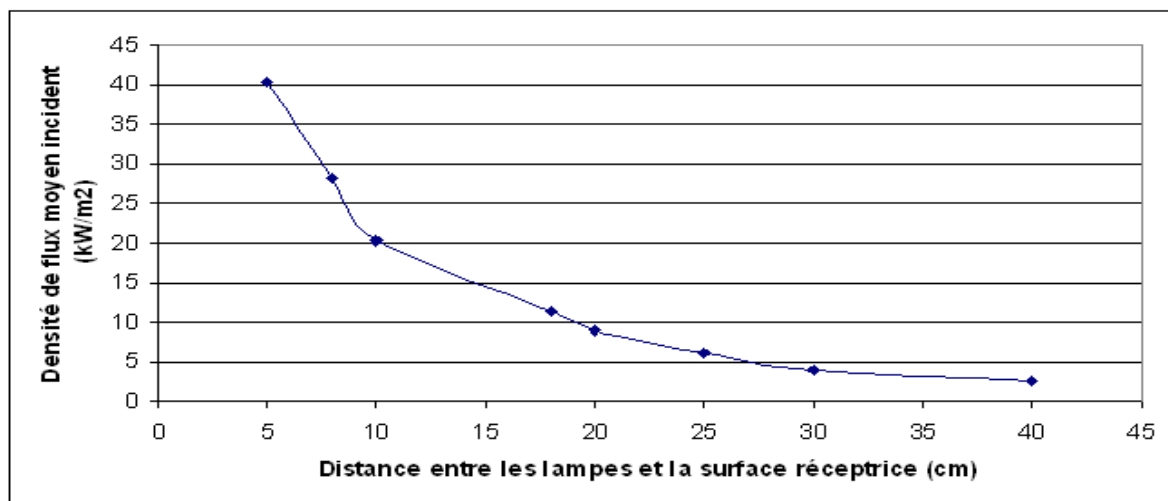


Figure 53- Variation de la densité de flux thermiques incident en fonction de la distance entre les lampes et la surface réceptrice

b- Cartographie d'éclairement des lampes.

Les cartographies d'éclairement des lampes sur la fenêtre du récepteur ont été calculées par le logiciel « Thermoray ». Ce logiciel a été développé et validé au Centre de Recherche Outillages, Matériaux et Procédés (CROMeP) de l'école des Mines d'Albi Carmaux par Andrieu (2005) [141]. Il nous permet de déterminer la distribution de l'éclairement sur la surface de la fenêtre transparente du récepteur, pour différents nombres de lampes, distances lampes-fenêtre transparente et écartements des lampes entre elles. Ce logiciel est basé sur un modèle de lancer de rayons. Cela consiste à suivre des paquets de photons obtenus par la discrétisation spatiale des flux radiatifs. Le flux partant de chaque

source est discrétisé par un ensemble de rayons dont les directions sont déterminées en fonction de la directivité de l'émetteur. On suit la trajectoire de chaque rayon, de son émission jusqu'à son absorption. Les paramètres du modèle sont donnés sur la figure 54 issue de l'interface graphique du logiciel. La figure 55 représente le résultat de la simulation de la distribution de l'éclairement sur la surface de la fenêtre transparente, en utilisant six lampes (écartement entre lampes = de 20 mm, distance lampes-fenêtre transparente = 180 mm). La valeur moyenne de la densité de flux obtenus est de $16,8 \text{ kW/m}^2$ et la valeur expérimentale est de $16 \pm 0,3 \text{ kW/m}^2$.

The screenshot shows a software interface for calculating illumination parameters. It includes several input fields and a diagram of the experimental setup.

Input Fields:

- Dimension X et Y (mm) : 600, 600
- Nombre de noeuds suivants X et Y : 42, 42
- Diamètre ou largeur de l'émetteur (mm) : 2.5
- Longueur de l'émetteur (mm) : 65
- Type d'émetteurs : Halogène
- Type de réflexion : Pas de réflexion
- Nombre de noeuds suivant la circonférence ou la largeur : 20
- Nombre de noeuds suivant la longueur : 1100
- Nombre de lancers par point-source : 100
- Distance entre le four et la plaque (mm) : 180
- Nombre de rangées d'émetteurs : 1
- Puissance des émetteurs (W) : 300
- Rangée N° 1:
 - Nombre d'émetteur : 6
 - Entraxe (mm) : 20
 - Origine de la rangée (mm) : -3.5, -20
 - Angle en degrés (°) : 0
 - Pourcentage de puissance (%) : 100

Diagram: A 3D coordinate system (x, y, z) is shown. A rectangular plate is positioned in the xy-plane. A series of parallel lines represent the trajectory of light rays from the emitters to the plate. The diagram labels the 'entraxe' (pitch) and 'angle' of the rays. The origin of the range is marked as O' (origine de la rangée) and the origin associated with the plate is marked as O (origine associée à la plaque).

Figure 54- Paramètres opératoires pour le calcul de l'éclairement

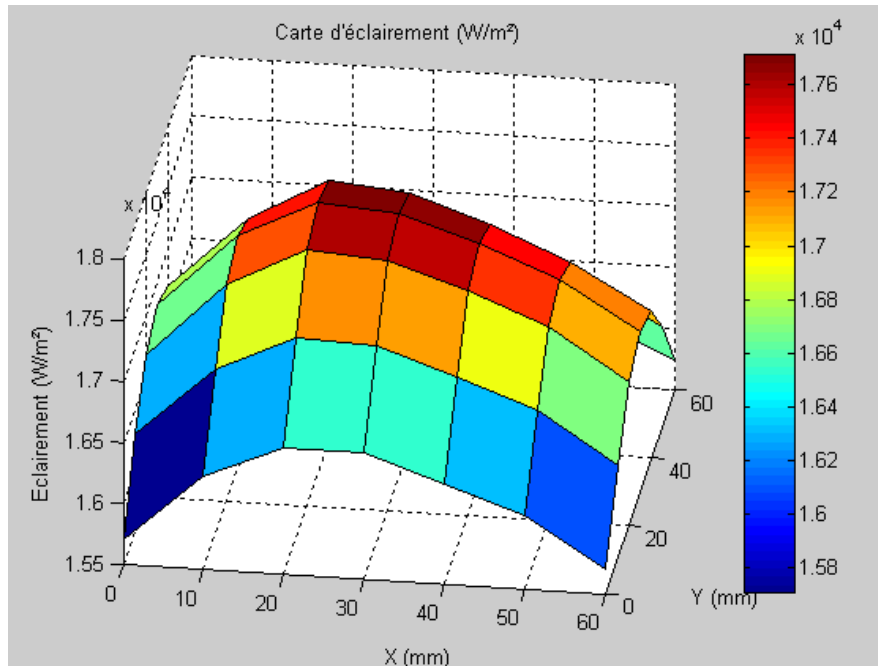


Figure 55- distribution de l'éclairement sur la surface réceptrice (W/m^2)

3-2- Essais de fluidisation dans le récepteur avec chauffage électrique

3-2-1- Mode Opératoire

Après avoir chargé le récepteur en particules de carbure de silicium selon la hauteur de lit fixe qu'on a choisi, on envoie de l'air par le bas de la colonne. Le débit d'air est contrôlé à l'aide d'un débitmètre qui permet son contrôle et sa mesure directe. Quelques minutes après la mise en fluidisation, on met en marche les lampes infra-rouge. La distance entre les lampes et la fenêtre transparente est fixée préalablement. Nous avons testé deux hauteurs différentes de 18 et 25 cm. En mettant en marche les lampes, le lit fluidisé se met à se chauffer. L'air est transparent au rayonnement thermique donc ce sont les particules solides qui absorbent la chaleur incidente. Une partie de cette chaleur est transmise au gaz par convection. Une fois le régime permanent atteint (correspondant à la stabilisation des mesures de températures), on attend 10 à 15 minutes et on arrête l'expérience.

3-2-2 Résultats obtenus et interprétations

L'étude expérimentale réalisée nous a permis 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. Nous présentons dans cette étude les résultats obtenus pour les particules de 130 et 600 μm , pour les hauteurs de lit fixe de 8, 12 et 16 cm et pour deux densités de flux thermique incident. Dans les essais que nous avons réalisés, nous avons utilisé des puissances très faibles. En effet, le but était de vérifier la faisabilité du procédé, d'étudier l'influence de certains paramètres même à faibles densités de flux thermique et non pas d'atteindre des rendements et surtout des températures du gaz à la sortie du récepteur très importantes.

a- Efficacité du récepteur

La fraction d'énergie transférée au gaz ou le rendement thermique du récepteur R est défini par l'équation suivante :

$$L'efficacité\ du\ récepteur : \eta_g = \frac{\dot{m} C_{p_g} \Delta T}{\tau_v \Phi_s} \quad (74)$$

$$\Delta H_g = \dot{m} C_{p_g} \Delta T : \text{variation d'enthalpie de l'air} \quad (75)$$

$\tau_v \Phi_s$: est la puissance thermique à la surface du lit fluidisé

τ_v : est le facteur de transmission de la vitre en quartz. qui est de 0,93.

\dot{m} : débit massique de l'air en kg/s

Nous avons regroupé sur les figures ci-dessous quelques résultats parmi ceux obtenus sur la variation de l'efficacité du récepteur et de la température de sortie du gaz. Ces résultats sont fonction de la densité de flux thermique incident, la taille des particules et la hauteur du lit au repos en régime permanent.

Dans un premier temps, nous avons voulu tester l'influence de la densité thermique incidente sur l'efficacité du récepteur. Nous avons utilisé deux densités thermiques en variant la distance entre les lampes et la fenêtre transparente. La figure 56 représente les résultats obtenus pour deux densités de flux thermique : 4,5 et 16 kW/m². Les particules utilisées sont de 130 µm, la hauteur du lit au repos est de 12 cm et on a fait varier le nombre de fluidisation. On peut constater qu'il n'y a pas une grande différence entre les rendements obtenus avec les deux densités thermiques. Cela peut s'expliquer par le fait que même avec une deuxième densité thermique d'environ quatre fois la première, Les niveaux de températures et les pertes thermiques ne sont pas élevées. La densité thermique de 16 kW reste faible et les particules de carbure de silicium sont très absorbantes. Les pertes thermiques ne varient donc pas beaucoup entre les deux cas.

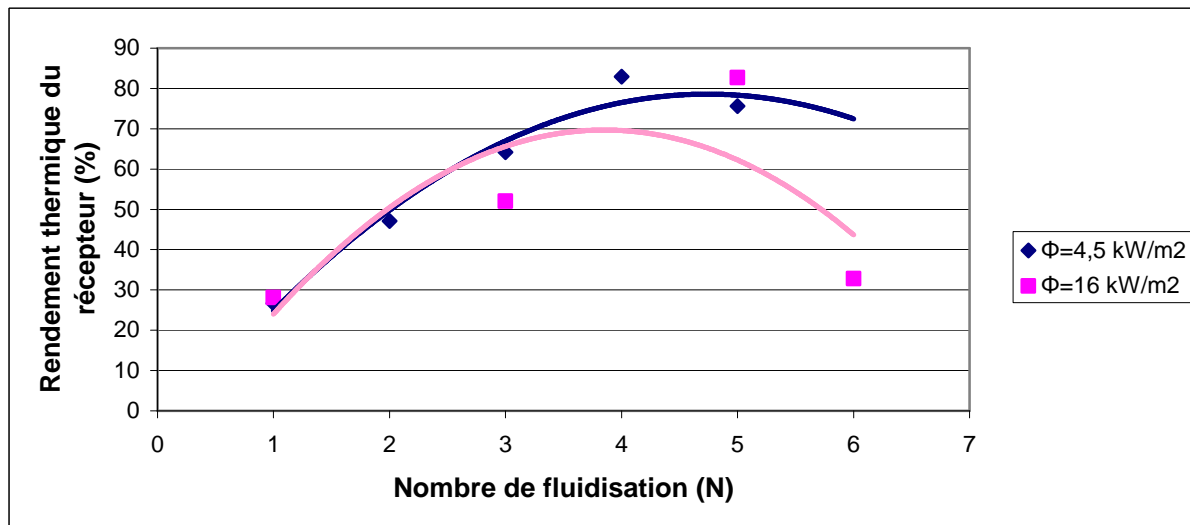


Figure 56- Variation du rendement thermique du récepteur avec la densité de flux thermique incident

La variation du rendement thermique du récepteur avec la hauteur du lit est représentée sur la figure 57 pour les particules de 130 μm . L'augmentation de la hauteur du lit a pour conséquence une augmentation des surfaces de contact entre les particules et le gaz. La figure montre qu'on a un meilleur rendement pour le lit de 16 que pour celui de 12 cm. Cependant, ce constat n'est vérifiable pour le lit de 8 cm qu'au delà de $N=3$. On peut supposer que c'est dû au degré de pénétration du rayonnement aux faibles vitesses dans les deux cas. Par rapport à la hauteur total du lit, le ciel de ce dernier est plus important pour une hauteur de 8 cm que pour une hauteur de 16 cm. On peut constater aussi que le rendement thermique pour les lits de 8 et 12 cm augmente avec le nombre de fluidisation, puis atteint un sommet. Par la suite, il commence à chuter. Mais pour un lit de 16 cm, le rendement ne fait qu'augmenter dans l'intervalle des nombres de fluidisation étudiés. En effet, pour une vitesse de fluidisation relativement grande, la surface de contact entre les particules et l'air est plus importante pour un lit de 16 cm que pour un lit de 8 ou 12 cm. Le transfert thermique est donc meilleur.

Pour une même hauteur de lit, l'augmentation du nombre de fluidisation donc du débit a pour conséquence une diminution du temps de passage du gaz dans le lit. Quand ce temps diminue le gaz n'interagit pas suffisamment avec les particules. Le transfert de chaleur est donc mauvais. L'augmentation du nombre de fluidisation permet aussi d'augmenter la hauteur du ciel du lit, de diminuer sa densité et d'obtenir donc une meilleure pénétration du rayonnement.

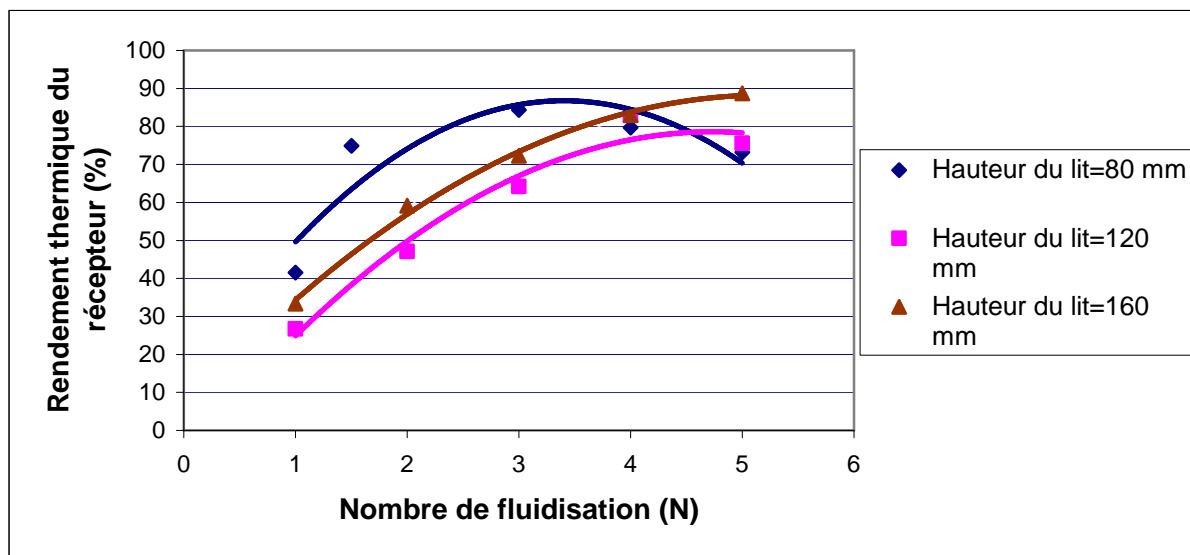


Figure 57- Variation du rendement thermique du récepteur avec la hauteur du lit au repos

La figure 58 montre que la taille des particules a un effet négatif sur le rendement thermique du récepteur. Les densités de flux thermique utilisées dans nos essais sont relativement faibles. Ainsi les transferts de chaleur prédominants dans le lit sont la conduction et la convection. Le transfert radiatif dans le lit est négligeable à des flux thermiques faibles. Dans ces conditions, les deux premiers modes de transfert sont plus importants en utilisant les particules de 130 μm que celles de 600 μm en raison des surfaces de contact qui sont plus importantes pour les particules de petites tailles. On peut constater aussi que le rendement thermique pour les particules de 600 μm ne varie pas beaucoup.

Nous pouvons remarquer que les rendements mesurés sont très élevés, certains s'approchant des 90%. Ceci est tout à fait normal parce qu'on utilise des densités thermiques relativement faibles et que les températures obtenues ne dépassent pas les 250 °C. Dans le cas des hautes températures (> 600 °C) les pertes sont beaucoup plus importantes. De ce fait les rendements trouvés dans la bibliographie sur des essais thermiques plus chaud sont moins importants.

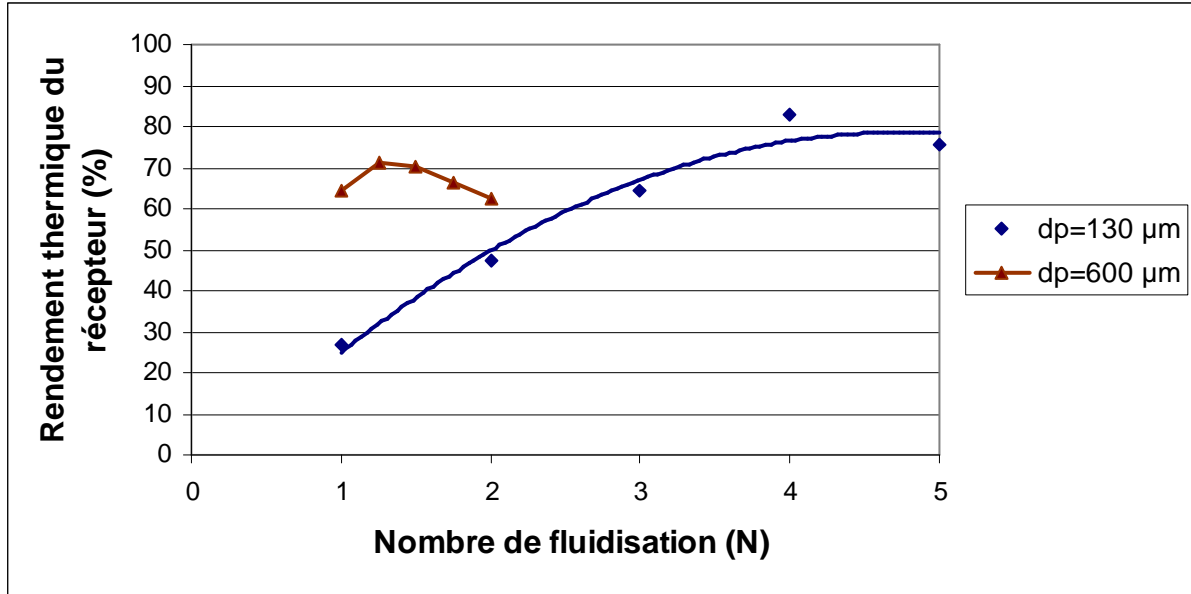


Figure 58- Variation du rendement thermique du récepteur avec la taille des particules

b- Evolution de la température de sortie du gaz

La figure 59 représente l'évolution de la température de sortie du gaz avec le temps pour les particules de 130 µm, des lits fixes de 8 et 12 cm et des nombres de fluidisation (N) de 5 et 4 respectivement. On peut constater que la durée pour atteindre le régime permanent est très longue. Cette durée est d'environ 3 h dans les deux cas. Cette durée a dépassé les 4 h pour des nombres de fluidisation de 1 et 2 avec les particules de 130 µm et elle diminue avec l'augmentation de la taille des particules. La longue durée de chauffage pour atteindre le régime permanent est l'un des inconvénients qu'on a décelé. Cela est dû d'une part aux faibles puissances thermiques qu'on a utilisées mais surtout aux ponts thermiques causés par le support métallique du récepteur, les tiges qui fixent la colonne du récepteur au boîtier ainsi qu'à la longueur des tubes où sont introduits les capteurs de température et de pression. Pour cela, nous avons modifié la conception pour le prototype. Nous avons fixé la colonne avec des matériaux isolants et diminué la longueur des tubes.

La figure 60 représente la variation de la température de sortie du gaz avec le nombre de fluidisation.

Nous pouvons remarquer que la température de sortie de l'air diminue lorsque le nombre ou la vitesse de fluidisation augmente ce qui paraît logique car le débit d'air est plus important. Par ailleurs comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, l'excédent de gaz par rapport au débit au minimum de fluidisation, remonte à travers la colonne sous forme de bulles et de ce fait une partie plus ou moins importante de gaz n'est pas au contact des particules.

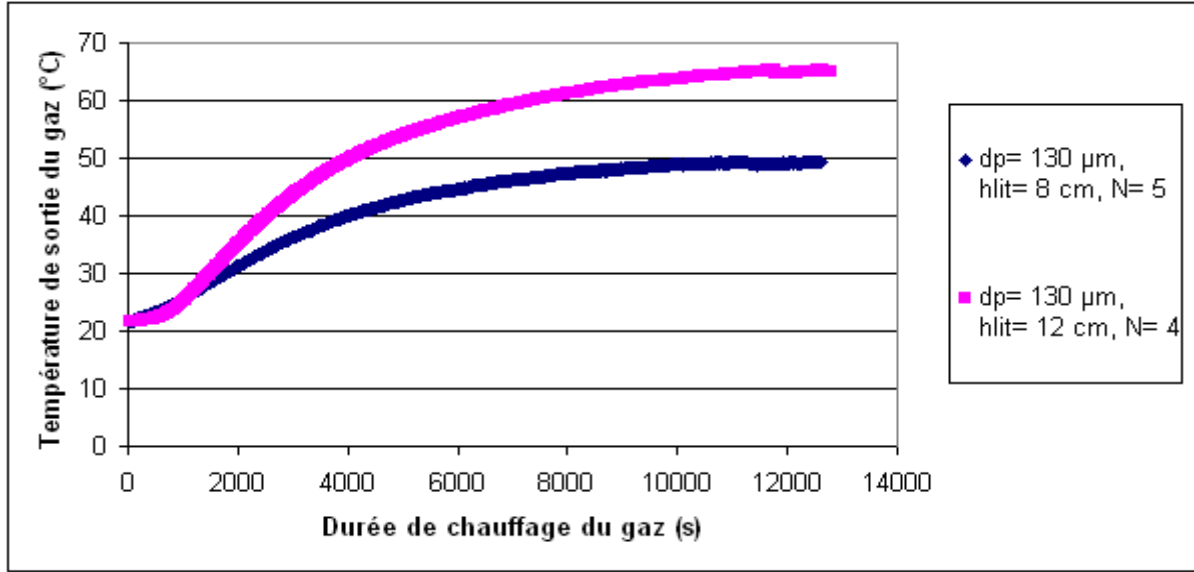


Figure 59- Variation de la température de sortie du gaz du récepteur avec la durée de chauffage

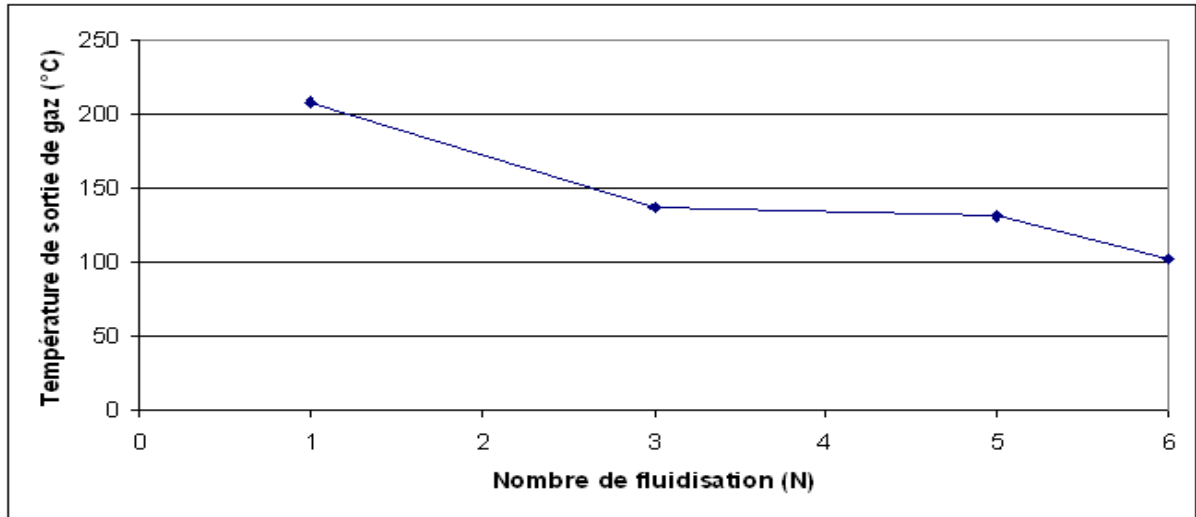


Figure 60- Variation de la température de sortie du gaz avec le nombre de fluidisation ($dp = 130 \mu m$, $hlit = 8 \text{ cm}$, $\Phi = 16 \text{ kW/m}^2$)

Nous avons établi un bilan thermique en régime permanent permettant de déterminer la température de sorti du gaz dans le récepteur.

