

# Analyse et modélisation du transfert de chaleur entre une paroi et un lit fluidisé à haute température

G. FLAMANT et G. ARNAUD

Laboratoire d'Energetique Solaire, CNRS BP 5, 66120 Odeillo, France

(Reçu le 30 Avril 1983 et sous forme révisée le 7 Novembre 1983)

**Résumé**—L'analyse bibliographique montre qu'à 900°C la composante radiative du transfert de chaleur paroi-lit fluidisé est estimée entre 14 et 40%. Afin d'expliquer cet écart, les auteurs proposent un modèle assimilant l'agrégat à un milieu gris semi-transparent. L'équation de conservation de l'énergie est résolue pour une condition de flux constant à la paroi. Pour les matériaux opaques (SiC, charbon), la simulation numérique montre que  $h_r$  représente 15% du transfert total. Pour des matériaux moins absorbants ( $Al_2O_3$  par exemple) cette proportion est de 40%. Les résultats théoriques sont confrontés avec des données expérimentales récentes.

## INTRODUCTION—ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE

DANS le domaine de la combustion du charbon, le développement de chaudières à lit fluidisé de grandes puissances a motivé des travaux théoriques sur les mécanismes de transfert par rayonnement entre les parois d'échangeurs et le milieu [1–3]. D'autre part, nos études concernant les récepteurs solaires haute température nous ont conduit à développer des absorbeurs à lit fluidisé de faible épaisseur [4, 5]. Ces dispositifs sont soumis sur une face au rayonnement solaire concentré, le lit fluidisé réalisé sur l'autre face permet d'obtenir des coefficients de transfert lit-paroi élevé et de chauffer de façon isotherme le gaz et/ou le solide.

La contribution relative du rayonnement au transfert de chaleur entre une paroi et un lit fluidisé est très diversement appréciée selon les auteurs. Certains [6–8] estiment que la contribution radiative est très faible (inférieure à 5%) jusqu'à 1100°C, et n'est due qu'au transfert phase bulle-paroi [8, 9]. Dans ces conditions, la croissance linéaire du coefficient de transfert avec la température [6] ne serait pas liée à l'apport du rayonnement mais la conséquence de l'augmentation de la conductivité thermique du gaz.

Les auteurs estimant que le rayonnement contribue de façon notable au transfert de chaleur donnent des évaluations assez dispersées. Néanmoins, la température minimale à partir de laquelle le rayonnement doit être pris en considération ( $h_r/h_t > 5\%$ ) est généralement située entre 500 et 600°C [10–12]. Nous avons réuni dans le Tableau 1 les données théoriques et expérimentales disponibles dans la littérature concernant le transfert de chaleur lit-paroi à haute température. Le niveau de température moyen a été choisi à 900°C compte tenu du nombre de résultats disponibles. Pour un diamètre de particule d'environ 1 mm, on constate que les estimations de la contribution relative du rayonnement au transfert varient de 14 à 40%. On peut remarquer que ces résultats n'ont pas été obtenus pour

les mêmes matériaux. Les propriétés thermo-radiatives des particules doivent donc influencer notablement le transfert de chaleur.

Une discussion sur les paramètres influençant le transfert couplé par conduction-convection rayonnement dans les lits fluidisés a été proposée par [20]. En particulier, l'accent est mis sur le rôle de la porosité  $\xi$  et du facteur total d'émission  $\epsilon_b$  sur le transfert radiatif. L'influence de ces deux paramètres est corrélée avec l'observation suivante: en général, le coefficient de transfert global maximum à haute température est inférieure à la somme des composantes maximales dues au rayonnement et à la conduction. En effet la première augmente avec  $\xi$  tandis que la seconde décroît. Qualitativement la relation entre  $\epsilon_b$  et  $\xi$  peut s'expliquer par la notion d'écran au rayonnement. Pour un matériau donné, l'absorption du rayonnement issu de la paroi est inversement proportionnel à la porosité du milieu. La surface peut "voir" un plus grand nombre de rangées de particules adjacentes quand la porosité augmente. Ce phénomène a été étudié théoriquement par [21] et plus récemment par [22]. Quelques données expérimentales sont également disponibles [4, 15, 23, 24]. Les valeurs les plus significatives ont été réunies dans le Tableau 2. L'analyse des modèles publiés fait apparaître un écart important en ce qui concerne l'évaluation du nombre de rangées de particules, exprimé en nombre de diamètres, nécessaire à l'absorption totale du rayonnement. D'une part les modèles destinés au calcul de  $\epsilon_b$  à partir de  $\epsilon_p$  et  $\xi$  [21, 22] montre qu'il faut de 5 à 15 diamètres pour réaliser un écran total, valeurs en accord avec les résultats expérimentaux de [4]. D'autre part les simulations numériques proposées pour calculer le coefficient de transfert lit-paroi ne prennent en compte que des épaisseurs d'agrégat faibles: 3 fois le diamètre des particules pour [2, 3] par exemple.

Cette distorsion peut être surmontée en introduisant dans les modèles de transfert les concepts de facteur d'absorption et de diffusion [4, 13] ou plus globalement le coefficient d'extinction utilisé pour les milieux semi

NOMENCLATURE			
$C$	capacité calorifique [J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	$\Delta x$	pas d'espace
$d$	diamètre [m]	$X$	$x/L = xK$ .
$f_0$	fraction moyenne de temps de contact phase bulle-paroi	Lettres grecques	
$F$	facteur de forme paroi-émulsion, $(1/\varepsilon_e + (1/\varepsilon_w) - 1)^{-1}$	$\alpha$	$4/3N$
$h_{e,i}$	coefficient de transfert instantané par conduction et rayonnement dû à l'émulsion [W m <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> ]	$\beta$	$(4R_c F \sigma T_b^3)^{-1}$
$h_{e,t}$	coefficient de transfert moyen par conduction et rayonnement dû à l'émulsion [W m <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> ]	$\gamma$	$N/F'$
$h_r$	contribution radiative due à l'émulsion [W m <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> ]	$\varepsilon$	facteur total d'émission
$h_t$	$(1 - f_0) h_{e,t}$ (noté $h$ sur les figures)	$\theta$	$T/T_b$
$K$	coefficient d'extinction de l'émulsion [m <sup>-1</sup> ]	$\lambda$	conductibilité thermique [W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]