Flux incident absorbé - Pertes par rayonnement au niveau de la fenêtre et de l'enveloppe du récepteur - Pertes convectives au niveau de la fenêtre et de l'enveloppe du récepteur = Augmentation de l'enthalpie du gaz

$$\tau \Phi_0 - (e_{env} \sigma (T_{env}^4 - T_a^4) + S_{env} h_{env} (T_{env} - T_a)) - (e_{vitre} \sigma (T_{vitre}^4 - T_a^4) + S_{vitre} h_{vitre} (T_{vitre} - T_a)) = \rho_g c_g U (T_{gs} - T_{ge}) \quad (76)$$

Pour simplifier ce bilan nous avons posé quelques hypothèses :

On considérera que la température à la surface du lit est égale à la température de sortie du gaz c'est-à-dire qu'il n'y a pas de surchauffe au niveau de cette région.

L'indice α indique que l'on se trouve à température ambiante.

τ est le coefficient de transmission de la plaque en quartz

La température de l'enveloppe T_{env} est calculée en déterminant l'atténuation de la température dans la couche isolante située entre la colonne du récepteur et l'enveloppe.

La densité de flux est celle utilisée lors de l'expérience pour faire une comparaison entre les résultats de calcul et ceux de l'expérience

La figure 61 présente une comparaison entre les résultats obtenus théoriquement et expérimentalement pour un lit de particules de 130 μm de diamètre et pour une hauteur de lit de 12 cm.

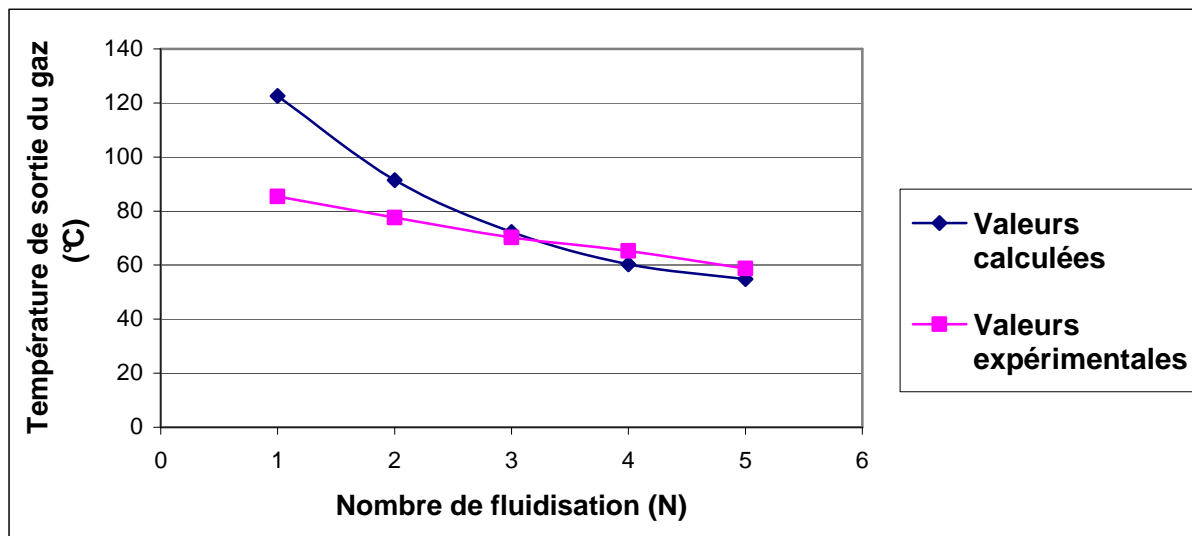


Figure 61- Comparaison des températures de sortie du gaz obtenues expérimentalement et théoriquement

Sur le graphique ci-dessus nous pouvons apercevoir les résultats obtenus théoriquement et ceux obtenus expérimentalement à différents nombres de fluidisation. On constate qu'il y a une concordance entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales sauf pour les deux premiers points. Cet écart peut être expliqué par les hypothèses qu'on a posées et aussi par le fait qu'on n'a pas pris en compte la hauteur du lit. On peut conclure aussi que le dispositif n'étant pas bien conçu pour effectuer des bilans thermiques précis en raison des ponts thermiques.

c- Profil de la température dans le lit fluidisé

La figure 62 représente le profil de la température dans le lit fluidisé pour des particules de 130 μm , une hauteur de lit de 12 cm et des nombres de fluidisation de 1 et 5. On constate que la température ne varie pas beaucoup tout au long du lit pour $N=1$ et cela est dû à l'homogénéité du milieu mais aussi au faible flux thermique incident. L'écart de température entre le haut et le bas de la colonne est de 5 °C. Cependant, cet écart est de 24 °C pour $N=5$ et cela dans la partie hétérogène du lit. En effet, pour $N=5$ on n'a pas une variation significative dans la partie homogène du lit et on a un écart de température de 21 °C dans la partie hétérogène ou ciel du lit. Les faibles puissances utilisées ne permettent pas de chauffer le lit à

haute température. Les résultats sur le profil de la température dans le sens radial montrent qu'on a une température homogène dans pratiquement tous les essais qu'on a réalisés.

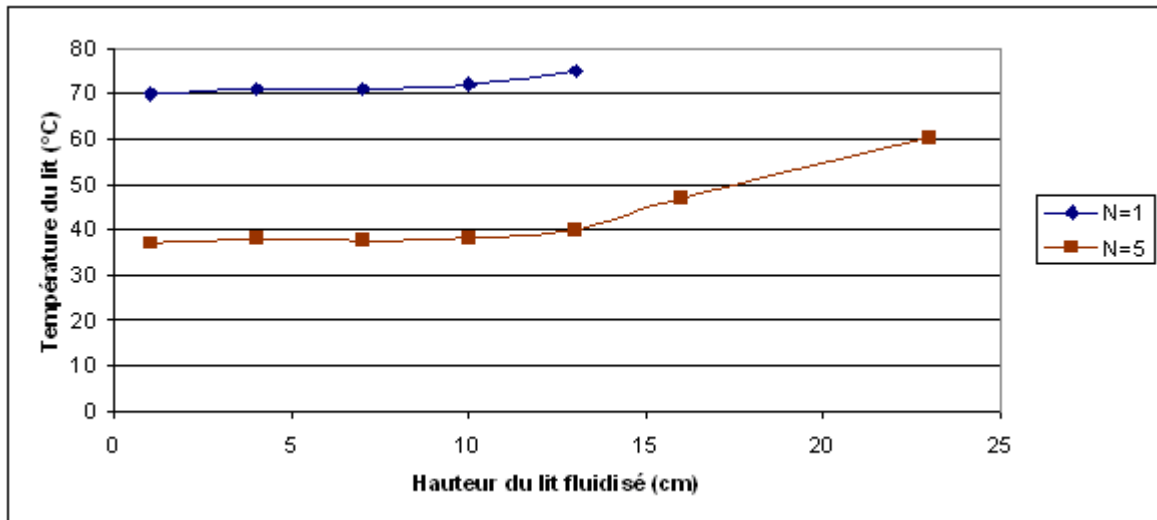


Figure 62- Profil de la température dans le lit fluidisé de particules de 130 µm et de hauteur initiale de 12 cm

4- Conclusion

L'étude au laboratoire est constituée de deux expérimentations :

La première partie est consacrée à la fluidisation à froid. L'objectif principale de cette étude est le choix de la géométrie et des dimensions de la colonne du récepteur solaire (figure 63). En plus de cet objectif, on a pu choisir certains paramètres (nombre de fluidisation, hauteur du lit...) et leurs grandeurs à étudier en utilisant le récepteur. Nous avons pu déterminer les données d'entrée du modèle des transferts radiatifs comme la porosité du lit. Nous avons aussi prédit que les particules de 130 µm ne sont pas de bonnes candidates aux essais de fluidisations à chaud au four solaire à Odeillo. Cependant, nous allons vérifier cela en réalisant quelques essais.

La deuxième partie réalisée en parallèle est consacrée à l'étude du récepteur avec chauffage par lampes infrarouges au laboratoire. Ce premier prototype présente quelques inconvénients comme les ponts thermiques causés par les supports métalliques et aussi la détérioration des réflecteurs des lampes. Les modifications que nous avons réalisées sur le deuxième prototype nous ont permis de remédier à ces problèmes.

Ce premier prototype nous a permis aussi de vérifier l'influence de quelques paramètres expérimentaux comme la hauteur du lit et la taille des particules sur l'efficacité du récepteur à des températures pas très élevées.

L'étude expérimentale réalisée au laboratoire sera complétée par d'autres essais pour mieux connaître le comportement des lits fluidisés avec des matériaux autre que le carbure de silicium et tester d'autres paramètres.

En fin, ce dispositif peut servir aussi comme support pédagogique aux élèves ingénieurs à l'Ecole des Mines d'Albi ou aux étudiants en général pour les initier au domaine des énergies renouvelables et en particulier l'énergie solaire.

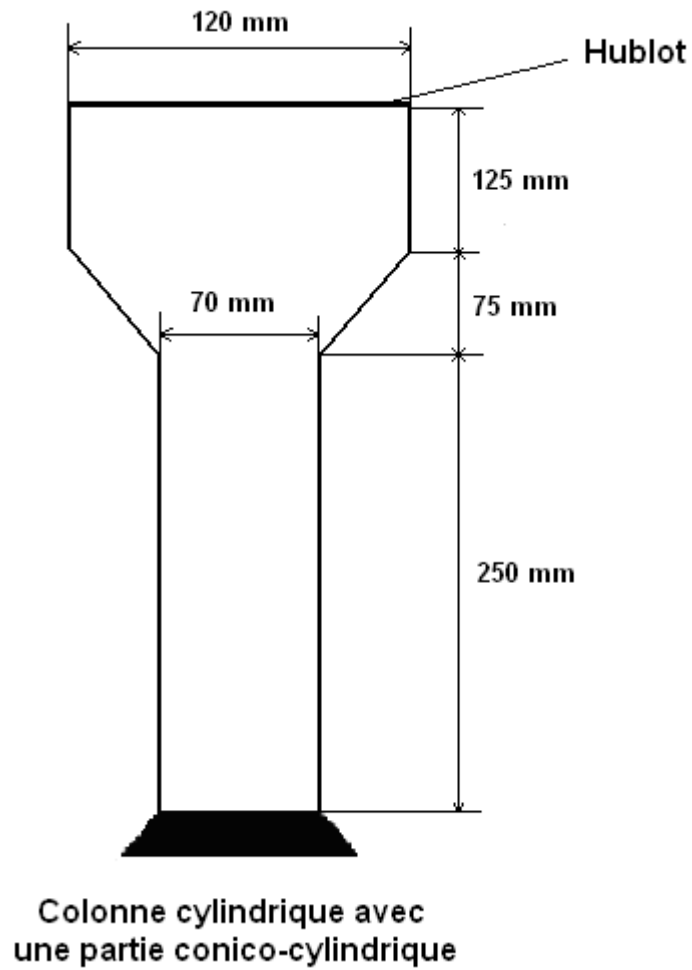


Figure 63- Géométrie et dimensions de la colonne choisie et utilisée dans le récepteur solaire

Chapitre VI
Etude expérimentale au four solaire

I- Introduction

Après avoir choisi la géométrie et les dimensions de la colonne du récepteur solaire, nous avons conçu et réalisé toutes les autres parties du récepteur. Elles seront détaillées dans le paragraphe suivant. Nous avons conçu ce récepteur de manière à ce qu'il soit adapté au four solaire de 4,6 m du PROMES-CNRS à Odeillo.

Une des utilisations de ce type de récepteur solaire peut être la collecte de l'énergie solaire afin de produire de l'électricité par le passage de l'air chaud comprimé dans une turbine (voir figure 64). Cependant, dans notre étude nous avons utilisé de l'air à pression atmosphérique. Avant de réaliser les différents essais expérimentaux il était primordial de connaître le fonctionnement du four solaire, ses différents composants et caractériser cette source naturelle de chaleur.

Cette partie du rapport est consacrée à la description du récepteur solaire et du four solaire utilisé. Nous présentons aussi l'étude expérimentale, l'influence des paramètres physiques comme la taille des particules, la hauteur du lit et le flux solaire incident sur le rendement du récepteur, ainsi que les différents calculs et bilans thermiques.

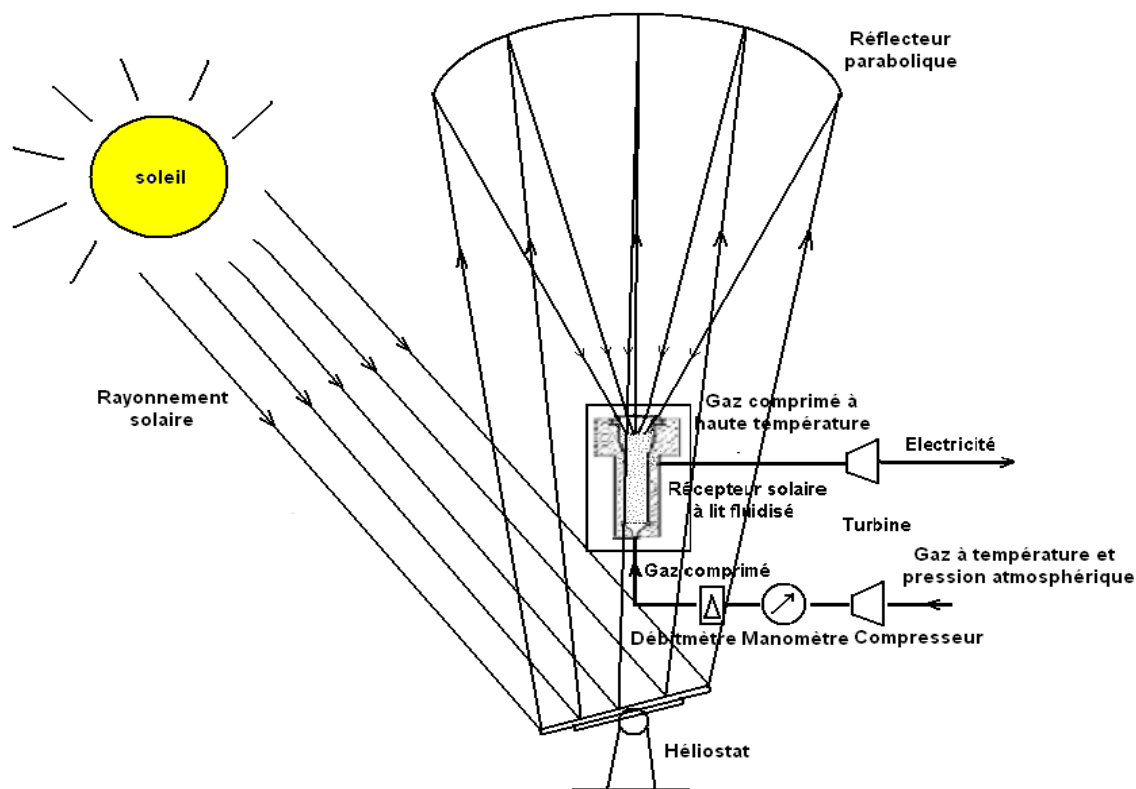


Figure 64- système de collecte et de conversion de l'énergie solaire en électricité

2- Dispositifs expérimentaux

2-1- Description du récepteur solaire réalisé

Le récepteur solaire est constitué d'une colonne de fluidisation, d'un cyclone pour la récupération des particules fines éventuellement entraînées par l'air vers la sortie de la colonne et des dispositifs de mesure et d'enregistrement des températures, des pressions et du

débit d'air (voir figures 65 et 66). Les références techniques et les fournisseurs des différents composants du récepteur solaire sont portés en annexe 2.

L'ensemble expérimental mis au point permet de suivre l'évolution de la température et de la perte de charge dans le lit fluidisé. Le dispositif a été conçu pour chauffer un gaz (air) introduit à température ambiante jusqu'à une température avoisinant les 1000 K. L'alimentation du lit fluidisé en chaleur se fait par le mode de transfert direct (rayonnement solaire concentré) par le haut de la colonne à travers une fenêtre transparente en quartz. L'ensemble du récepteur est placé au four solaire de 4,6 m au PROMES à Odeillo.

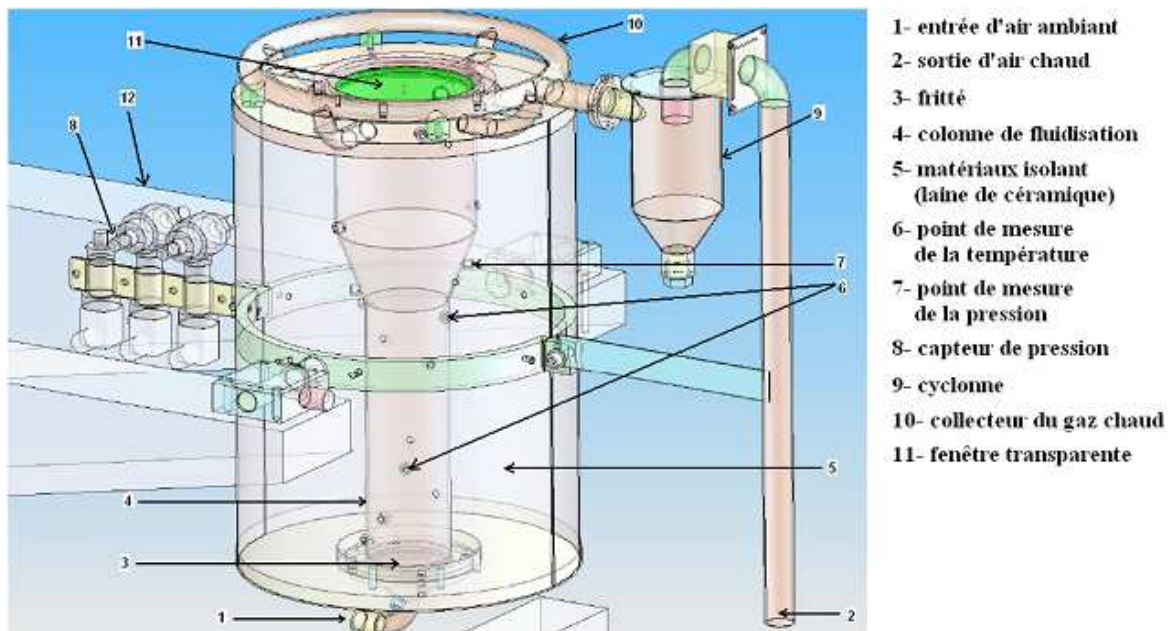


Figure 65- Schéma du récepteur solaire à lit fluidisé



Figure 66- Vue d'ensemble du récepteur réalisé durant son fonctionnement

2-1-1-Colonne de fluidisation

La colonne qui contient les particules de carbure de silicium à fluidiser (décrites dans le quatrième chapitre) est en acier inoxydable réfractaire AISI 310, placée au dessus du distributeur de gaz. Nous avons choisi l'acier réfractaire AISI 310 pour sa résistance aux très hautes températures (1100 °C). La géométrie et les dimensions de la colonne sont présentées dans le chapitre 5. Le dispositif est équipé d'un cyclone pour récupérer les fines particules entraînées par l'air à la sortie de la colonne, afin de ne pas contaminer l'environnement et déterminer la quantité de particules échappées de la colonne (figure67).

Le distributeur placé à la base de la colonne est un fritté en forme de disque en acier inoxydable AISI 316, de 70 mm de diamètre et 3 mm d'épaisseur. Un cône en acier inoxydable placé avant la colonne permet l'arrivée d'air au niveau du fritté. Le flux solaire incident passe à travers une fenêtre transparente en quartz de 120 mm de diamètre et 3 mm d'épaisseur. La colonne de fluidisation est recouverte entièrement d'une couche de laine de céramique, permettant son isolation thermique.

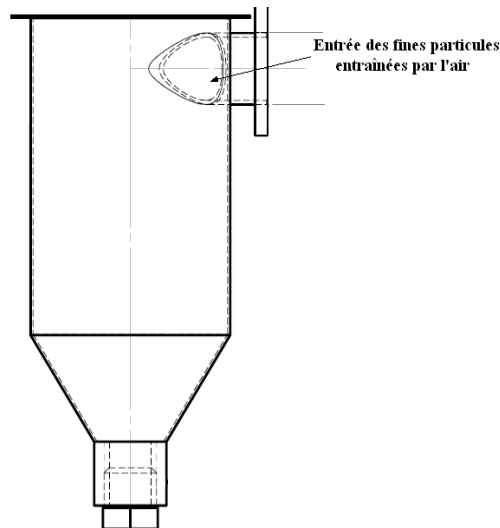


Figure 67- Schéma du cyclone pour la récupération des fines particules

2-1-2- Le circuit d'air

Les expériences sont réalisées en utilisant de l'air. Un débitmètre massique permet de régler et de mesurer le débit d'air à l'entrée de la colonne, tandis qu'un manomètre contrôlant la pression de l'air est placé juste avant le débitmètre. L'intervalle de mesure du débitmètre massique est de $[0 - 30] \text{ Nm}^3/\text{h} \pm 0,5 \%$. L'évacuation de l'air chaud est assurée par quatre sorties, qui convergent vers un collecteur cylindrique en haut de la colonne (figure 68).

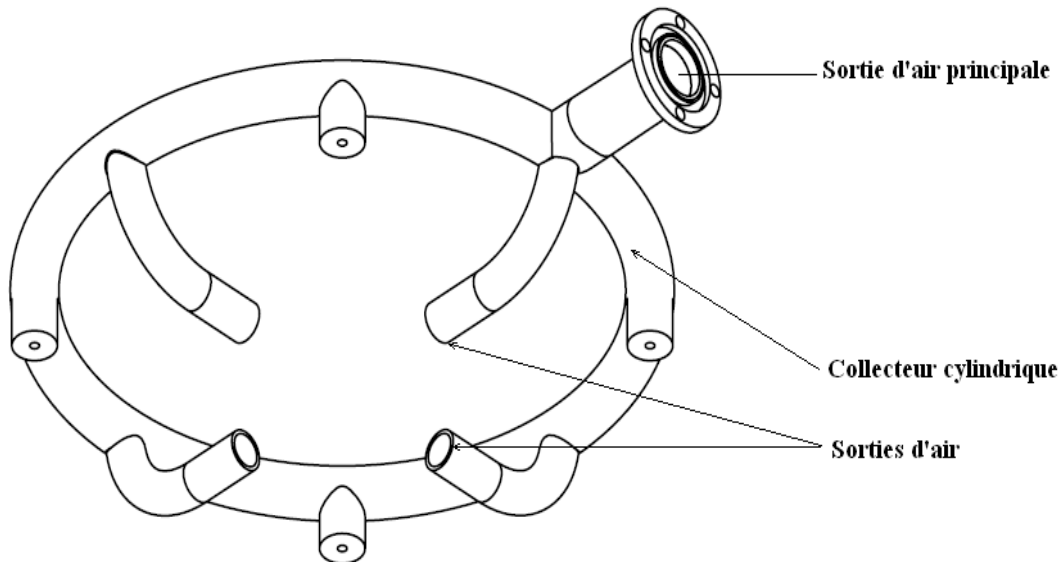


Figure 68- Schéma du collecteur cylindrique d'air

2-1-3- Dispositif de mesure et d'acquisition des données

Le dispositif expérimental est équipé de 20 thermocouples chromel-alumel (type K), permettant la mesure de la température tout au long de la colonne. Douze thermocouples sont placés au centre de la colonne pour avoir le profil de la température dans le lit. Deux thermocouples sont placés à l'entrée et à la sortie de la colonne pour mesurer la température du gaz et déterminer l'efficacité du récepteur. Six thermocouples permettent de mesurer la température au niveau de la paroi externe de la colonne et à côté de la fenêtre. Pour la mesure de la perte de charge dans le lit fluidisé, l'installation est équipée de 3 capteurs de pression. Le premier est placé avant le fritté pour la mesure de la pression relative et les deux autres sont à 240 mm et 430 mm du bas de la colonne pour la mesure des pertes de charge (voir figure 69). L'ensemble des éléments de mesure est raccordé à une acquisition de donnée, pilotée par un ordinateur (figure 70).

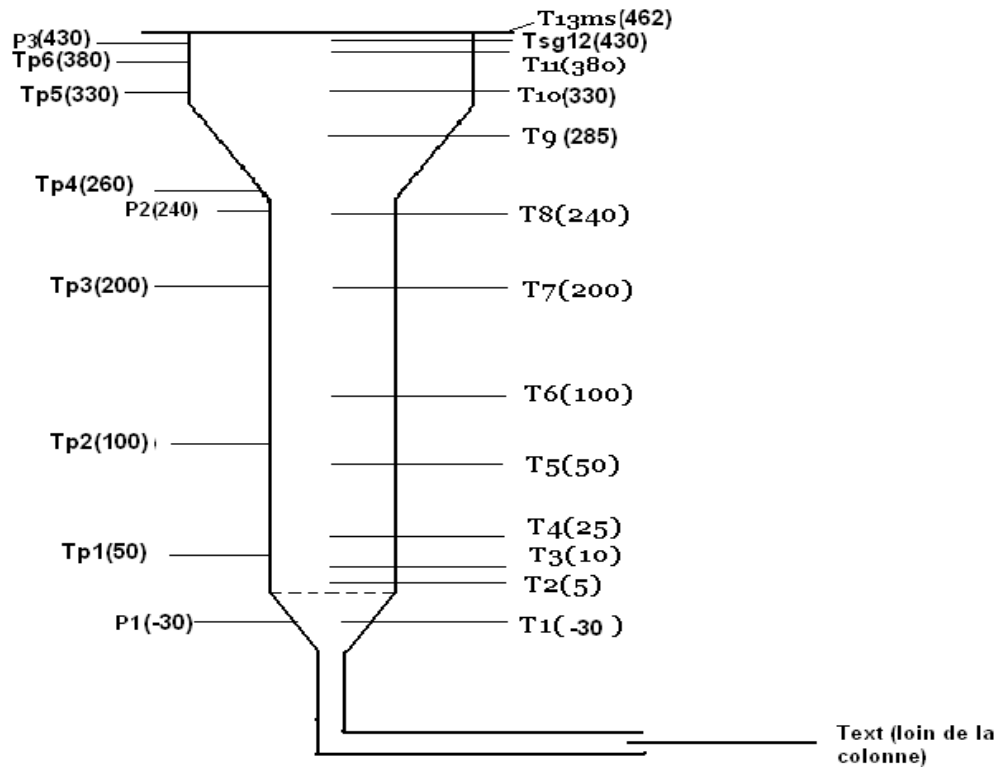


Figure 69- Emplacement des thermocouples et des capteurs de pression

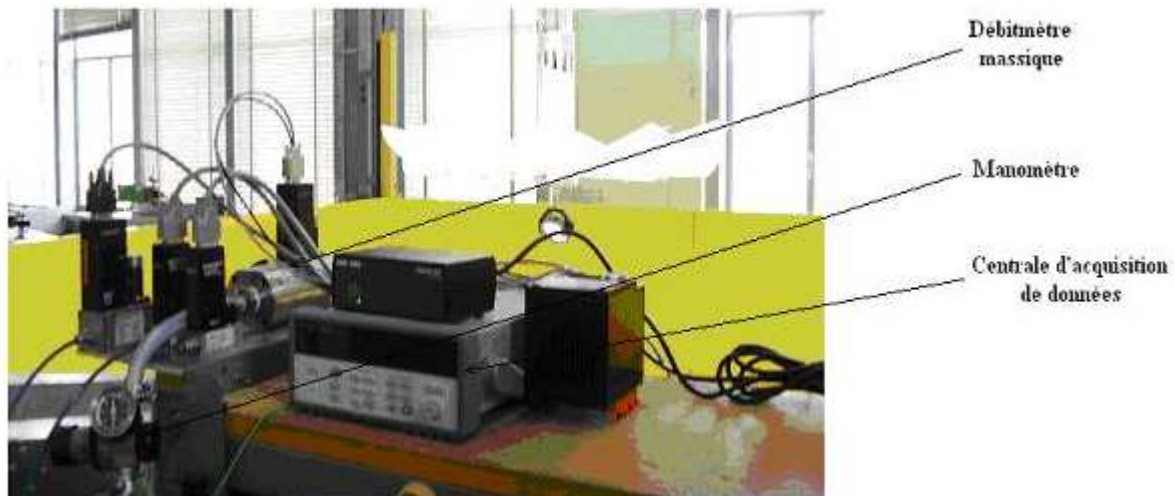


Figure 70- Dispositifs de mesure et d'acquisition de données

2-2- Four solaire

2-2-1- Description du dispositif de concentration solaire

Le chauffage de l'air à haute température dans le récepteur solaire se fait à l'aide de l'énergie solaire concentrée au four solaire de 4,6 m du laboratoire PROMES à Odeillo. Ce type de système de concentration de l'énergie solaire permet de capter et de concentrer la composante directe du rayonnement solaire.

Le four solaire est une installation à double réflexion. Ce dispositif optique permet de concentrer, à l'intérieur d'une zone appelée foyer, le rayonnement émis par une source à distance infinie. Le rayonnement solaire est réfléchi par un héliostat plan asservi au

mouvement apparent du soleil par des vérins hydrauliques à pression d'huile, composé de 108 miroirs carrés de 0,5 m de côté. Cet héliostat est orientable vers une calotte sphérique fixe dont l'axe est vertical, sur laquelle sont disposés 306 miroirs hexagonaux de 0,26 m de diamètre et de 7,6 m de distance focale.

Les caractéristiques du concentrateur parabolique utilisé sont les suivantes : diamètre 4,6 m, distance focale 3,18 m, angle solide d'ouverture 71° . Les réflecteurs sont argentés sur leur surface arrière. Un obturateur à pales orientables par commande pneumatique, placé entre le concentrateur et le plan focal, permet la régulation du flux incident au niveau du récepteur solaire à lit fluidisé (figure 71). Le dispositif est équipé d'une potence permettant la fixation du récepteur. Le déplacement horizontal et vertical de la potence par commande pneumatique permet de positionner le foyer solaire dans l'axe du récepteur solaire.

Les pertes d'énergie par réflexion au niveau de l'héliostat et de la parabole ajoutées aux pertes dues aux défauts de planéité des miroirs d'héliostat, des défauts de réglage (héliostat-concentrateur), de l'état des surfaces réfléchissantes et de l'obturateur, font que l'énergie totale reçue au foyer baisse d'environ 45 % par rapport au rayonnement solaire incident

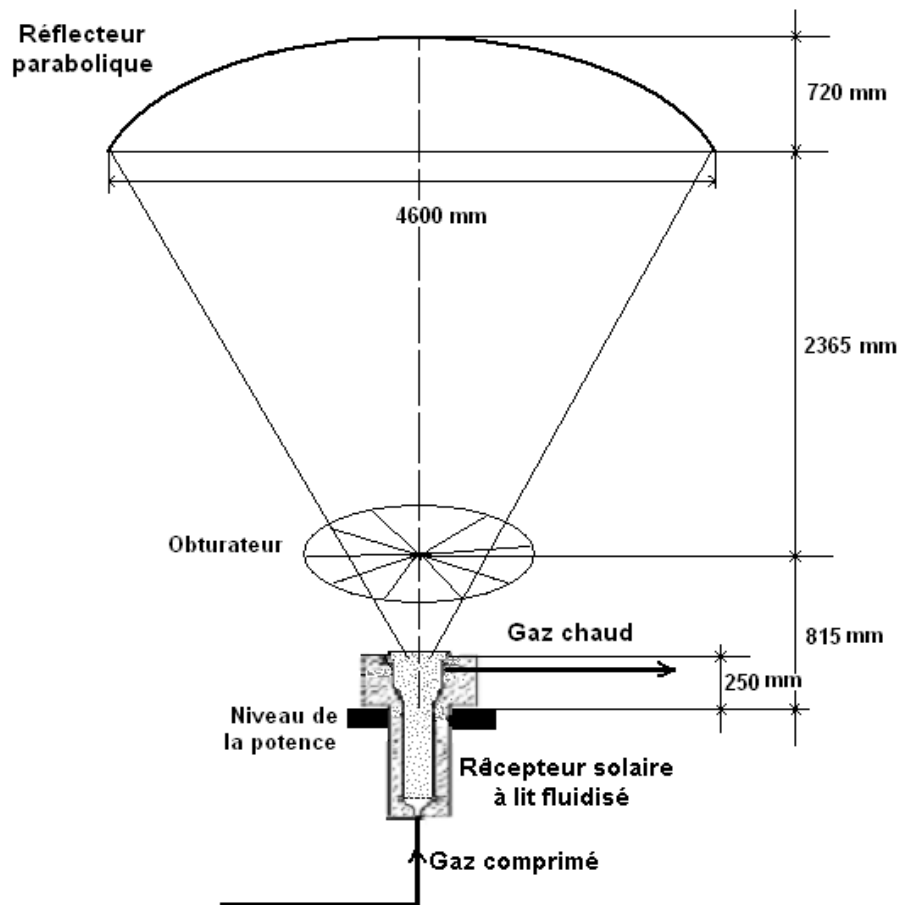


Figure 71- Schéma du dispositif de concentration solaire

2-2-2- Position du foyer solaire

La distance focale est de 3,18 m. le diamètre de la tache solaire au niveau du foyer solaire est d'environ 60 mm. Pour des raisons d'encombrement et des dimensions du récepteur solaire à lit fluidisé, le foyer solaire se situe à 10 mm en dessous de la fenêtre transparente du récepteur. Pour connaître la densité de flux au foyer solaire nous avons réalisé

des mesures calorimétriques tout en reproduisant les mêmes conditions de positionnement du récepteur.

2-3- Mesure Calorimétrique de la puissance solaire incidente

2-3-1- Description du dispositif

Nous avons réalisé des mesures calorimétriques au foyer solaire. Pour réaliser ces essais nous avons utilisé un calorimètre dit Lebrun et une cible placée à gauche du calorimètre. Une caméra infra-rouge CCD est utilisée pour prendre les photos de la tache solaire incidente sur la cible. Cette tache est réfléchie vers un miroir placé au-dessus de la cible et la caméra est orientée vers ce miroir. Pour reproduire les conditions d'utilisation du récepteur solaire, nous avons conçu deux diaphragmes identiques en acier réfractaire AISI 310 de diamètre d'ouverture égal à celui de la fenêtre. Les deux diaphragmes sont placés au-dessus du calorimètre et de la cible et à la même distance du foyer solaire que la fenêtre du récepteur. La description du dispositif est présentée sur la figure 72.

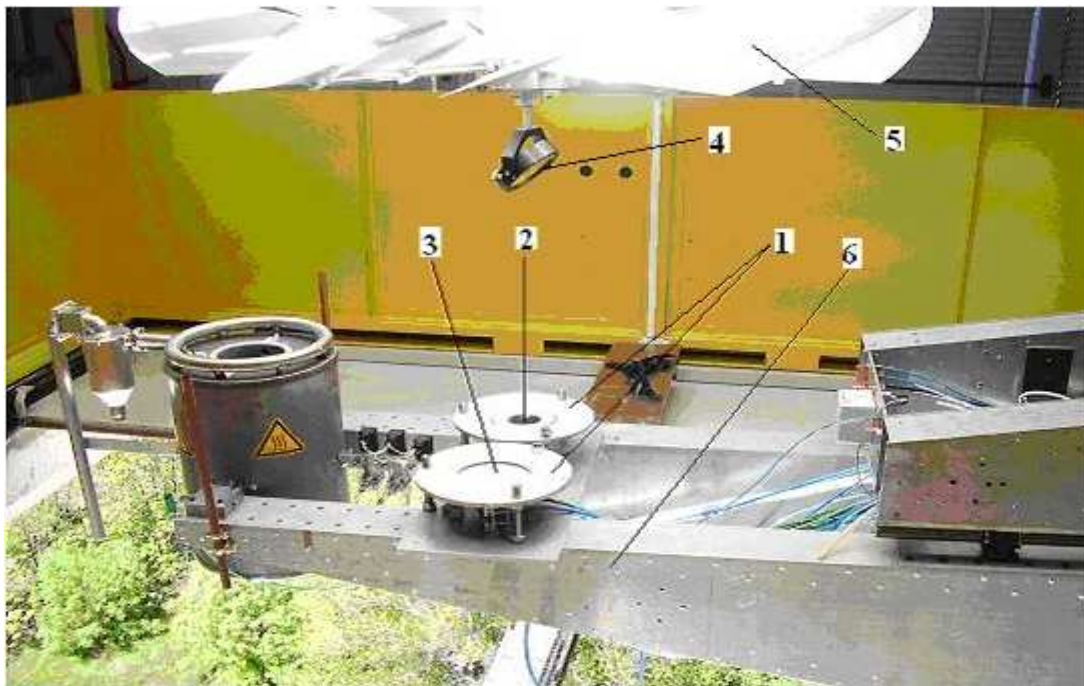


Figure 72- Dispositif de mesure du flux solaire incident

1- Diaphragmes 2- Calorimètre 3- Cible 4- Miroir 5- Obturateur 6- Potence

2-3-2- Caractéristiques du calorimètre

Les calorimètres utilisés sont de forme cylindrique et sont constitués d'un enroulement simple comprenant les tuyaux de montée et de descente de l'eau, les dimensions du calorimètre étudié sont de 6,5 cm de diamètre d'entrée et de 6,8 cm de profondeur. Les mesures de températures utilisées pour les calculs de ΔT sont effectuées grâce à deux thermocouples de type K (positionnés respectivement à l'entrée et à la sortie du cylindre) et branchés en différentiel (figure 73). Pour exploiter les valeurs fournies, une boîte contenant un dispositif d'amplification et de correction d'offset est utilisé.

La totalité du calorimètre est entouré d'isolant pour éviter les échanges thermiques avec l'extérieur. Le principe de fonctionnement du calorimètre est présenté en annexe 3.

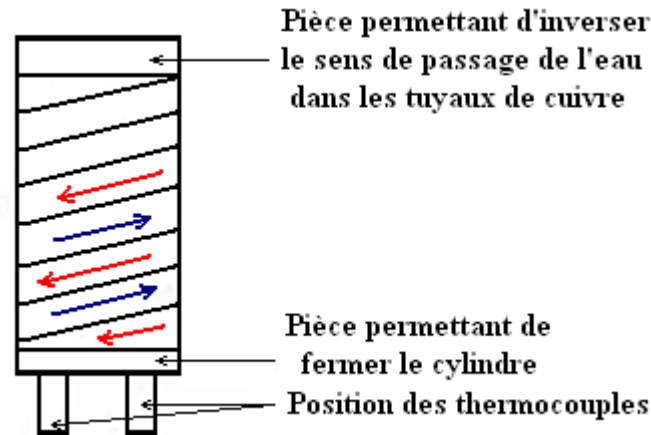


Figure 73- Schéma simplifié du calorimètre

2-3-3- Résultats des mesures calorimétriques

La figure 74 représente les résultats que nous avons obtenus en utilisant le diaphragme et la fenêtre pour différentes ouverture de l'obturateur. L'obturateur s'ouvre verticalement. La fermeture complète de l'obturateur correspond à 23 ° et l'ouverture complète correspond à 90 °. Les photos de la tache solaire prise à l'aide de la caméra-rouge montrent que le diamètre de la tache solaire sans obturateur est de 54 mm.

Nous avons aussi déterminé le coefficient de transmission de la fenêtre en comparant les résultats des mesures calorimétriques en utilisant le diaphragme avec et sans fenêtre transparente. Le coefficient de transmission obtenu est de 0,93. Dans le tableau 15 sont indiqué les résultats de la puissance incidente sur le lit de particules obtenus pour l'ouverture complète de l'obturateur avec diaphragme et avec et sans fenêtre.

Tableau 15- Résultats des mesures calorimétriques pour une ouverture complète de l'obturateur

Conditions des mesures	Avec diaphragme	Avec diaphragme et fenêtre
Puissance incidente sur le lit fluidisé (W)	4300	4000

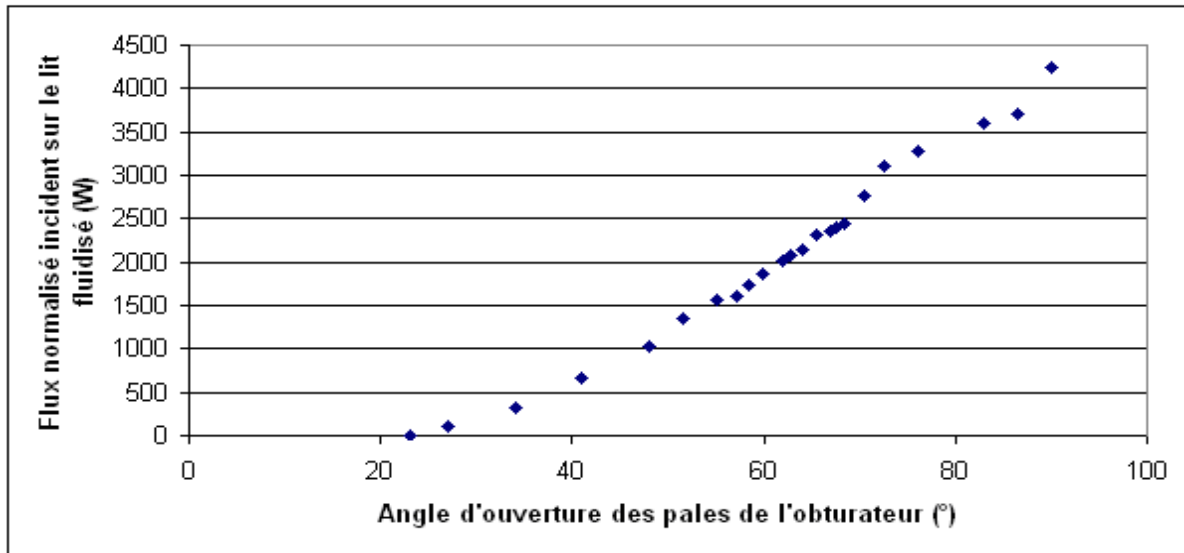


Figure 74- Puissance normalisée totale reçue en fonction de l'ouverture des pales de l'obturateur

3- Etude expérimentale : fluidisation à chaud

Cette étude expérimentale, menée à l'aide du dispositif réalisé de conversion de l'énergie solaire concentré utilisant un lit fluidisé de carbure de silicium, nous a permis d'évaluer l'importance des principaux paramètres du système. Ce dispositif nous permet également d'étudier les transferts de chaleur, ainsi que son efficacité thermique.

3-1-Conditions expérimentales

Paramètres de l'étude expérimentale

Durant notre étude, nous avons fait varier les paramètres suivants :

a- Taille des particules

Les particules utilisées dans cette étude sont du carbure de silicium de 130 μm , 280 μm et 600 μm de diamètre moyen.

b- Hauteur du lit au repos

Les résultats des essais de fluidisation à froid nous ont permis de choisir les hauteurs du lit fixe, pour les trois tailles de particules, afin d'avoir un lit bien fluidisé et des particules bien brassées.

c- Nombre de fluidisation N

Pour que le récepteur soit efficace, il faut qu'il y ait une bonne interaction entre le ciel du lit fluidisé et le rayonnement solaire incident. Pour cela nous n'avons testé que les nombres de fluidisation qui permettent d'avoir une hauteur de lit fluidisé suffisante pour qu'il y ait cette bonne interaction entre les particules et le rayonnement solaire incident. Les valeurs des nombres de fluidisation et des hauteurs du lit fluidisé, pour les trois tailles de particules et les

différentes hauteurs de lit au repos sont celles obtenues lors de la fluidisation à froid et elles sont regroupées dans le tableau 16.

d- Flux solaire incident

Nous avons fait varier la densité de flux solaire en pilotant l'ouverture des pales de l'obturateur situé entre le concentrateur parabolique et le récepteur solaire. Les résultats sont indiqués sur la figure 76 pour un flux solaire direct normal incident (DNI) de 1000 W/m².

Tableau 16- Paramètres expérimentaux étudiés dans le récepteur solaire à lit fluidisé

Taille des particules	Hauteur du lit fixe(cm)	Débit volumique (m ³ /h)	Débit massique (kg/m ² s)	Nombre de fluidisation $N=U/U_{mf}$	Hauteur du lit fluidisé (cm)
130 μ m	10	2	0,17	8,3	32
		2,4	0,204	10	37
		2,8	0,24	11,7	40
	12	2	0,17	8,3	32
		2,4	0,204	10	38
	16	1,4 1,6	0,12 0,136	5,8 6,7	33 41
280 μ m	8	10,4 12,09	0,896 1,04	7,3 8,45	35 40
	12	9,1 9,23	0,784 0,795	6,3 6,4	35 42
	16	6,5 8,06	0,56 0,694	4,6 5,7	32 40
	8	21,6 24,3	1,872 2,106	4,6 5,1	37 43
	12	16,2 18,9	1,404 1,638	3,4 4	34 40
	16	10,8 13,5 14,58	0,936 1,17 1,264	2,3 2,8 3	30 38 42

3-2- Protocole expérimental

Les essais expérimentaux consistent à envoyer de l'air ambiant par le bas de la colonne durant une certaine période. Le débitmètre massique nous permet de choisir et de réguler le débit d'air à envoyer dans la colonne. Après la mise en fluidisation des particules solides, nous ouvrons la trappe du four pour envoyer le rayonnement solaire vers la parabole de concentration. L'ouverture de l'obturateur placé entre la parabole et le récepteur solaire nous permet d'envoyer le rayonnement solaire concentré vers le récepteur. Le contrôle de l'angle d'ouverture des pales de l'obturateur nous permet de réguler la densité de flux solaire arrivant au lit du récepteur à travers la fenêtre transparente. Les essais sont réalisés durant la période où le rayonnement incident ne subit pas beaucoup de variations (voir figure 75). Après avoir choisi les conditions de l'expérience, qui sont la taille des particules, la hauteur

du lit, le nombre de fluidisation N , et le flux solaire incident, nous commençons l'essai. Durant les essais, les valeurs des températures et des pertes de charge, mesurées par les thermocouples et les capteurs de pression sont récupérées par une centrale d'acquisition de données, connectée à un ordinateur. Les températures mesurées dans le lit fluidisé correspondent à une température intermédiaire entre celles de l'air et les particules. On attend que le régime permanent soit atteint (la température dans le lit et celle de sortie du gaz sont stables) et 5 à 10 min après cela, on arrête l'expérience. La durée d'une expérience est d'environ 30 mn. Les résultats sont enregistrés pour un traitement ultérieur. La figure 76 présente la variation de la température de sortie du gaz durant la fluidisation à chaud pour un lit de 16 cm de particules de $280\ \mu\text{m}$ et $N=5,7$.

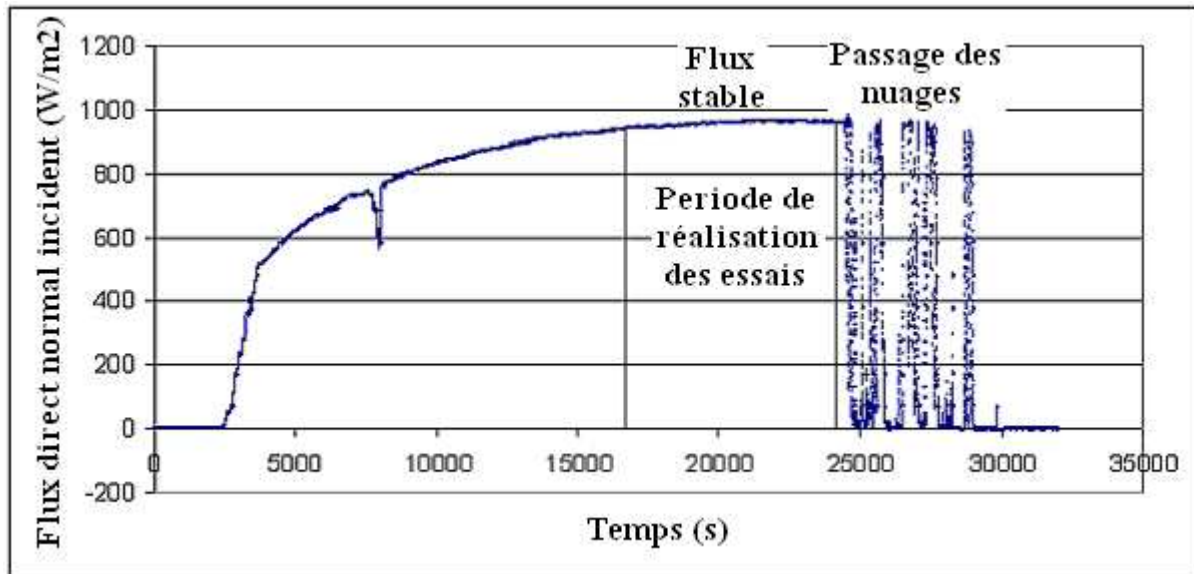


Figure 75- Variation du DNI en fonction du temps durant une journée ensoleillée

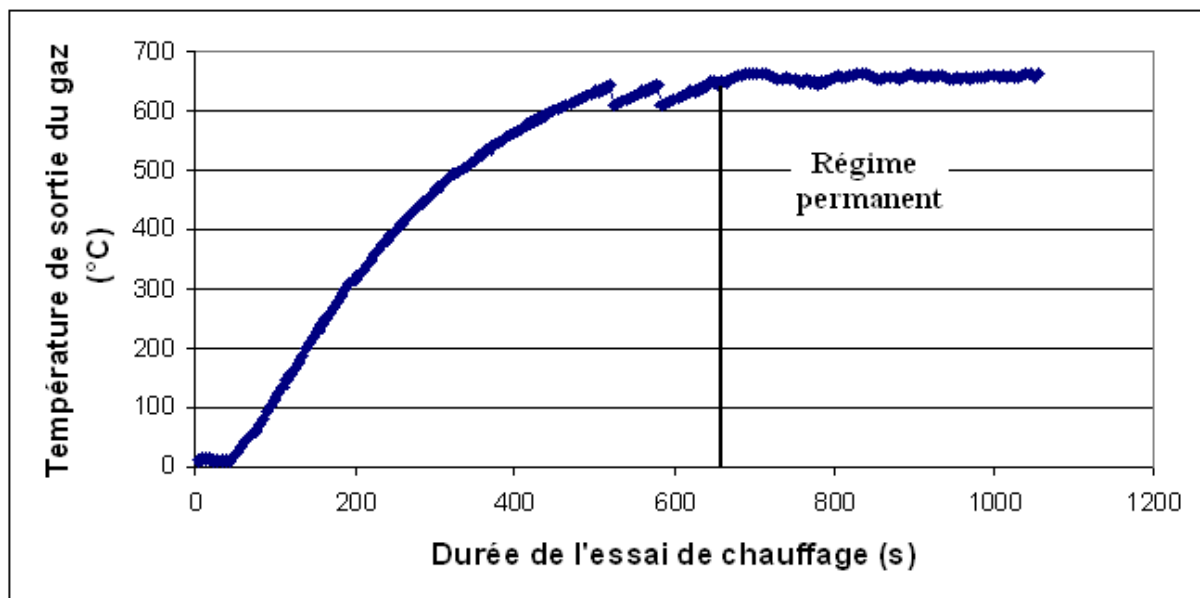


Figure 76- Variation de la température de sortie du gaz du récepteur avec la durée de chauffage

3-3- Essais préliminaires

En utilisant le récepteur solaire, nous avons, dans un premier temps, réalisé des essais à froid pour vérifier le fonctionnement du récepteur et l'acquisition des données. Le fonctionnement à froid vérifié, nous avons fait des tests à chaud pour positionner la tache solaire dans l'axe du récepteur. Les premiers essais à chaud nous ont permis aussi de vérifier la résistance et l'aptitude de la fenêtre à laisser passer le flux solaire. Une comparaison de la perte de charge, dans le lit fluidisé pour deux essais dans les mêmes conditions, l'un à froid et l'autre à chaud pour une puissance incidente de 1,5 kW, nous a permis de constater que cette perte de charge ne varie pas beaucoup entre les deux cas (figure 77). Ce résultat montre que l'hypothèse qu'on a posée concernant les régimes de fluidisation à chaud et à froid est vérifiée. En effet on peut dire que la dynamique des particules à chaud est proche de ce qu'on a obtenu à froid. Ce qui nous permet d'utiliser les vitesses de fluidisation et les hauteurs de lit obtenues à froid lors des essais à chaud avec un minimum d'erreur.

Les thermocouples placés aux niveaux de la paroi nous permettent de suivre l'évolution de ces températures au cours du temps. En raison des très hautes températures, il est indispensable de surveiller la température de la paroi pour déterminer la zone la plus chaude et éviter de dépasser la température limite d'utilisation de la colonne. La température maximale à la paroi qu'on ne doit pas dépasser est de 950 °C, afin de ne pas détériorer le récepteur. Nous avons constaté que le thermocouple qui mesure la zone à plus haute température est celui qui se situe à 330 mm à partir du bas de la colonne.

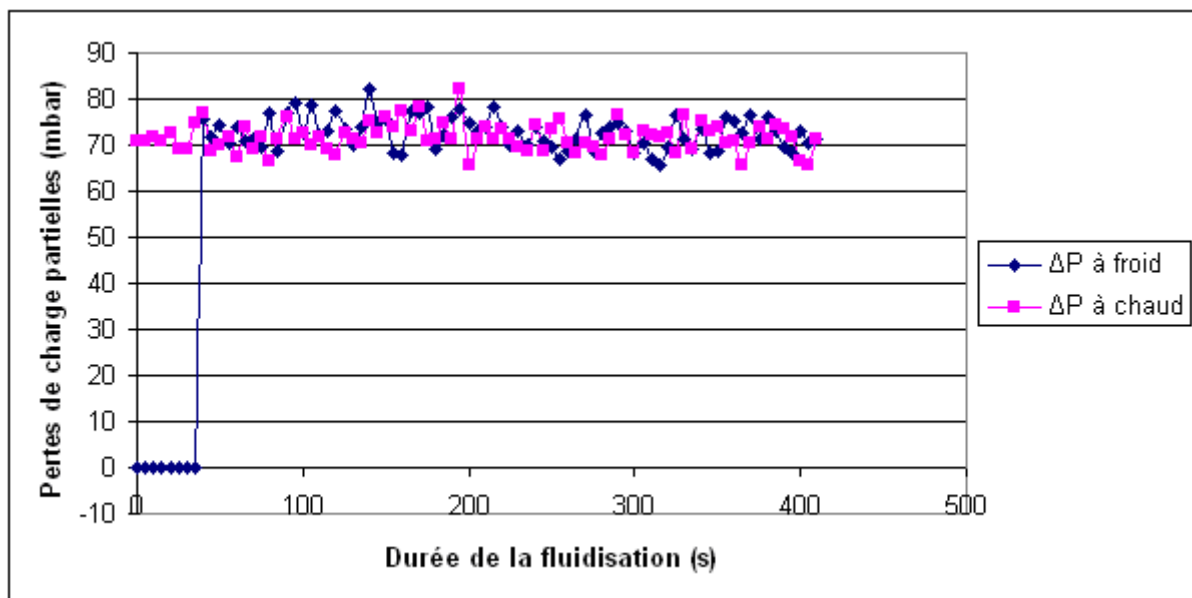


Figure 77- Variation de la perte de charge dans un lit fluidisé de particules de 600 µm et N= 3,4

3-4- Résultats expérimentaux et discussion

a- Distribution des températures dans le lit

La figure 78 représente les profils de la température pour deux lits de 10 cm de particules de 130 µm à deux nombres de fluidisation de 10 et 11,7. La figure 79 représente les profils de température pour deux lits de 16 cm de particules de 280 µm et à des nombres de fluidisation de 4,6 et 5,7. La figure 80 sont représentés les profils de température pour un lit

de 12 cm et $N=4$ et trois lits de 16 cm et $N= 2,3, 2,8$ et 3 de particules de $600\ \mu\text{m}$. Nous constatons que la température est maximale à 73 mm en dessous de la fenêtre, ce qui correspond au flux de chaleur maximal dans le lit. Nous remarquons aussi que la température est homogène dans la partie inférieure du lit où le déplacement des particules est ordonné et elle est croissante dans la deuxième partie du lit où le mouvement des particules est plus important. Ces premières couches du lit sont aussi directement chauffées par le rayonnement incident.

Les résultats de l'étude ont montré qu'on a le même profil pour les trois tailles de particules, aux différents hauteurs du lit et de nombres de fluidisation, ainsi qu'à des densités de flux solaires différentes.

Ce profil de la température dans le lit fluidisé est identique à faible densité de flux de chaleur incidente (figure 64 correspondant aux résultats obtenus avec le premier récepteur et les particules de $130\ \mu\text{m}$ dans le chapitre 5) qu'à forte densité de flux (figure 80 correspondant aux résultats obtenus avec le deuxième récepteur et les particules de $130\ \mu\text{m}$).

Sur la figure 80 on remarque une évolution plus importante de la température dans la zone de la colonne qui correspond à la partie conique. On peut expliquer cela par la présence de perturbation dans le mouvement des particules, dû au changement de section dans la colonne. Ce phénomène est remarquable pour les particules de $600\ \mu\text{m}$ qui nécessitent des débits d'air importants contrairement aux particules de taille moins importante.

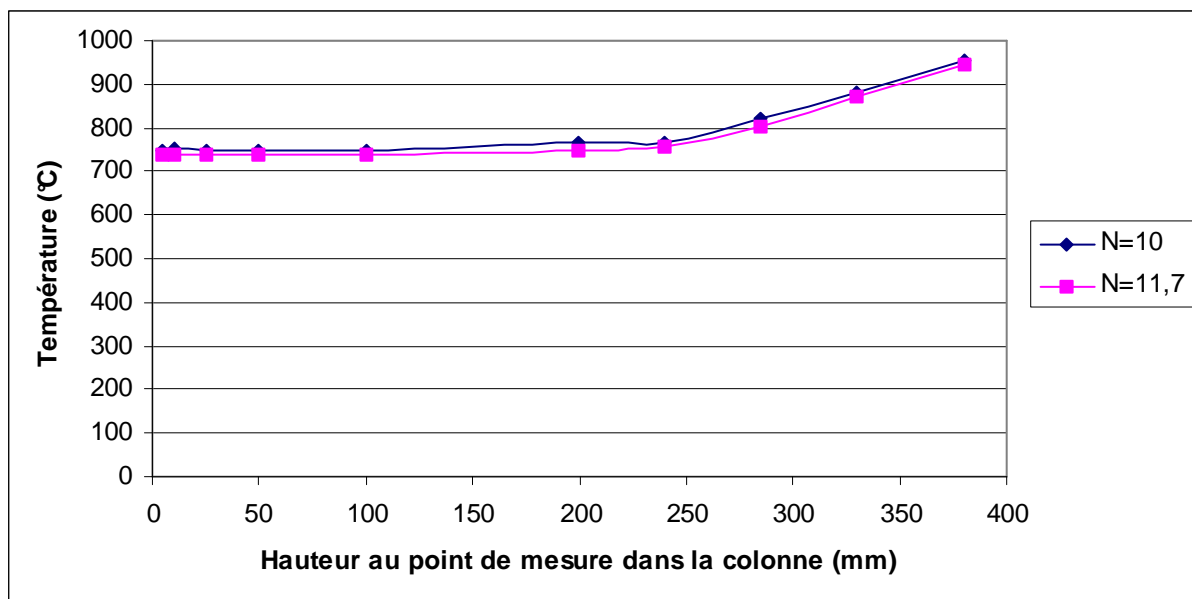


Figure 78- Profil de la température dans le lit de 10 cm de particules de $130\ \mu\text{m}$

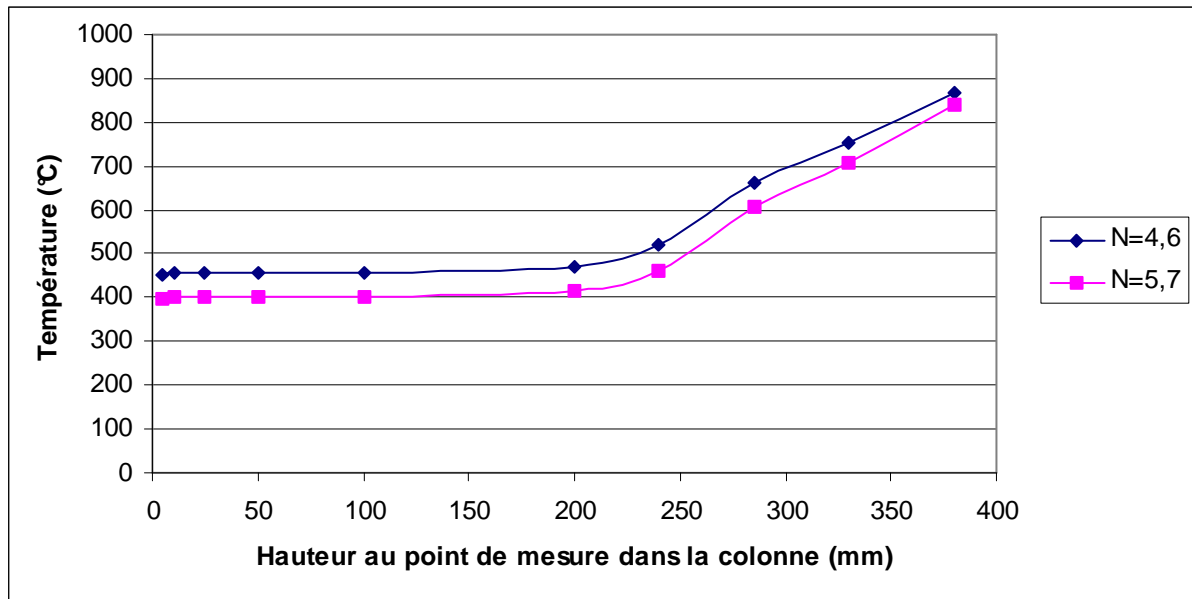


Figure 79- Profil de la température dans le lit de 16 cm de particules de 280 µm

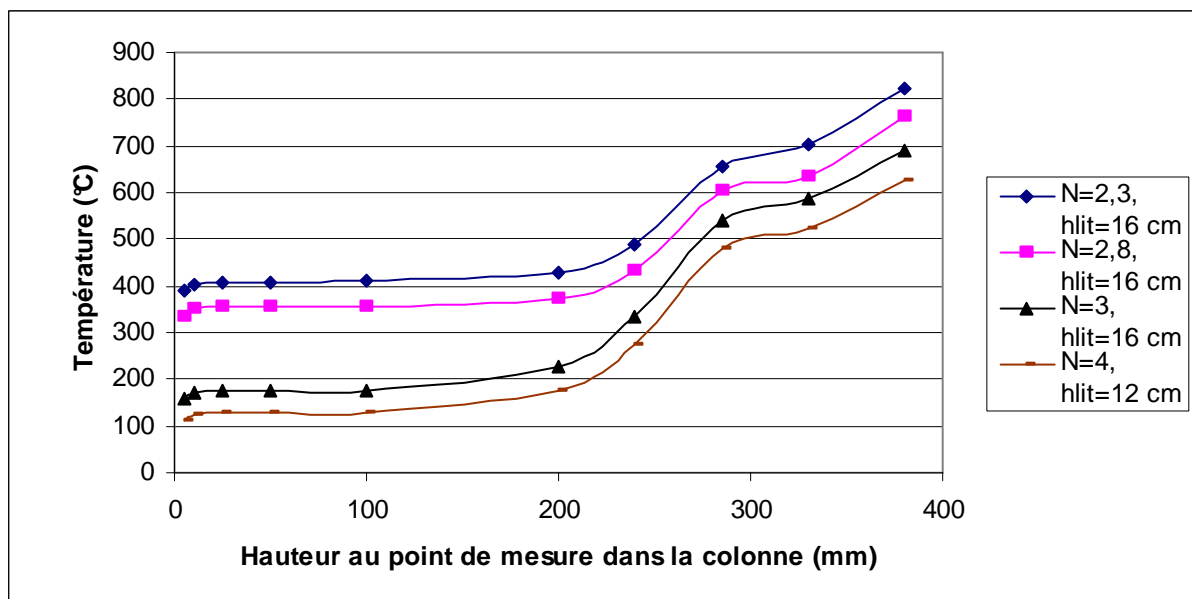


Figure 80- Profil de la température dans le lit de 16 cm de particules de 600 µm

On peut constater aussi que le gradient de la température dans le lit est plus important dans les lits de 280 µm et 600 µm que dans ceux de 130 µm. Pour une meilleure illustration de cette évolution, nous avons présenté dans le tableau 17 les températures minimales, maximales et l'écart entre les deux températures dans les lits de 130, 280 et 600 µm. Nous remarquons qu'il y a une surchauffe du gaz à la surface du lit (tableau 17).

Tableau 17- Comparaison des températures minimale, maximale et moyenne dans les lits de 130, 280 et 600 μm

Taille des particules (μm)	Température minimale ($^{\circ}\text{C}$)	Température maximale ($^{\circ}\text{C}$)	$T_{\text{max}} - T_{\text{min}}$ ($^{\circ}\text{C}$)	Température de sortie du gaz ($^{\circ}\text{C}$)
130	750	956	206	750
280	489	900	411	680
600	159	697	538	440

b- Profil de la température à la paroi de la colonne

Nous avons tracé sur les figures 81, 82 et 83 les profils de la température à la paroi externe de la colonne, pour les trois tailles de particules, dans les mêmes conditions expérimentales que celles des essais représentés dans les figures 78, 79 et 80. On constate l'accroissement de la température en fonction de la hauteur, elle passe par un maximum puis elle chute en haut de la colonne. La température maximale se situe juste en bas du foyer solaire. Cette partie de la colonne est la zone la plus irradiée par le flux solaire incident et comme indiqué auparavant, c'est cette zone de la paroi de la colonne qu'il faut surveiller, afin de ne pas détériorer le récepteur. Le récepteur solaire est réalisé en acier inoxydable et la limite d'utilisation de ce matériau est de 950°C . Le fonctionnement du récepteur est bridé par ce point chaud. Ce dernier constitue un point faible de la géométrie choisie en utilisant le four solaire de 4,6 m. Les trois thermocouples situés dans la partie supérieure de la colonne sont les plus exposées aux radiations solaires. A ce niveau de la colonne la densité du lit est faible. Cela permet une propagation facile du rayonnement dans toutes les directions y compris vers les parois. Pour augmenter la température d'utilisation du récepteur, il faudra donc choisir : un matériau plus résistant aux très hautes températures comme la céramique ou modifier la géométrie.

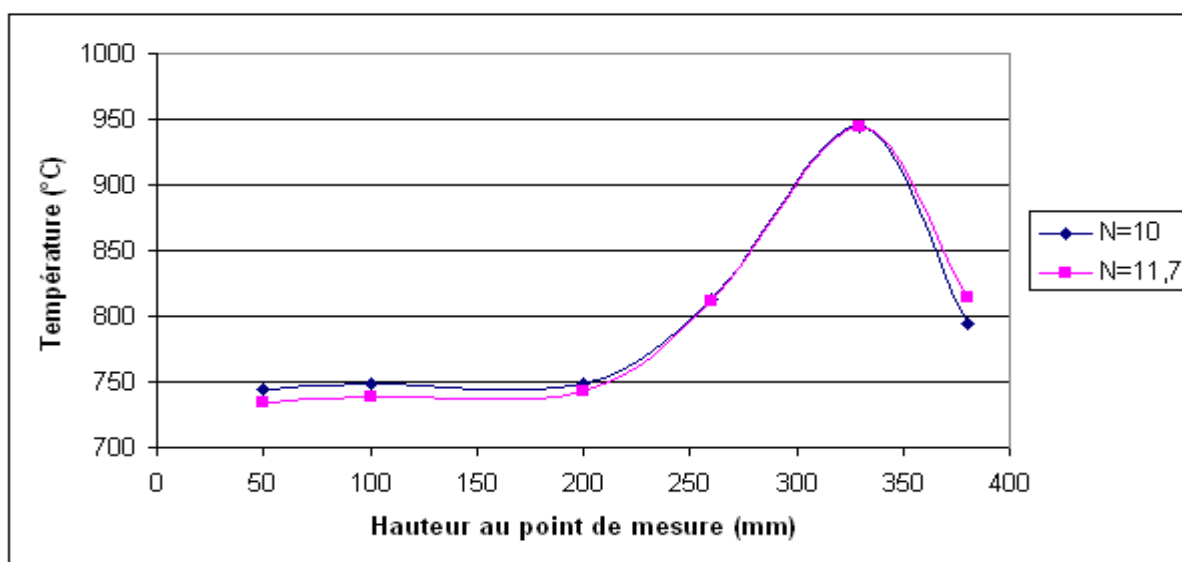


Figure 81- Profil de la température à la paroi pour un lit de 10 cm constitué de particules de 130 μm

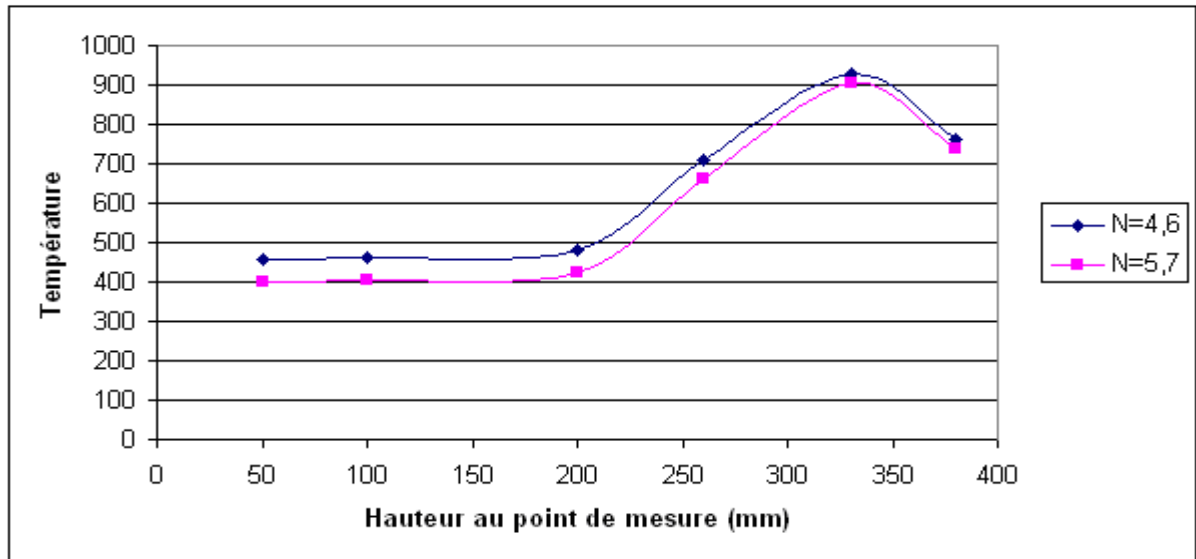


Figure 82- Profil de la température à la paroi pour un lit de 16 cm de particules de 280 µm

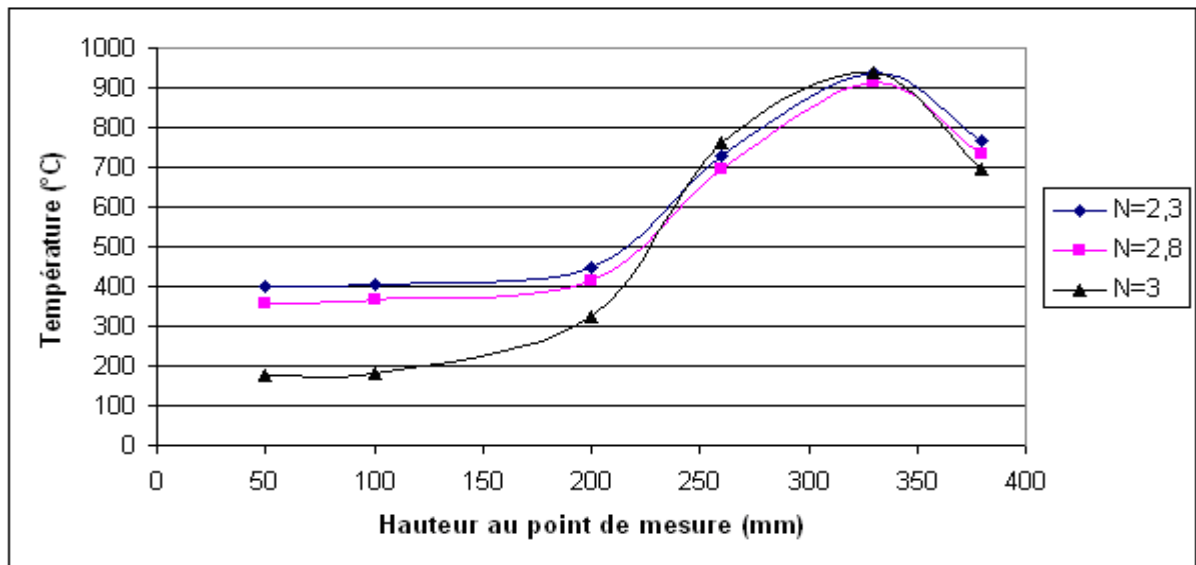


Figure 83- Profil de la température à la paroi pour un lit de 16 cm de particules de 600 µm

c- Efficacité thermique du récepteur

L'efficacité thermique est définie comme étant le rapport entre la variation de l'enthalpie du gaz ΔH_g et la puissance solaire disponible sur la surface du lit fluidisé.

$$\eta_g = \frac{\Delta H_g}{\Phi_s} \quad (74)$$

$\Delta H_g = \dot{m} C_{p_g} \Delta T$: enthalpie de l'air

Φ_s : est la puissance solaire à la surface du lit fluidisé

La capacité thermique massique de l'air (en j/kg K) peut s'exprimer par :

$$C_p = 1020 - 0,1796 T + (0,501 \cdot 10^{-3}) T^2 - (2 \cdot 10^{-7}) T^3 \quad (77)$$

Cette relation est valable dans la plage de température [20,1500] °C.

Les résultats de calcul de l'efficacité du récepteur solaire obtenue pour une température maximale à la paroi de 950 °C sont regroupés dans les tableaux 18, 19 et 20. Les résultats sont donnés avec une incertitude relative d'environ 6 %.

Tableau 18- Résultats expérimentaux des essais de fluidisation à chaud pour les particules de 130 µm

Hauteur du lit au repos (cm)	10	
Nombre de fluidisation (N)	10	11,7
Puissance solaire à la surface du lit (W)	2090	2092
ΔH_g (W)	626	745
Température de sortie du gaz (°C)	750	764
Rendement η (%)	30	36

Tableau 19- Résultats expérimentaux des essais de fluidisation à chaud pour les particules de 280 µm

Hauteur du lit au repos (cm)	8		12		16	
Nombre de fluidisation (N)	7,3	8,45	6,3	6,4	4,6	5,7
Puissance solaire à la surface du lit (W)	3517	3060	3370	3182	2160	2344
ΔH_g (W)	2110	1973	2117	2078	1453	1728
Température de sortie du gaz (°C)	600	491	680	661	654	631
Rendement η (%)	60	65	62	66	67	74

Tableau 20- Résultats expérimentaux des essais de fluidisation à chaud pour les particules de 600 μm

Hauteur du lit au repos (cm)	8		12		16		
Nombre de fluidisation (N)	4,6	5,1	3,4	4	2,3	2,8	3
Puissance solaire à la surface du lit (W)	2418	2560	2523	2610	3165	3165	2487
ΔH_g (W)	2008	2202	2141	2245	2212	2508	2129
Température de sortie du gaz ($^{\circ}\text{C}$)	286	279	401	363	601	550	440
Rendement η (%)	83	86	84	86	70	79	85

On remarque que la taille des particules a un effet négatif sur la température de sortie du gaz. Pour une même hauteur du lit au repos, l'augmentation de la taille des particules a pour conséquence une légère diminution de la densité du lit. Cette diminution de la densité de la suspension a un effet négatif sur le transfert de chaleur comme indiqué aussi par Eriksson et Golriz [88] et donc sur la température du gaz. Ceci peut être expliqué par le fait que la capacité thermique du solide est plus importante que celle du gaz et les surfaces d'échanges diminuent avec l'augmentation de la taille des particules.

Pour les particules de 130 μm , on a une température maximale du gaz à la sortie du récepteur de 765 $^{\circ}\text{C}$, elle est de 680 $^{\circ}\text{C}$ pour les particules de 280 μm et de 601 $^{\circ}\text{C}$ pour les particules de 600 μm .

On constate aussi que le rendement du récepteur augmente avec la taille des particules et on atteint un rendement maximum de 86 % avec les particules de 600 μm . La fluidisation des grosses particules nécessite des débits d'air important, ce qui permet d'évacuer plus d'énergie par le gaz et de diminuer les pertes thermique dans le lit et donc augmenter l'efficacité du récepteur. Les résultats obtenus corroborent ceux obtenus par (Mickley et Trilling, [80], Basu et Nag, [81], Stromberg, [82] et Fraley *et al.* [83]. Ils ont constaté que le coefficient de transfert de chaleur total diminue avec l'augmentation de la taille des particules.

Pour les particules de 280 μm , la hauteur du lit au repos a un effet positif sur la température de sortie du gaz et sur l'efficacité du récepteur. Cependant, pour les particules de 600 μm , la température de sortie du gaz augmente avec l'augmentation de la hauteur du lit au repos et l'efficacité du récepteur ne varie pas beaucoup avec l'augmentation de ce paramètre. L'augmentation de la hauteur du lit a pour conséquence une augmentation des surfaces de contact entre les particules et l'air et donc une augmentation de la température de sortie de l'air. Ces surfaces de contact sont plus grandes pour les particules de 280 μm que celles de 600 μm .

On remarque que le nombre de fluidisation (débit d'air) a un effet négatif sur la température de sortie d'air et un effet positif sur le rendement du récepteur pour les trois tailles des particules, donc le temps de séjour de l'air dans le lit fluidisé. La diminution du temps de passage de l'air dans le lit fluidisé permet d'avoir des rendements importants et de diminuer

les pertes thermiques. Cependant, on ne peut pas augmenter infiniment le débit d'air pour ne pas entraîner les particules vers l'extérieur du récepteur et aussi pour ne pas détériorer la fenêtre du récepteur. L'effet du nombre de fluidisation sur le flux de chaleur ou efficacité du récepteur correspond à ce qu'a été trouvé par Foro [70] dans un réacteur avec chauffage indirect.

Pour les particules de 130 μm , on remarque qu'on a des températures plus importantes avec le nombre de fluidisation $N=11,7$ qu'avec $N=10$ et ceci est peut être dû à l'attrition des particules et au grand nombre de particules fines qui peuvent perturber la mesure de la température de l'air à la sortie du récepteur par le thermocouple placé dans un tube en alumine pour éviter le chauffage du thermocouple par rayonnement. Durant les essais de fluidisation à chaud réalisés avec les particules de 130 μm de diamètre moyen, nous avons remarqué que de fines particules se colle à la vitre et créent des fissures sur cette dernière. Pour cela, nous avons préféré ne pas continuer les essais avec ces particules.

La figure 84 représente la variation de la température moyenne du lit avec la densité de flux solaire pour un lit de 12 cm de particules de 280 μm et $N=6,3$. On remarque que la température moyenne du lit augmente avec l'augmentation de la densité de flux. Les particules de carbure de silicium ont un coefficient d'absorption très important (0,94) ce qui permet de limiter les pertes thermiques et d'augmenter la température du lit avec l'augmentation de la densité du flux. L'étude de l'influence de ce paramètre par Sasse et Ingel [4] lui ont permis de faire le même constat sur l'influence du flux thermique incident.

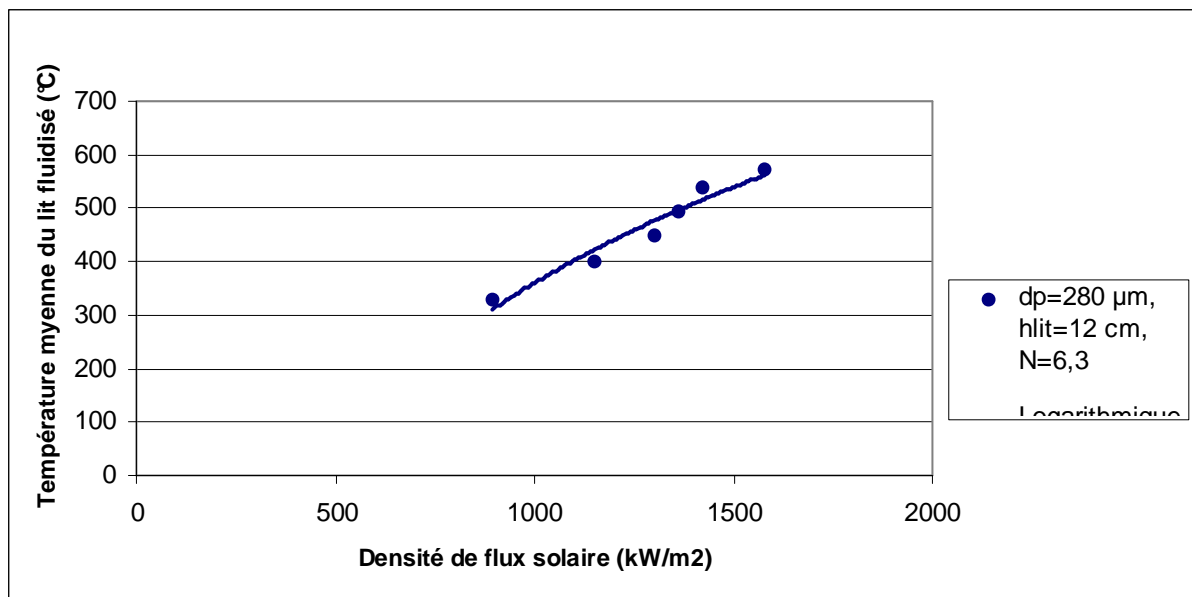


Figure 84- Variation de la température moyenne du lit en fonction de la densité de flux solaire incident pour des lits de 12 cm de particules de 280 μm et $N=6,3$

La variation de la température de sortie du gaz en fonction de la densité de flux solaire est représentée sur la figure 85, pour des particules de 280 μm , des hauteurs du lit au repos de 8 et 12 cm et des nombres de fluidisation de 7,3 et 6,3 respectivement. On constate que la densité de flux a un effet positif sur la température de sortie du gaz. Une grande partie du flux radiatif absorbé par les particules est transféré au gaz qui est transparent et le calcul des coefficients de transfert solide-gaz montre que ces coefficients sont relativement important (voir figure 86). Ce qui permet d'atteindre des températures de gaz importantes. L'étude

expérimentale menée par Flamant [7] montre aussi que la température de sortie du gaz augmente avec l'éclairement solaire moyen à la surface du lit.

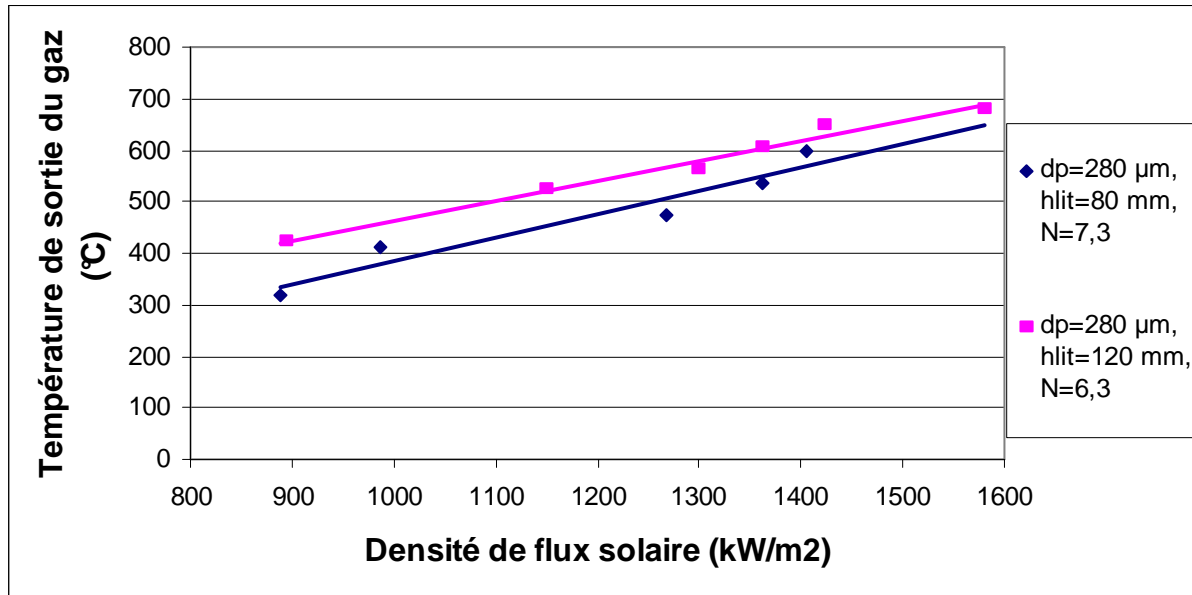


Figure 85- Variation de la température de sortie du gaz en fonction de la densité de flux solaire incident pour des lits de 8 et 12 cm de particules de 280 µm et N de 7,3 et 6,3

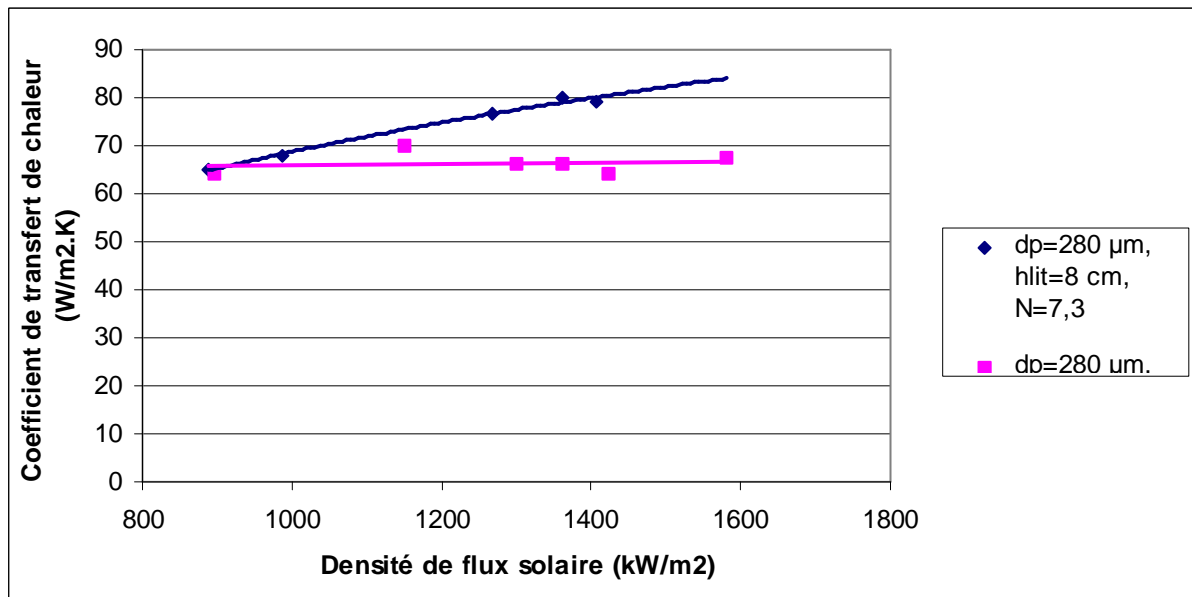


Figure 86- Variation du coefficient de transfert de chaleur en fonction de la densité de flux solaire incident pour des lits de 12 cm de particules de 280 µm et N=6,3

La figure 87 présente la variation du rendement thermique du récepteur en fonction de la densité de flux solaire incident pour des particules de 280 µm, des hauteurs de 8 et 12 cm et des nombres de fluidisation de 8 et 7. On remarque que l'efficacité du récepteur augmente légèrement avec l'augmentation de la densité du flux solaire incident dans le cas du lit de 8 cm et du nombre de fluidisation N=7,3 et ne varie presque pas dans le cas du lit de 12 cm et N=6,3. L'augmentation du rendement thermique dans le premier cas et sa stagnation dans le

second cas sont probablement dus au nombre de fluidisation qui est plus important dans le premier cas. L'augmentation du nombre de fluidisation ou du débit d'air permet d'extraire plus d'énergie dans le lit fluidisé et par conséquent de diminuer les pertes thermiques par rayonnement à travers la vitre transparente. On peut expliquer cela aussi par l'augmentation du coefficients de transfert solide-gaz dans le premier cas et sa stabilisation dans le second cas.

On peut dire que l'efficacité thermique du récepteur varie très peu pour des valeurs de flux élevées. Cette stabilité de l'efficacité thermique du récepteur rend le concept d'autant plus intéressant.

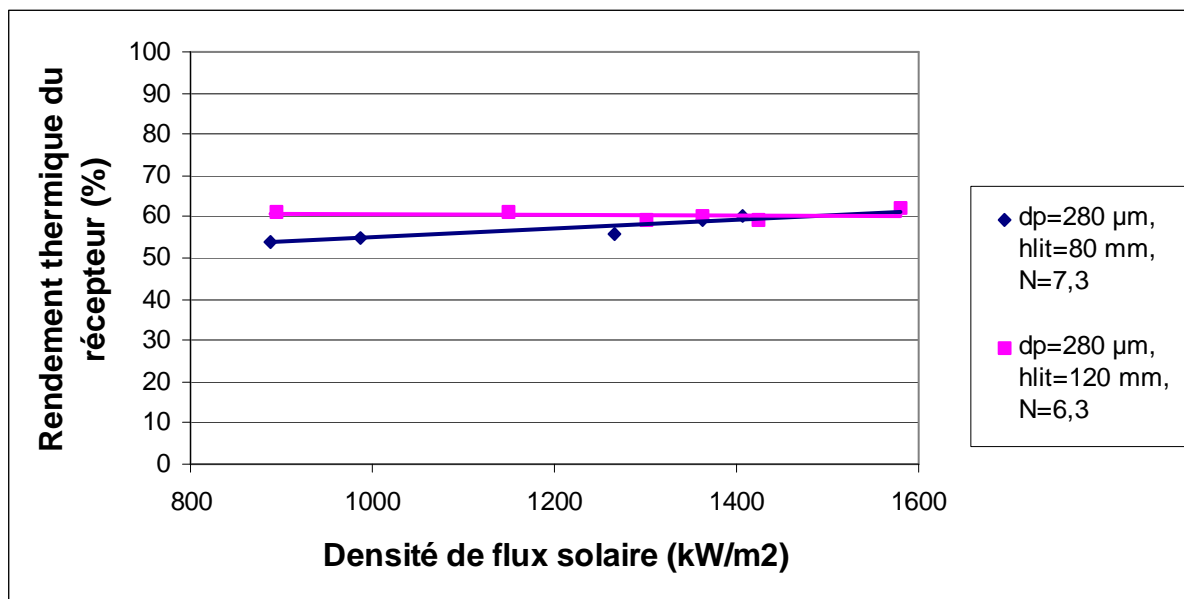


Figure 87- Variation du rendement thermique du récepteur en fonction de la densité de flux solaire incident pour des lits de 8 et 12 cm de particules de 280 μm et N de 7,3 et 6,3

Le Reynolds des essais que nous avons réalisé situe dans l'intervalle suivant : $4 < \text{Re}_p < 30$. Dans ces conditions nous pouvons utiliser la corrélation de Ranz et Marshall (Chapitre 2, paragraphe 2) pour calculer le nombre de Nusselt. Ceci afin de déterminer le coefficient de transfert de chaleur particules-gaz dans le lit fluidisé.

Le tableau 21 représente les résultats de la variation du nombre de Reynolds et du coefficient de transfert avec le nombre de fluidisation dans un lit de 16 cm de particules de 600 μm . On remarque que le coefficient de transfert de chaleur augmente avec l'augmentation du nombre de fluidisation. Ce qui permet aussi d'expliquer l'augmentation de la température de sortie du gaz et de l'efficacité du récepteur avec le nombre de fluidisation (voir tableau 20)

Tableau 21- Variation du nombre de Reynolds et du coefficient de transfert de chaleur avec le nombre de fluidisation dans un lit de 16 cm de particules de 600 μm

Nombre de fluidisation (N)	Nombre de Reynolds (Re)	Coefficient de transfert (h) $\text{W/m}^2 \text{ K}$
2,3	14,9	100
2,8	18,8	136
3	22,2	141

d- Variation de l'efficacité du récepteur avec la température de la paroi du récepteur

Nous avons testé trois températures à la paroi du récepteur (750, 850 et 950 °C) pour voir s'il y a un changement dans le comportement du récepteur. Nous avons constaté que la température de sortie du gaz augmente avec la hauteur du lit et diminue avec le nombre de fluidisation et la taille des particules. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 90 et dans le tableau 22. Nous avons représenté sur la figure 88 la variation de la température de sortie du gaz dans les lits de 12 et 16 cm de particules de 600 μm pour les trois températures à la paroi. On constate que l'écart des températures du gaz reste constant pour les températures de la paroi de 750 et 850 °C dans les lits de 12 et 16 cm mais cet écart diminue sensiblement dans le lit de 12 cm et augmente largement dans le lit de 16 cm pour les températures de 850 et 950 °C. Le tableau 23 montre que dans le lit de 12 cm les coefficients de transfert de chaleur solide-gaz varient beaucoup entre les températures à la paroi de 750 et 850 °C et il est constant entre 850 et 950 °C.

Le tableau 22 montre que le rendement du récepteur ne varie que légèrement avec l'augmentation de la température de la paroi pour des nombres de fluidisation pas très importants mais il diminue pour des nombres de fluidisation importants ce qui est en relation avec le temps contact solide-gaz dans la colonne. Comme indiqué dans le tableau 22, pour un lit de 12 cm de particules de 280 μm le coefficient de transfert de chaleur ne varie pas beaucoup pour les trois températures à la paroi.

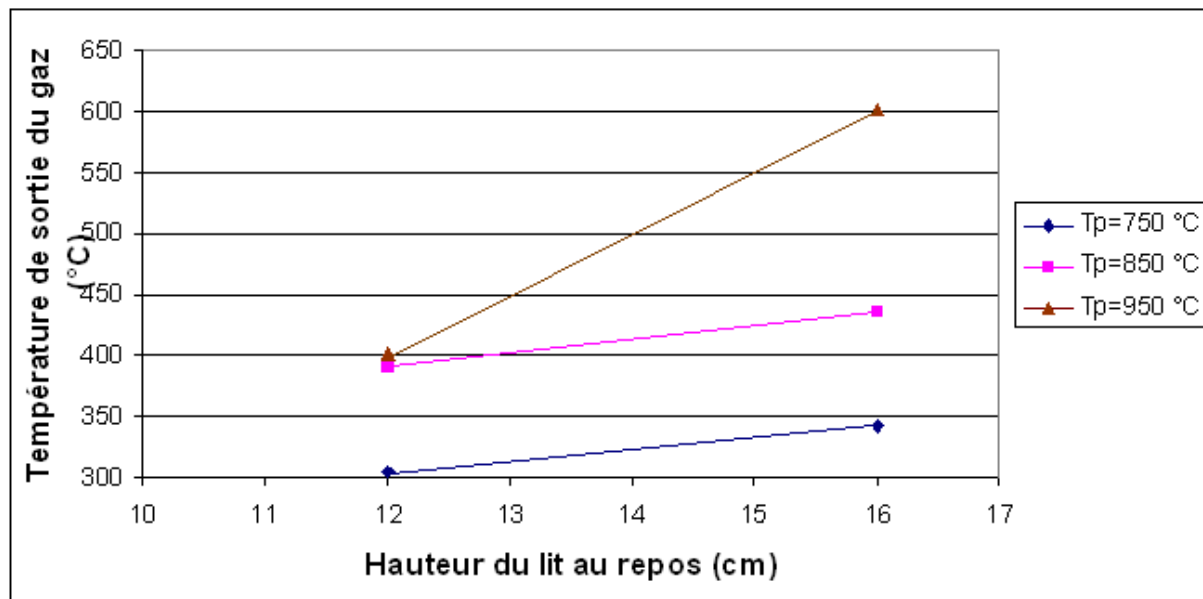


Figure 88- Variation de la température de sortie du gaz en fonction de la hauteur du lit au repos pour les particules de 600 μm

Tableau 22- Résultats expérimentaux des essais de fluidisation à chaud pour les particules de 280 µm à différentes températures maximales de la paroi du récepteur

Hauteur du lit au repos (cm)	8					12			16			
Nombre de fluidisation (N)	7,3			8,45		6,3			4,6		5,7	
Température maximale à la paroi (°C)	750	850	950	850	950	750	850	950	850	950	850	950
Température de sortie du gaz (°C)	320	534	600	370	491	475	606	680	623	654	605	631
Rendement η (%)	63	59	60	82	65	65	60	62	66	67	78	74

Tableau 23- Variation du nombre de Reynolds et du coefficient de transfert de chaleur avec la température maximale de la paroi du récepteur

Taille des particules, hauteur du lit et nombre de fluidisation	Température maximale à la paroi (°C)	Nombre de Reynolds (Re)	Coefficient de transfert (h) W/m ² K
280 µm, 12 cm, N=6,3	750	6,6	66,4
	850	6	70
	950	5,7	67,3
600 µm, 12 cm, N=3,4	750	28,6	157
	850	26	172,5
	950	25,9	172

3-5- Bilan thermique

L'établissement des termes du bilan thermique dans le récepteur solaire est difficile en raison de la difficulté de mesure des flux de chaleur perdus à travers la fenêtre transparente par rayonnement et les parois opaques de la colonne vers l'enveloppe externe du récepteur par conduction et puis de l'enveloppe vers le milieu environnant par convection et rayonnement. Pour cela, nous avons utilisé les températures mesurées expérimentalement pour calculer ces termes.

Dans cette étude le bilan thermique est établi à l'équilibre thermique (régime permanent). Le lit fluidisé est inerte et la totalité de la puissance incidente sur le lit Φ_s est perdue :

Les termes essentiels du bilan thermique sont (figure 89):

- Emission par la fenêtre $\Phi_{\text{rad, fenêtre}}$:

$$\Phi_{\text{rad, f}} = e_f \sigma (T_f^4 - T_a^4) S_1 \quad (78)$$

e_p : emissivité de la fenêtre

S_1 : section de la fenêtre

T_f : température de la fenêtre

T_a : température ambiante

- Convection naturelle de la fenêtre

$$\Phi_{\text{conv, fv}} = S_1 h_{c, f} (T_f - T_a) \quad (79)$$

$h_{\text{conv, f}}$: coefficient de convection de la fenêtre

- Flux évacué dans le gaz vecteur : Φ_g

La méthode de calcul du flux de chaleur absorbé par le gaz est présentée précédemment lors du calcul du rendement thermique du récepteur.

- Flux évacué par convection naturelle et par rayonnement à la paroi externe de l'enveloppe du récepteur $\Phi_{\text{conc+rad,env}}$

$$\Phi_{\text{conv+rad,env}} = S_2 h_{c,\text{paroi}} (T_{\text{env}} - T_a) + e_{\text{paroi}} S_2 \sigma (T_{\text{env}}^4 - T_a^4) \quad (80)$$

$$\text{Nu} = \frac{h_{c,\text{paroi}} L_{\text{env}}}{k_g} = 0,53 (\text{Gr})^{1/4} (\text{Pr})^{1/4} \quad (81)$$

Avec $10^3 < \text{Gr.Pr} < 10^9$

$$\text{Gr} = \frac{L_{\text{env}}^3 \rho_g g \beta \Delta T}{\mu_g^2} \quad (82)$$

$$\text{Pr} = \frac{\mu_g C_{p_g}}{\lambda_g} \quad (83)$$

La température de l'enveloppe est déterminée en utilisant la température mesurée de la paroi de la colonne ainsi que l'atténuation de la température à travers l'isolant (laine de céramique). Le bilan thermique est représenté par l'équation suivante :

$$\Phi_s = \Phi_{\text{conv+rad,f}} + \Phi_g + \Phi_{\text{conv+rad,env}} \quad (84)$$

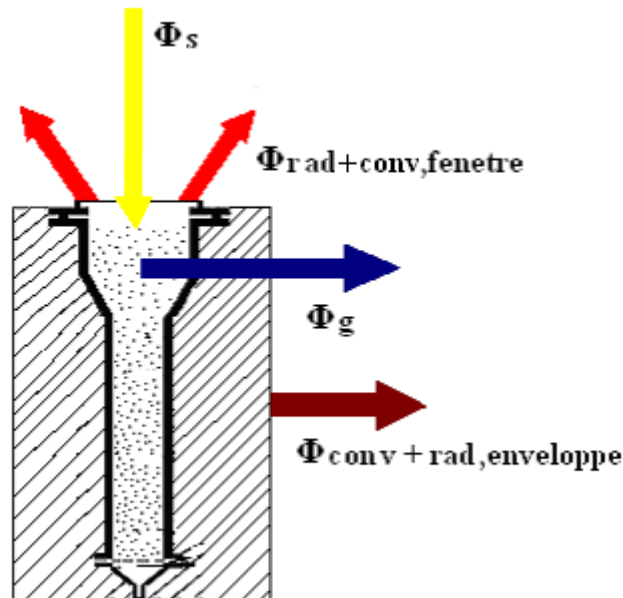


Figure 89- Bilan thermique établi pour le récepteur solaire à lit fluidisé

Les figures 90 et 91 présentent les bilans thermiques établis dans le récepteur solaire pour deux cas de fluidisation à chaud. Le premier cas pour un lit de 12 cm de particules de 280 μm et $N=6,3$ et le second pour un lit de 16 cm de particules de 600 μm et $N=7,3$. Le flux solaire

incident correspond au flux permettant d'obtenir une température à la paroi de 950 °C. Les résultats des bilans thermiques établis pour les deux essais précités montrent que la grande partie des pertes thermiques se fait au niveau de la fenêtre transparente et en particulier par rayonnement. Les pertes au niveau des parois opaques de la colonne sont très faibles grâce à l'isolation. Une des méthodes de réduction des pertes par la fenêtre peut être le refroidissement de cette dernière. Ceci dit, l'énergie absorbée par les particules et transférée au gaz est importante ce qui permet d'avoir des rendements importants en utilisant les particules de 280 et 600 μm .

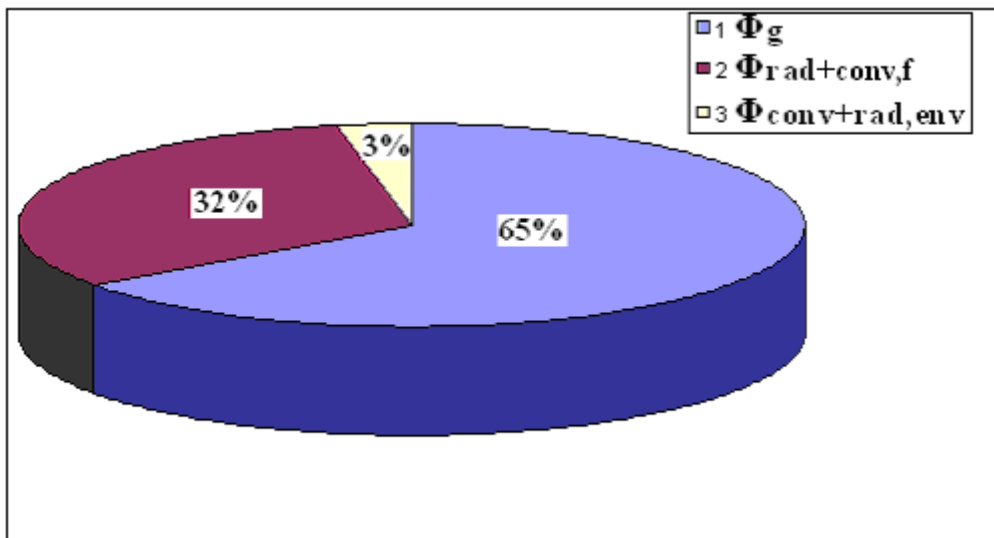


Figure 90- Répartition en pourcentage du bilan thermique déterminé pour l'essai correspondant à un lit de 12 cm de 280 μm , $N=6,3$, une densité de flux incident de 1472 kW/m^2 et une température du gaz de 680 °C.

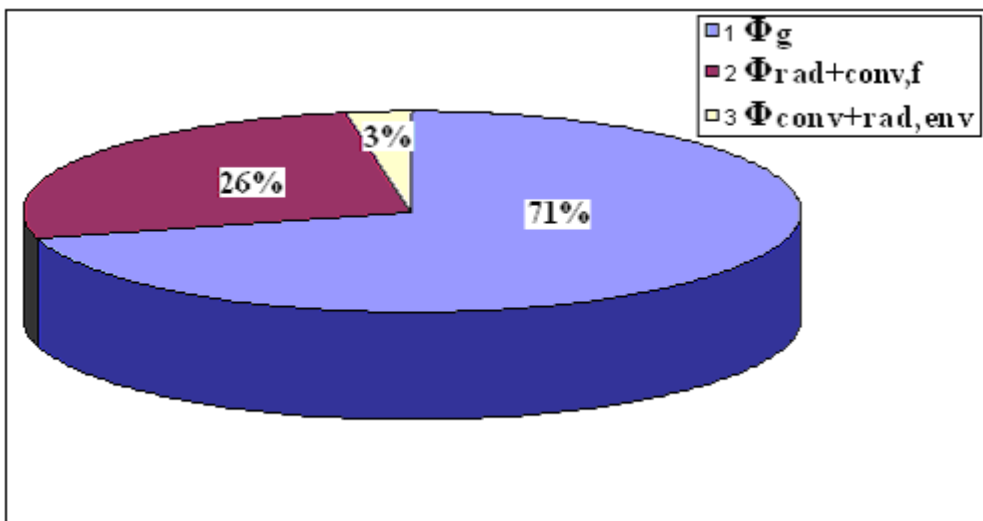


Figure 91- Répartition en pourcentage du bilan thermique déterminé pour l'essai correspondant à un lit de 16 cm de 600 μm , $N=2,3$, une densité de flux incident de 1382 kW/m^2 et une température du gaz de 601 °C.

4- Conclusion

Les séries d'essais réalisés au four solaire de 4,6 m, nous a permis de tester le récepteur solaire à lit fluidisé et de valider le procédé. Ces essais, nous ont permis aussi de connaître l'influence des paramètres expérimentaux comme la taille des particules, la hauteur du lit et le nombre de fluidisation sur l'efficacité du récepteur.

1- La taille des particules a un effet négatif sur la température de sortie du gaz en raison de la diminution de la surface de contact solide-gaz. Ce paramètre a un effet positif sur le rendement thermique du récepteur. Cependant, il est déconseillé d'utiliser les fines particules pour ne pas détériorer le hublot.

2- L'augmentation de la hauteur du lit au repos permet d'augmenter les surfaces d'absorption du rayonnement solaire et d'échange thermique entre les particules solides et l'air. L'augmentation du temps de séjour de l'air dans le lit fluidisé permet d'avoir des températures d'air importantes, mais les pertes thermiques augmentent et le rendement du récepteur diminue.

3- L'augmentation du nombre de fluidisation (vitesse de fluidisation) permet de diminuer la densité volumique du lit et donc d'augmenter la pénétration du rayonnement dans le lit à travers les interstices. Ce phénomène permet de diminuer les pertes par réflexion à la surface du lit et d'augmenter l'énergie captée par le lit et échangée entre les particules et le gaz. Ce point positif des lits fluidisés est perceptible au niveau du rendement du récepteur mais il est masqué au niveau de la température de sortie du gaz en raison de l'accroissement de la vitesse de ce dernier.

L'utilisation du cyclone pour récupérer les fines particules entraînées par l'air montre qu'on a toujours une quantité de fines particules qui s'échappent mais cette quantité est faible lors de l'utilisation des particules de 280 et 600 μm et de faibles nombres de fluidisation.

La réalisation du bilan thermique dans le récepteur montre que la majorité des pertes thermiques se fait par rayonnement à travers la fenêtre transparente. Les pertes par convection et rayonnement par les parois opaques du récepteur ne dépassent pas les 5 % du flux incident.

Contrairement aux récepteurs solaires transparents qui peuvent enregistrer des pertes thermiques dépassant les 60 % à haute température, les pertes dans notre récepteur, pour des conditions d'utilisations optimales, ne dépassent pas les 35 % du flux incident et une température de gaz à la sortie proche de 1000 K. Ce qui démontre que le choix de la géométrie du récepteur et de l'utilisation de parois opaques pour minimiser les pertes thermiques et d'une fenêtre transparente pour maximiser le flux solaire incident est judicieux.

Le fonctionnement du récepteur est bridé par le point chaud à la paroi du récepteur. Ce point se situe au niveau de l'élargissement de la colonne. Pour remédier à ce problème on peut mettre une couche réfléchissante sur la paroi interne au niveau de la surface chaude. Une autre solution serait de changer de concentrateur. L'angle d'incidence du rayonnement à la surface du lit est de 71 °. L'utilisation d'un concentrateur solaire permettant de diminuer cet angle et de diriger le rayonnement verticalement à la surface du lit permettra d'annuler ce point chaud.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale et perspectives

L'exploitation de l'énergie solaire peut être réalisée par les récepteurs solaires à lit fluidisé à chauffage direct et le prototype que nous avons conçu, ainsi que les essais réalisés nous ont permis de le vérifier.

Le récepteur que nous avons conçu est à chauffage direct. Il a des parois opaques pour minimiser les pertes thermiques et le chauffage se fait à travers une fenêtre transparente pour maximiser le rayonnement solaire incident.

Pour concevoir le récepteur solaire nous avons réalisé une étude à froid pour choisir la géométrie et les dimensions de la colonne. Cette étude a servi aussi pour choisir les régimes de fluidisation et les hauteurs du lit permettant d'avoir un bon brassage des particules et un ciel du lit moins dense.

En parallèle de l'étude à froid, nous avons réalisé un premier récepteur avec un ensoleillement artificiel pour vérifier la faisabilité du procédé. Les premiers résultats de la fluidisation à chaud ont été obtenus avec ce dispositif. Les données du premier récepteur nous ont permis de concevoir le récepteur solaire et de remédier aux problèmes survenus sur le premier récepteur. Les principaux problèmes sont les ponts thermiques, les fines particules qui s'échappent du récepteur et polluent l'aval du dispositif.

Le récepteur solaire a permis d'étudier l'influence des différents paramètres physiques sur le rendement et d'avoir de bons rendements et des températures de gaz élevées proches de 1000 K. Le dispositif utilisé au four de 4,6 m d'Odeillo présente un point chaud qui bride son fonctionnement. L'utilisation d'un concentrateur ayant un faible angle d'ouverture peut remédier à ce problème. Une autre solution serait d'utiliser une surface réfléchissante sur la paroi interne du récepteur. Il est aussi possible d'étudier une autre géométrie.

Nous avons donc au cours de ce travail démontré la pertinence de la conception de ce récepteur solaire innovant.

La réalisation d'un code de calcul des transferts radiatifs dans le lit basé sur la méthode de Monte Carlo a permis d'étudier les phénomènes d'absorption et de diffusion ainsi que les densités de flux absorbées dans les couches du lit fluidisé. Il nous a aussi permis de déterminer les bilans radiatifs dans le lit. Il reste cependant à compléter cet outil numérique pour permettre une optimisation de la conception futur du récepteur, en liaison étroite avec la partie optique de la collecte de l'énergie solaire concentrée.

Le récepteur solaire permet de collecter le rayonnement solaire concentré par le haut à travers la fenêtre transparente. Ce qui rend possible son utilisation pour la collecte du rayonnement concentré par un concentrateur de type beam-down (voir figure 92).

Perspectives à cours et moyen terme

- Tester d'autres matériaux que le carbure de silicium :

L'une des voies pour augmenter le rendement du récepteur peut être l'utilisation d'un autre matériau ou un mélange de matériaux. Pour cela, il intéressant de mener une série d'essais pour étudier ce paramètre.

➤ Diminuer les pertes thermiques :

Le diamètre de la fenêtre peut être aussi réduite afin de limiter les pertes thermiques par rayonnement. Ce détail de conception va dépendre de l'angle d'ouverture du concentrateur. Il est aussi possible d'utiliser un système de refroidissement de la fenêtre pour diminuer ces pertes thermiques.

➤ L'application envisagée du récepteur dans ce travail est le chauffage de gaz pour produire de l'électricité en utilisant une turbine à gaz. Cependant la conception actuelle ne permet pas d'utiliser un gaz sous pression. Pour récupérer le gaz chaud sous pression, diverses solutions sont envisagées. On peut par exemple concevoir une fenêtre qui peut résister aux hautes pressions. Pour cela, il faut réaliser une étude pour concevoir cette fenêtre et choisir sa géométrie. Une autre solution serait d'utiliser un échangeur dans le lit fluidisé où circule un gaz sous pression.

➤ Autres applications

Le récepteur solaire peut être utilisé dans d'autres domaines comme la conversion chimique de l'énergie solaire pour la pyrolyse de la biomasse et la production de l'hydrogène.

➤ Les Outils numériques

Le code de calcul mis au point permet de calculer les transferts radiatifs dans le lit fluidisé. Cet outil numérique est en 1 D. Ceci constitue une première approche et nous envisageons de traiter le problème en 3 D et étudier la géométrie conico-cylindrique qui correspond à notre récepteur.

Il est aussi indispensable de coupler les trois modes de transfert de chaleur. La dynamique des particules dans le lit joue un rôle important dans les transferts de chaleur. Pour cela, il est aussi intéressant de coupler les transferts de chaleur à la dynamique des particules

Ce dernier point est l'un des objectifs de la thèse qui commence au centre RAPSODEE en collaboration avec le PROMES d'Odeillo.

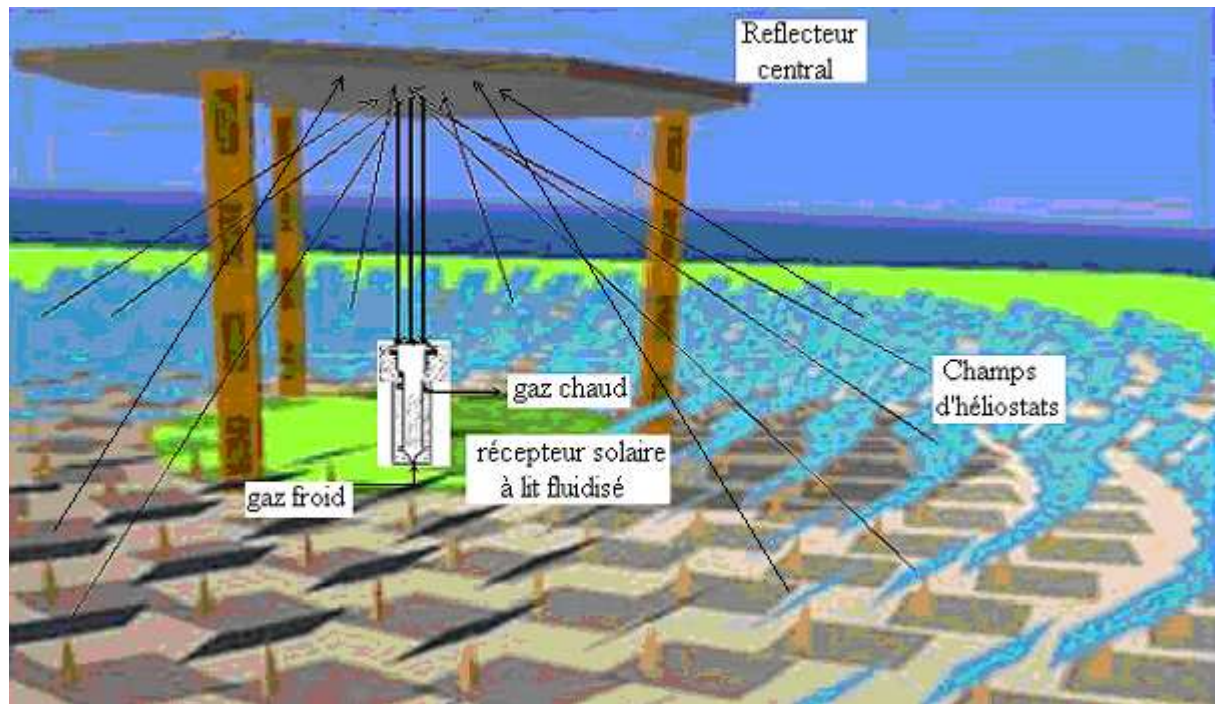


Figure 92- Schéma du procédé de concentration de l'énergie solaire sur un récepteur solaire à lit fluidisé par un concentrateur solaire de type « beam-down »

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] Segal, A. et Epstein, M. "Practical consideration in designing large scale "Beam down" optical systems" *Solar Energy Engineering*, 30, 2006.
- [2] Ferrière, A. " Centrales solaires thermodynamiques " *Edition Thechniques de l'Ingénieur*, BE 8 903, pp. 1-20, 2007.
- [3] Vauge, C. "Le choix solaire, une énergie qui entre dans la vie quotidienne" *édition TCHOU*, No 644, 1979.
- [4] Sasse, C. et Ingel, G., "The role of the optical properties of solids in solar direct absorption process" *Solar Energy materials and solar cells*, 31, pp. 61-73, 1993.
- [5] Villermaux J. "Les réacteurs chimiques solaires", *Entropie*, 85, pp. 25-31, 1979.
- [6] Kunii D. "Chemical reaction engineering and research and development of gas solid system" *Chemical Engineering Science*, 2, pp. 1887-1911, 1980.
- [7] Flamant G. "Transfert de chaleur couplés dans les lits fluidisés à haute température. Application à la conversion thermique de l'énergie solaire". Thèse de doctorat d'état en Génie de Procédés, présentée à l'*Institut National Polytechnique de Toulouse*, 1985.
- [8] Botterill, J.S.M. : "*Fluid-bed heat transfer*", *Academic Press, London*, 1975.
- [9] Kunii D., Levenspiel O. "*Gross behaviour of fluidized beds*" in *Fluidization engineering*, chap.3. Wiley, New-York, 1969.
- [10] Zabrodsky S.S. "Hydrodynamics and heat transfer in fluidized beds". *MIT Press, Cambridge, Mass*, 1966.
- [11] Gibilaro L.J. et Hossain G. "*Aggregate behaviour of liquid fluidized beds*" *chemical engineering*, 64, pp. 931-938, 1986.
- [12] Lewis W. K., Gilliland E. R. and Bauer W. C. "Characteristics of fluidized particles" *Industrial. and Engineering Chemistry*, 41, p.1104, 1949.
- [13] Whitehead A. B. et Dent D. C. "Proceeding of the international symposium on Fluidization" *Ed. A. A. H. Dainkenburg, Amsterdam, Netherlands, University Press*. pp 802-820, 1967.
- [14] Muller C. et Flamant G. "Suivi d'une réaction gaz-solide en lit fluidisé par mesure de la perte de charge" *Entropie*, 127, pp. 37-47, 1986.
- [15] Ergun S., "Fluid flow through packed columns" *Chemical Engineering Progress*, 48, pp. 89-94, 1952.
- [16] Wen C. Y. et Yu Y. H. "A generalized method for predicting the minimum fluidization velocity" *American Institute of chemical engineers*, pp. 610-612, 1966.

- [17] Pattipati R. R. et Wen C. T. "Minimum fluidization velocity at high temperature" *Industrial Engineering Chemical Process*, 20, pp. 705-708, 1981.
- [18] Botterill J. S. M., Teoman Y. et Yuregir K. R. "The effect of operating temperature on the velocity of minimum fluidization, bed-voidage and general behaviour" *Powder Technology*, 31, pp. 101-110, 1982.
- [19] Svoboda, K. et Hartman, M. "Derivations of actual minimum fluidization velocities from theoretical predictions at different temperatures" *American Institute of chemical engineers*, 27, pp. 866-869, 1981.
- [20] Formisani, B., Girimonte, R. et Mancuso, L. "Analysis of the fluidization process of particle beds at high temperature". *Chemical Engineering Science*, 5, pp. 951-961, 1998.
- [21] Wu, S.A. et Baeyens, J., "Effect of operating temperature on minimum fluidisation velocity" *Powder Technology*, 67, pp. 217-220, 1979.
- [22] Stubington J. F., Barret D. et Lowry G., "On the minimum fluidising velocity of coal-derived chars at elevated temperature" *Chemical Engineering Science*, 10, pp. 1516-1518, 1984.
- [23] Nakamura M., Hamada Y., Toyama S., Fouda A.E. et Capes L. E. "An experimental investigation of minimum fluidization velocity at elevated temperature and pressure" *Canadian. Journal Chemical Engineering*, 63, pp. 8-13, 1985.
- [24] Hartman M. et Svoboda K., "Predicting the effect of operating temperature on the minimum fluidization velocity" *Industrial Engeneering Chemical Process*, 25, pp. 649-654, 1986.
- [25] Kozanoglu B., Welti J., Gracia D. et Santos J. P., "Hydrodynamics of large particle fluidization in reduced pressure operations : an experimental study" *Powder Technology*, 125, pp. 55-60, 2002.
- [26] Kozanoglu B., Patino J. L. et Welti J., "Hydrodynamics of a superheated steam vacuum fluidised bed" *Powder Technology*, 150, pp. 168-175, 2005.
- [27] Coltters, R. et Rivas, A. L., "Minimum fluidation velocity correlations in particulate systems", *Powder Technology*, 147, pp. 34-48, 2004.
- [28] Broadhurst, T. E. et Becker, H. A., "Onset of fluidization and slugging in beds of uniform particles" *American Institute of chemical engineers*, 21, p. 238, 1975.
- [29] Richardson J. F. "Incipient fluidisation and particulate system" In: Fluidization of Davidson J. F. and Harrisson D., *Academic Press. of London*, 1971.
- [30] Babu S. P., Shah b., et Talwakar A. "Fluidization correlation for coal gazeification materials, minimum fluidization velocity and fluidised bed expansion ratio", *American Institute of chemical engineers Symposium*, 74, pp. 176-186, 1978.

- [31] Grace J.R., "Handbook of multiphase systems", Hetsroni M.G. Edition, *Hemisphere*, New York, Chapter 8, 1982.
- [32] Chitester D. C. et Kornosky R. M., "Characteristics of fluidization at high pressure", *Chemical Engineering Science*, 39, pp. 253-261, 1984.
- [33] Hartman M., Trnka O. et Svoboda K. "Fluidization characteristics of dolomite and calcined dolomite particles" *Chemical Engineering Science*, 55, pp. 6269-6274, 2000.
- [34] Leva M., "Fluidization", *McGraw-Hill Book Co, New York*, 1959.
- [35] Pillai M. B. C. and Raja Rao M., *Indian Journal Technology.*, 9, p. 77, 1971.
- [36] Doichev K., et Akhmakov N. S., "Fluidization of polydisperse systems" *Chemical Engineering Science*, 34, pp. 1357-1359, 1979.
- [37] Lucas A., Arnaldos J., Casal J. et Puigjaner L. "Improved equation for the calculation of minimum fluidization velocity" *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development*, 25, pp. 426-429, 1986.
- [38] Murachman B., "Hydrodynamique et transferts thermiques dans les lits fluidisés par les gaz" Thèse de doctorat en Génie de Procédés, présentées à l'Institut National Polytechnique de Toulouse le 4 Avril 1990.
- [39] Baeyens J. et Geldart D. "Predictive calculations of flow parameters in gas fluidised beds and fluidization behaviour of powders. Fluidization and its applications" *Cepadues Edition*, 263, 1973.
- [40] Sexana S. C. et Ganzha V. L. "Heat transfer to immersed surfaces in gas-fluidized beds of large particles sand powder characterisation" *Powder Technology*, 39, pp. 199-208, 1984.
- [41] Stein, M., Ding Y.L., Seville J.P.K., et Parker, D.J., "Solids motion in bubbling gas fluidised beds" *Chemical Engineering Science* 55, pp. 5291-5300, 2000.
- [42] Ohki, K., Shirai, T. "Particle velocity in fluidised bed", In: D. Keairns, *Fluidisation Technology, volume 1, Washington: Hemisphere*, 1975.
- [43] Bi, H.T., Ellis, N., ABBA, I.A. et Grace, J.R. "A state of the art review of gas solid turbulent fluidization" *Chemical Engineering Science*, 55, pp. 4789-4825, 2000.
- [44] Reh, L., "Fluidized bed processing" *Chemical Engineering Progress*, 67, pp. 58-61, 1971.
- [45] Cranfield R. R. et Geldart D. "Large particle fluidization" *Chemical, Engineering Science*, 29, pp. 935-947, 1974.
- [46] Davidson J.F. et Harrison, D. "fluidized particles" *Cambridge University press*, 1963.

- [47] Darton, R.C., La Nauze, R.D., Davidson J.F. et Harrison, D. "Bubble growth due to coalescence in fluidised beds" *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 55, pp. 274–280, 1977.
- [48] Duursma, G.R., Glass, D.H., Rix, S.J.L et Yorquez-Ramirez, M.I. "PIV investigations of flow structures in the fluidised bed freeboard region" *Powder Technology*, 120, pp. 2–11, 2001.
- [49] Haider, A. et Levenspiel, O. "Drag coefficient and terminal velocity of spherical and nonspherical particles " *Powder Technology* 58, pp. 63-70, 1989.
- [50] Yamada J., Kurosaki Y. et Morikawa T., "Radiation emitted from fluidising particles adjacent to a heated surface in a fluidised bed" *Thermal Science*, 40, pp. 104-113, 2001.
- [51] Olalde G., "Etude théorique et expérimentale du chauffage d'un gaz s'écoulant à travers un matériaux poreux soumis au rayonnement solaire concentré". Thèse de doctorat en Sciences physiques, présentée à l'Université de Perpignan le 19 Février 1981.
- [52] Gregg D. W., Taylor R. W., Campbell J. H., Taylor J. R. et Cotton A., "Solar gasification of coal activated carbon, coal and coal and biomass mixture". *Solar Energy*, 25, pp. 353-364. 1980.
- [53] Taylor R. W. Berjoan R. et Couture J. P., "Solar gasification of carbonaceous materials" *Solar Energy*, 30, pp. 513-525, 1983.
- [54] Flamant G. Hernandez D. Bonet C et Traverse J. P. "Experimental aspects of the thermochemical conversion of solar energy: Decarbonation of CaCO_3 " *Solar Energy* 24, pp. 385-395. 1980.
- [55] Royere C. "Les applications du four solaire de 1000 kW du CNRS à Odeillo". *Entropie*, 97, pp. 147-160. 1981.
- [56] Haueter, P., Moeller, S., Palumbo, R., et Steinfeld, A. "The production of zinc by thermal dissociation of zinc oxide-solar chemical reactor design" *Solar Energy* 67, pp. 161-167, 1999.
- [57] Muller R., Haberling, A. et Palumbo, R. D. "Further advances toward the development of a direct heating solar thermal chemical reactor for the thermal dissociation of ZnO(s) " *Solar Energy*, 80, pp 500-511, 2006.
- [58] Steinfeld, A. "Solar thermo-chemical production of hydrogen" *Solar Energy* 78 pp. 603-615, 2005.
- [59] Muller R. et Steinfeld, A. " Band-approximation radiative heat transfer analysis of a solar chemical reactor for the thermal dissociation of zinc oxide" *Solar Energy*, 81, pp. 1285-1294, 2007.
- [60] Antal J. R., Royere C. et Vialaron A. "Biomass gasification at the focus of the Odeillo (France) 1 Mw (thermal) solar furnace" Series 130, Thermal conversion of solid wastes and biomass pp. 237-255, Jones T. L., and Radding J. B. Ed. 1980.

- [61] Falcone P. K., Noring J. E. et Hackett C. E. "Evaluation and application of solid thermal energy carriers in a high temperature solar central receiver system" *Proceedings of the 17th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference, Los Angeles, California, USA. 8-12 August 1982.*
- [62] Burolla, V.P., Hruby, J.M. et Steele B.R. "High temperature solar thermal energy absorption with solid particles" *19th intersociety energy conversion engineering conference, San Francisco*, pp. 1663-1668, 1984.
- [63] Hruby, J.M. et Steele B.R. "A solid particle central receiver for solar energy" *Chemical Engineering Progress*, 82, pp. 44-47, 1986.
- [64] Lédé J., Verzaro F. et Villiermaux J. "Le cyclone un nouveau réacteur chimique solaire gaz-solide. Application à la mise en œuvre en continu de la pyrolyse flash de sciure de bois" *Revue Physique*, 15, pp. 535-543, 1980.
- [65] Imhof A. "The cyclone reactor : an atmospheric solar reactor" *Solar Energy Materials*. Vol. 24, No.1-4, pp. 733-741, 1991.
- [66] Botterill J. S. et Virr M. J. "The contribution of fluid-bed technology to energy saving and environmental protection" *Applied Energy*, 3, pp. 139-150. 1977.
- [67] Peyman M., "Etude du fonctionnement d'un échangeur de chaleur multi-étagés à couche fluidisées" Thèse de doctorat présentée à l'*Institut national polytechnique de toulouse*. 1980.
- [68] Flamant G., Gauthier D., Boudhari C. et Flitris Y. "A 50 kW fluidized bed high temperature solar receiver : heat transfer analysis" *Solar Energy Engineering*, 110, pp. 313-320. 1988.
- [69] Flamant G. Gauthier D. et Vialaron A. "Development of gas-solid high temperature solar receivers. The fluidised concept " *8th Solar World Congress International Solar Energy Society*. Perth No. 3, pp 1937-1942; Stokolay S. V. Ed., Pergamon, Oxford U K. 1983.
- [70] Foro R. " Conception et caractérisation d'un réacteur solaire à lit fluidisé annulaire. Application à la décarbonatation". Thèse de doctorat, présentée à l'*Université de Perpignan*, le 29 Juin 1981.
- [71] Lédé, J., Villiermaux J., Royere, C., Blouri, C. et Flamant, G. " Utilisation de l'énergie solaire concentrée pour la pyrolyse du bois et des huiles lourdes de pétrole" *Entropie*, 110, pp. 57-68 1983.
- [72] Haddad I. M. et Elsayed M. M. "Transient performance fluidised bed solar receiver at various parametric conditions". *Solar and Win Technology*, 6, pp. 653-659. 1988.
- [73] Muller. R., Zedtwitz P. V., Wokaun A. et Steinfeld A. " Kinetic investigation on steam gasification of charcoal under direct high-flux irradiation" *Chemical Engineering Science*, 58, pp. 5111-5119, 2003.

- [74] Trommer D., Noembrini F., Fasciana M., Rodriguez D. Morales A. and Romero M. "Hydrogen production by steam-gasification of petroleum coke using concentrated solar power I. Thermodynamic and Kinetic analyses". *International Journal of Hydrogen Energy*, 30, pp. 605-618, 2005.
- [75] Zedtwitz, P. V, Lipinski, W. et Steinfeld A., "Numerical and experimental study of gas-particle radiative heat exchange in a fluidized bed reactor for steam-gazification of coal" *Chemical Engineering Science*. 62, pp. 599-607, 2007.
- [76] Fan, L. S. et Zhu, C. "Principles of gas-solid flows", *Cambridge : Cambridge University Press*, chapter 12, 1998.
- [77] Ranz, W.E. et Marshall, W.R., *Physic Fluid*, 27, p.141, 1952.
- [78] Behjat, Y., Shahhosseini, S. et Hashemabadi, S.H. "CFD modelling of hydrodynamic and heat transfer in fluidized bed reactors". *Heat and Mass Transfer*, 35, pp. 357-368, 2008.
- [79] Werdemann C. C. et werther J., "Heat transfer in large-scale circulating fluidised bed combustors of different sizes, in circulating fluidised bed technology IV", Ed. Avidan A., *American Institute of chemical engineers*, New York, pp. 428-435, 1994.
- [80] Mickley H. S., et Trilling C. A., "Heat transfer characteristics of fluidised beds. " *Industrial and Engineering Chemistry*, 49, pp. 1135-1147, 1949.
- [81] Basu P et Nag P. K., "An investigation into heat transfer in circulating fluidised bed" *Heat and mass Transfer*, 30, pp. 2399-2409, 1987.
- [82] Stromberg L., "Fast fluidized bed combustion of coal, in proceedings" In the 7th *International Conference on Fluidized Bed Combustion DOE/METC-83-84, NTIS*, 2, pp. 1152-1163, 1983.
- [83] Fraley L. D., Lin Y. Y., Hsiao K. H. et Slobakken A., "Heat transfer coefficient in a circulating fluidised bed reactor". *American Society of Mechanical Engineers*, 92, 1983.
- [84] Flamant G., Flitris Y. et Gauthier D., "Heat transfer walls high temperature fluidised bed group II particles" *Chemical Engineering Progress*, 3, pp. 175-184, 1990.
- [85] Botterill J. S. M., Teoman Y. et Yuregir K. R., "Factors affecting heat transfer between gas-fluidized beds and immersed surfaces" *Powder Technology*, 39, pp. 177-189, 1984.
- [86] Luan W., Lim C.J., Brereton C.M.H., Bowen B. D. et Grace J.R., "Experimental and theoretical study of total and radiative heat transfer in circulating fluidised beds" *Chemical Engineering Science*, 54, pp. 3749-3764, 1999.
- [87] Renzhang, Q., Wendi, H., Yunsheng, X. et Dechang, L. "Experimental research of radiative heat transfer in fluidized beds" *Heat and Mass Transfer*, 30, pp. 827-831, 1987.
- [88] Eriksson, M. et Golriz, M.R. "Radiative heat transfer in circulating fluidized bed combustors" *Thermal Sciences*, 44, pp. 399-409, 2005.

- [89] Basu P. et Nag, P. K., "Heat transfert to walls of a circulating fluidized-bed furnace" *Chemical Engineering Science*, 51, pp. 1-26, 1995.
- [90] Glicksman L., "Circulating fluidized bed heat transfer", In *Circulating Fluidized Bed Technology II*, Edited by Basu P. and Large J. F., *Pergamon Press, Oxford*, pp. 13-29, 1988.
- [91] Basu P. et Fraser S., "Circulating fluidised bed boiler-Design and operation". In: *Butterworth-Heinemann, Stoneham*, 1991.
- [92] Ebert T. A., Glincksman L. R. et Lints M. "Determination of particle and gas convective heat transfer component in circulating fluidized bed" *Chemical Engineering Science*, 48, pp. 2179-2188, 1993.
- [93] Wu R., Lim C. J., Chauki J. et Grace J. R., "Heat transfer from a circulating fluidised to membrane water wall cooling surfaces" *American Society of Mechanical Engineers*, 33, pp. 1888-1893, 1987.
- [94] Furchi J. C. L., Goldstein L., Lombardi G. et Mosheni M., "Experimental local heat transfer in circulating fluidized bed", In *circulating fluidized bed technology II*. Edited by Basu P. and Large J. F., *Pergamon Press, Oxford*, pp. 263-270, 1988.
- [95] Nag P. K. et Ali Moral M. N., "Effect of probe size on heat transfer at the wall in circulating fluidized beds" *Energy Research*, 14, pp. 965-974, 1990.
- [96] Mahalingam M. et Kolar A. K., "Heat transfer model for the membrane wall of a high temperature circulating fluidized bed" In *Circulating Fluidized Bed Technology III*, Edited by Basu P. Horio, M. and Hasatani, M., *Pergamon Press, Oxford*, pp. 239-246, 1991.
- [97] Divillo R. J. et Boyd T. J., "Practical implications of the effect of solids suspension density on heat transfer in large scale CFB boilers ", In *circulating fluidized bed technology IV*. Edited by Avidan A., , *American Society of Mechanical Engineers*, New York, pp. 334-339, 1994.
- [98] Jestin L., Mayer P., Schmitt C. et Morin J. X. "Heat transfer in a 125 MW CFB boiler". *Engineering Foundation Conference*, Australia, April 1992.
- [99] Flamant G. et Menigault T., "Combined wall-to-fluidized bed heat transfer. Bubbles and emulsion contributions at high temperature" *Heat Mass Transfer*, 9, pp. 1803-1812, 1986.
- [100] Han G. Y. et Cho Y. J., "Radiative heat transfer in a circulating fluidized bed coal combustor" *Powder Technology*, 102, pp. 266-273, 1999.
- [101] Jestin L., "Electricity de France, Private communication", 1993.
- [102] Kharchenko V. N. et Makhorin K. E., "The rate of heat transfer between a fluidized bed and an immersed body at high temperature", *Chemical Engineering*, 4, pp. 650-654, 1964.
- [103] Szekeley J. et Fisher R. J. "Bed to wall radiation heat transfer in a gas solid fluidized bed", *Chemical Engineering Science*, 24, pp. 833-849, 1965.

- [104] Yoshida K., No T. et Kunii D. "Mechanisme of bed-wall heat transfer in a fluidized bed" *Chemical Engineering Science*, 29, pp. 77-82, 1974.
- [105] Menigault, T., "Etude des transferts de chaleur couplés dans un lit poreux bicouche sélectif chaud" Thèse de doctorat présentée à l'Université de Perpignan, 1992.
- [106] Chandrasekhar, S. "Radiative transfer" *Dover publication*, New York, 1949.
- [107] Bituykov, V. K., Petrov, V.A. et Stepanov S.V. "Contactless measurements of the thermal conductivity of semitransparent materials at high temperatures" *High Temperature. High. Pressure*, 12, pp. 229-236, 1980.
- [108] Menart, J. A., Haeok Skarda, L., et Tae-Kuk, K., "Discrete ordinates solutions of non gray radiative transfer with diffusely reflecting walls". *Heat Transfer Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, 115, pp. 184-193, 1993.
- [109] Hottel H.C., Sarofim A.F., Evans L.B. et Vasalos I.A. "Radiative transfer in anisotropically scattering media allowance for fresnel reflection at the boundaries" *Heat Transfer Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, pp. 56-62, 1968.
- [110] Houf W. G. Greif R. "Radiative transfer in a solar absorbing particle alden flow" Sandia report. Sand 84-8929, 1985
- [111] Daniel K. J, Lanrendeau N. M., Incorpora F. P. "Prediction of radiation absorption and scattering in turbid water bodies", *Heat Transfer Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, 101, pp. 63-67, 1979.
- [112] Flamant, G. "Theoritical and experimental study of radiant heat transfer in a solar fluidized bed receiver", *American Institute of Chemical Engineers*, 28, pp. 529-535, 1982.
- [113] Flamant G., et Olalde G. "High temperature solar gas heating comparison between packed and fluidized bed receivers". *Solar Energy*, 1 31, pp. 463-471, 1983.
- [114] Brewster M.Q., "Effective emissivity of a fluidized bed" *American Society of Mechanical Engineers meeting*, 40, pp. 7-13, 1984.
- [115] Hruby, L.M. et Falcone, P.K. "Momentum and energy exchange in a solid particle solar central receiver" *American Society of Mechanical Engineers and American Institute of Chemical Engineers National Heat Transfer conference* , 1985.
- [116] Falcone, P.K., Noring J.E. et Hruby, L.M. "Assessment of a solid particle receiver for a high temperature solar central receiver system". Sandia report, Sand 85-8208, 1985.
- [117] Chen, J.C. et Chen, K.L. "Analysis of simultaneous radiative and conductive heat transfer in fluidized bed". *Chemical Engineering Communication*, 19, pp. 255-271, 1981.
- [118] Jeans J. H., "The equations of radiative transfer of energy", *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 78, pp. 28-36, 1917.

- [119] Ozisik N. "Radiative transfer and interactions with conduction and convection" *John Willey and Sons Inc*, New York, 1973.
- [120] Ratzel A. C. et Howell J. R., "Heat transfer by conduction and radiation in one-dimensional planar media using the differential approximation" *Heat Transfer Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, 104, pp. 388-391, 1982.
- [121] Lee H., Buckius H. O., "Combined mode heat transfer analysis utilizing radiation scaling" *Heat Transfer Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, 108, pp. 626-632, 1986.
- [122] Li H. Y. et Ozisik M. N., "Identification of the temperature profile in an absorbing, emitting and isotropically scattering medium by inverse analysis" *Heat Transfer Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, 114, pp. 1060-1063, 1992.
- [123] Yang, J. et Modest, M. Elliptic "PDE formulation of general, three-dimensional high order P_N -approximations for radiative transfer". *Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2, pp. 217-227, 2007.
- [124] Ghosh, M. et Garanjai, S. "Solution of the equation of transfer for coherent anisotropic scattering by double interval spherical harmonic method". *Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2, pp. 277-289, 2006.
- [125] Wilson, S.J. et Sen, K.K. *Annales d'Astrophysique*, 27, p. 46, 1964.
- [126] Siegel R., et Howell J. R. "Thermal radiation heat transfer". *Taylor and Francis Hemisphere*, Washington, 1992.
- [127] Modest M.F., "Radiative heat transfer", *McGraw-Hill, Inc*, 1993.
- [128] Beak, S.W., Byun, D.Y. et Kang S.J. "The combined Monte Carlo and finite volume method for radiation in a two-dimensional irregular geometry" *Heat and Mass Transfer*, 43, pp. 2337-2344, 2000.
- [129] Mishchenko, M. I., Dlugach, J. M., Yanovitskij, E. G. et Zakharova, N. T., "Bidirectional reflectance of flat, optically thick particulate layers: an efficient radiative transfer solution and applications to snow and soil surfaces", *Quantitative Spectroscopy Radiative Transfer*, 63, pp.409-432, 1999
- [130] Mie G. Optics of turbid media. *Annale de Physique*. 25, pp. 377-445, 1908.
- [131] De Lataillade A., Dufresne J. L., El Hafi M., Eymet V., and Fournier R. "A net-exchange Monte Carlo approach to radiation in optically thick system" *Quantitative Spectroscopy and Radiation Transfer*, 74, pp 563-584, 2002.
- [132] Eymet V., Fournier R. et Dufresne J. L. "A boundary based net exchange Monte Carlo method for absorbing and scattering thick media" *Quantitative Spectroscopy and Radiation Transfer*, 91, pp. 27-46, 2003.

- [133] De Lataillade A., Blanco S., Clegent Y., Dufresne J. L., El Hafi M., et Fournier R. "Monte Carlo method and sensitivity estimation" *Quantitative Spectroscopy and Radiation Transfer*, 75, pp. 529-538, 2002.
- [134] Green J.S.A. "Division of radiative streams into internal transfer and cooling to space" *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 15, pp. 319-325, 1967.
- [135] Cherkaoui, M., Dufresne J.L., Fournier R., Grandpeix J.Y. et Lahellec A. "Monte Carlo simulation of radiation in gases with a narrow-band model and a net exchange formulation". *American Society of Mechanical Engineers of Heat Transfer*, 118, pp. 401-407, 1996.
- [136] Eymet V., "Simulation Monte Carlo et analyse en puissance nettes échnagées des transferts radiatifs infrarouge avec diffusion: vers une paramétrisation dans un modèle de circulation générale atmosphérique". Thèse de doctorat présentée à l'*Université Paul Sabatier*, 2003.
- [137] Fournier R., "Rayonnement thermique dans les gaz : analyse du couplage avec la convection naturelle". Thèse de doctorat présentée à l'*Université Paul Sabatier*, 1994.
- [138] Dupoirieux, F., Tessé L., Avila S. et Taine J. "An optimized reciprocity Monte Carlo method for the calculation of radiative transfer in media of various optical thickness". *Heat and Mass Transfer*, 49, pp. 1310-1319, 2005.
- [139] Tessé L., Dupoirieux, F. et Taine J. "Monte Carlo modeling of radiative transfer in a turbulent sooty flame". *Heat and Mass Transfer*, 47, pp. 555-572, 2004.
- [140] Kehoe, P.K.W. et Davidson, J.F., *Institution of Chemical Engineering Symposium*, 33, p. 97, 1971.
- [141] Andrieu S. "Etude expérimentale et numérique du chauffage infrarouge de plaques thermoplastiques pour le thermoformage". Thèse de Doctorat, *Ecole des Mines de Paris*, 2005.

Annexes

Annexe 1

Expressions des différentes propriétés radiatives des particules calculées par la théorie de Mie.

La théorie de Mie permet de calculer les sections efficaces avec les expressions suivantes :

$$C_a = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}[a_n + b_n] \quad (85)$$

$$C_d = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (86)$$

$$C_e = C_a + C_d \quad (87)$$

Avec k le nombre d'onde, et a_n et b_n les coefficients de Mie.

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (88)$$

$$a_n = \frac{\Psi'_n(y) \cdot \Psi_n(x) - m \Psi_n(y) \cdot \Psi'_n(x)}{\Psi'_n(y) \cdot \chi_n(x) - m \Psi_n(y) \cdot \chi'_n(x)} \quad (89)$$

$$b_n = \frac{m \Psi'_n(y) \cdot \Psi_n(x) - \Psi_n(y) \cdot \Psi'_n(x)}{m \Psi'_n(y) \cdot \chi_n(x) - \Psi_n(y) \cdot \chi'_n(x)} \quad (90)$$

Les fonction Ψ_n et χ_n sont les fonction de Riccati-Bessel.

Les sections efficaces permettent de calculer les facteurs d'efficacité d'absorption, de diffusion et d'extinction :

$$Q_a = \frac{C_a}{G} \quad (91)$$

$$Q_d = \frac{C_d}{G} \quad (92)$$

$$Q_e = \frac{C_e}{G} \quad (93)$$

G : est la section projetée de la particule sur une surface perpendiculaire à la direction de propagation du rayonnement incident.

Les facteurs d'efficacité permettent de calculer l'épaisseur optique (τ) et les coefficients de diffusion (k_d), d'absorption (k_a) et d'extinction (k_e).

$$\tau = \frac{3}{4} Q_e M / \rho r_{eff} \quad (94)$$

M : est la densité surfacique du lit de particules

r_{eff} : est le rayon effectif des particules.

$$k_e = \tau / h_{lit} \quad (95)$$

$$k_d = \omega \tau / h_{lit} \quad (96)$$

$$k_d = (1 - \omega) \tau / h_{lit} \quad (97)$$

h_{lit} : hauteur du milieu

ω : est l'albédo de diffusion

La fonction de phase s'exprime de la façon suivante :

$$\Phi(\theta) = \frac{|S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2}{\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} (|S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2) d\Omega} \quad (98)$$

Le calcul numérique de la fonction de phase doit inclure une étape de normalisation pour obtenir $\int_{4\pi} \phi(\theta) d\Omega = 1$ (99)

Les fonctions S_1 et S_2 sont les fonctions d'amplitude complexe :

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n(\cos \theta) + b_n \tau_n(\cos \theta)] \quad (100)$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n(\cos \theta) + a_n \tau_n(\cos \theta)] \quad (101)$$

$$\pi_n(\cos \theta) = d(P_n(\cos \theta)) / d(\cos \theta) = P_n^1(\cos \theta) / \sin \theta \quad (102)$$

$$\tau_n(\cos \theta) = \cos \theta \pi_n(\cos \theta) - \sin^2 \theta d(\pi_n(\cos \theta)) / d(\cos \theta) = d(P_n^1(\cos \theta)) / d\theta \quad (103)$$

P_n et P_n^1 sont les polynômes de Legendre et polynômes de Legendre associés.

Annexe 2

Pour une traçabilité de la réalisation du récepteur solaire, nous donnons dans le tableau ci-dessous l'ensemble des composants du récepteur.

Eléments du dispositif	Fournisseur	Adresse du fournisseur	Référence
débitmètre massique	INSTRUMENTATION du SUD - OUEST	Rue du chêne vert BP 762 31683 Labège	015M6100
Des T	Les Automatisme Appliqués	Parc club des 7 deniers 78 chemin des 7 deniers 31200 Toulouse	3TT 316MM
Connecteur femelle	Les Automatisme Appliqués	Même adresse	3CF4316EZ
Reducteur lisse Inox	Les Automatisme Appliqués	Même adresse	3R2316ME
Raccords coulissants M6X100	INSTRUMENTATION du SUD - OUEST	Rue du chêne vert BP 762 31683 Labège	015M6100
Raccords coulissants M8X1125 robinet, tuyaux	INSTRUMENTATION du SUD - OUEST	Même adresse	03M8125
	AVF	Chemin des Sapins 81000 Albi	
Cône d'entrée, vis acier inox 310 M5,M6	AVF	Même adresse	
Disque poral inox	SCMR	111 rue de la liberté ZA les îles du bournet	IC 90 30 20
Colonne du récepteur	COMBES Gilles et fils ETS	Vacan bas 81600 Brens	
Disque en quartz	Verres Vagner	15 rue Boudeville ZI Thibaud 31000 Toulouse	
Thermocouples K 1mm sur 25 mm	TC	11 ch. Des hirondelles BP87 69573 Pardilly	12-K-1500-176-1.5- 21-3P6M-RT
Thermocouples K 1,5 mm	COREMA	5 chemin des chevreuils 33750 Camarsac	CMM Kinc 1/500

Cables d'extension blindé TcK	COREMA	Même adresse	KX PVC/PVC 2*0,22
Connecteurs femelles miniatures K	COREMA	Même adresse	CFMF
Capteurs de pression Keller, précision 0,25 %	INSTRUMENTATION du SUD - OUEST	Même adresse	PR23S/10b/4-20 mA
Laine céramique 370, ep 25 mm, lg 600 Lg 7300 mm	Final-Materials	1 rue des vergers BP 83 67162 WISSEMBOURG Cedex	370-5
Laine céramique 370, ep 50 mm, lg 600 Lg 3600 mm	Final-Materials	Même adresse	370-6
Kit adhésifs céramique			970N
Cordon biosoluble renfort acier D=4 mm	Final-Materials	Même adresse	125-0200
Nitrure de bore aérosol	Final-Materials	Même adresse	200-0010
Tube en AL23 paroi mince D7 * 6 L400 mm	Final-Materials	Même adresse	123-11007-0/400
Tube en AL23 paroi mince D8 * 7 L400 mm	UMICORE	2 rue Louis Armand 92607 ASNIERES Cedex France	123-11008-0/400
Creuset cylindrique à fond plat D65*55 H100	UMICORE	Même adresse	
Convertisseur RS232/RS485	UMICORE	Même adresse	modèle ISK200
Acquisition de données	INSTRUMENTATION du SUD - OUEST Agilent technologies	Même adresse	
Diffuseur de la colonne en verre(d70)	UFP	1 rue Galvani 91745 MASSY cedex France	
Diffuseur de la colonne en verre(d38-60)	UFP	bat. 35 ZA le Malvaisin 38420 le Versoud Même adresse	

Annexe 3

Principe de fonctionnement du calorimètre

Un programme écrit sous Labview 7.1 pilote le système d'acquisition Instrunet installé sur un ordinateur. Il paramètre automatiquement les voies provenant des 2 thermocouples, température froide et température chaude directement connectés au calorimètre, ainsi que la sortie du débitmètre massique, permettant de mesurer le débit d'eau envoyé vers le calorimètre. Toute les 1,25 secondes toutes les mesures sont acquises et immédiatement traitées afin d'obtenir après calcul les valeurs des différentes puissances et flux.

Traitement de données

Acquisition des températures en degré Celsius au cinquième de degré près de T_c , température chaude et T_f , température froide.

Acquisition du débit d'eau en g/min.

Acquisition du flux solaire direct Φ en W/m^2 via le réseau local.

Détermination de la puissance calculée et la puissance normalisée (puissance reçue par le calo ramenée à un flux solaire incident de $1000W/m^2$). La figure 93 représente la face avant du programme utilisé.

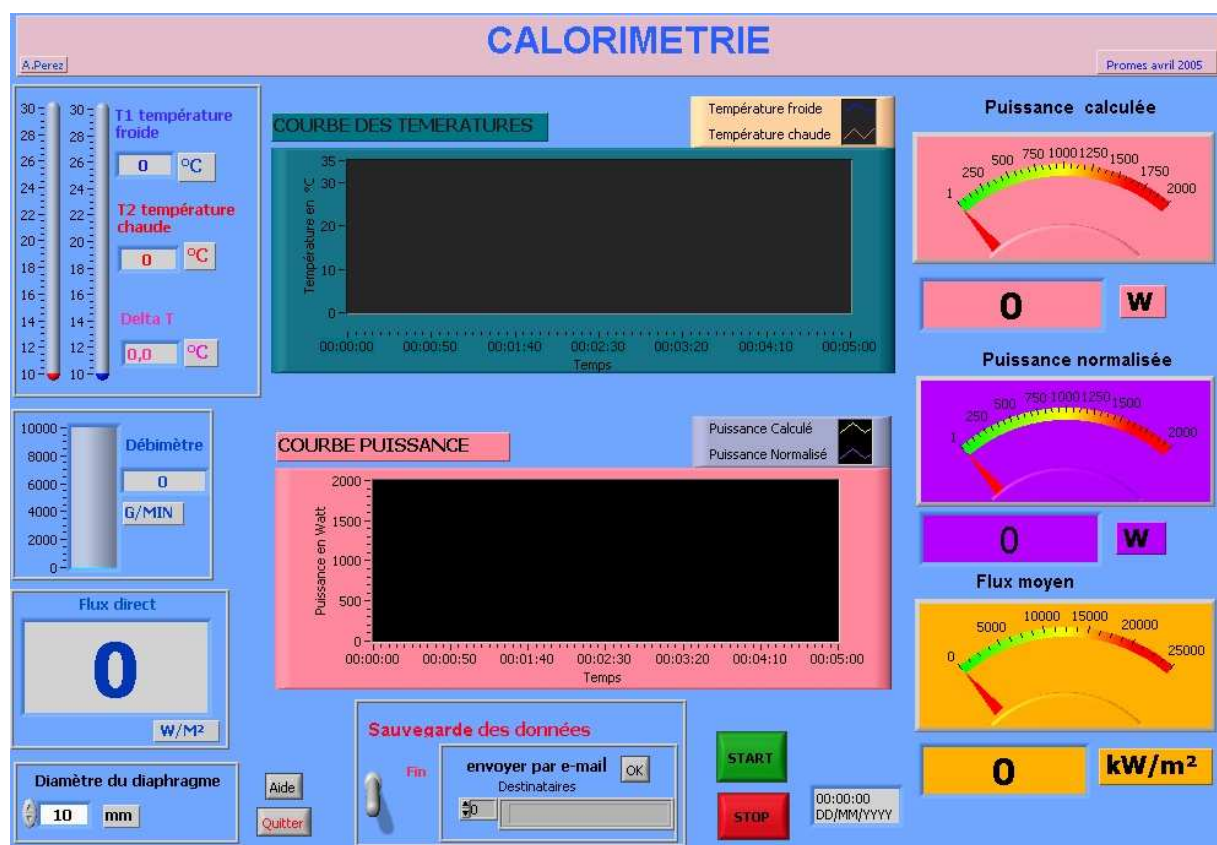


Figure 93- Face avant du programme

INTERACTION LIT FLUIDISE DE PARTICULES SOLIDES-RAYONNEMENT SOLAIRE CONCENTRE POUR LA MISE AU POINT D'UN PROCEDE DE CHAUFFAGE DE GAZ A PLUS DE 1000 K.

Résumé

A l'heure actuelle les énergies fossiles traditionnelles (pétrole, charbon...) commencent à s'épuiser, ce qui pousse l'humanité à chercher d'autres sources d'énergie pour subvenir à ses besoins. La nature recèle beaucoup de sources d'énergie inépuisables et non polluantes comme l'énergie solaire, la biomasse et l'énergie éolienne. La disponibilité de l'énergie solaire, sa gratuité et son renouvellement encouragent sa collecte et son exploitation. L'énergie solaire peut être collectée pour diverses utilisations comme la réalisation d'une réaction chimique endothermique ou la production de l'électricité.

La production de l'électricité solaire est opérée soit par des procédés photovoltaïques, soit par des procédés thermodynamiques. Ceux-ci ont un rendement déjà intéressants, mais sont actuellement limités par la température des cycles à vapeur. Pour améliorer l'efficacité énergétique de ces procédés, une des solutions est de chauffer un gaz à très hautes températures en entrée d'une turbine à gaz.

Le travail présenté dans ce mémoire décrit un procédé de collecte d'énergie solaire concentrée basé sur un lit fluidisé à changement de section. La collecte de l'énergie solaire se fait directement au travers d'une fenêtre transparente en quartz.

La conception de notre récepteur solaire est basée sur deux études. La première consiste à tester plusieurs colonnes transparentes à froid de géométries et de dimensions différentes pour optimiser la distribution des particules lors de la fluidisation. Elle nous a permis de choisir les dimensions et la géométrie du récepteur solaire. En parallèle, nous avons réalisé un premier récepteur avec éclairage artificiel par des lampes infrarouges, au laboratoire RAPSODEE de l'Ecole des Mines d'Albi. Il nous a permis de vérifier la faisabilité du procédé et d'avoir les premiers résultats de la fluidisation à chaud.

Le récepteur solaire a été ensuite testé au four solaire de 4,6 m du PROMES-CNRS à Odeillo. Durant notre travail nous avons étudié expérimentalement et numériquement les transferts thermiques dans le lit fluidisé et l'influence des divers paramètres physiques sur l'efficacité du récepteur.

Un modèle mathématique des transferts radiatifs basé sur la méthode de Monte Carlo en 1 D a été réalisé. Ce modèle permet de déterminer la distribution des densités de flux thermiques dans les différentes couches du lit fluidisé ainsi que les pertes radiatives.

Nous concluons sur la pertinence de nos choix dans ce travail et sur les perspectives.

Mots clés : rayonnement solaire concentré, lit fluidisé, gaz chaud, récepteur solaire, transfert radiatif, Méthode de Monte Carlo

INTERACTION FLUIDIZED SOLID PARTICLES-CONCENTRATED SOLAR RADIATION FOR THE DEVELOPMENT OF A GAS HEATING PROCESS TO MORE THAN 1000 K.

Abstract

At the moment the traditional fossil energy (oil, coal ...) are beginning to run out, causing humanity to seek other sources of energy to meet his needs. Nature holds many sources of inexhaustible and clean energy like solar energy, biomass and wind energy. The availability of solar energy, its free and renewal encourage its collection and use. Solar energy can be collected for various uses as conducting an endothermic chemical reaction or production of electricity.

The production of solar electricity is made by photovoltaic processes or by thermodynamic processes. Those have an interesting performance, but are currently limited by temperature steam cycles. one solution is to heat a gas at very high temperatures at the entrance of a gas turbine.

The work presented in this report describes a process of collecting concentrated solar energy based on a change section fluidized bed. The collection of solar energy is directly through a transparent quartz window.

The design of our solar receiver is based on two studies. The first enable us to cold test several transparent columns with different geometries and dimensions to optimize the distribution of particles during fluidization. This study enable us to choose the dimensions and geometry of the solar receiver. In parallel, we made a first receiver artificial illumination by infrared lamps. we have designed the receiver in RAPSODEE laboratory of the Ecole des Mines d'Albi. It helped us to verify the feasibility of the process and to have the first results of the hot fluidized bed.

The solar receiver was then tested in 4.6 m solar concentrator of PROMES-CNRS Odeillo. During our work we studied experimentally and numerically heat transfer in the fluidized bed and the influence of various physical parameters for the effectiveness of the receiver.

A mathematical model of radiative transfer based on the Monte Carlo Method in 1 D was achieved. The model is used to determine the distribution of heat in the different layers of the fluidized bed and the radiative losses.

We conclude for the relevance of our choice in this work and the perspectives.

Key words : concentrated solar radiation, fluidized bed, hot gas, solar receiver, radiative heat transfer, Monte Carlo Method.

Laboratoire d'accueil : Centre Energétique et Procédés (CEP)
Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris
Rue Claude Daunesse - B.P. 207 - F-06904 Sophia Antipolis Cedex

Thèse présentée par : BOUNACEUR, arezki, le : 09-12-2008

Ecole Doctorale : N° 432 : « Sciences des Métiers de l'Ingénieur »

Discipline : « Energétique » - ENSMP
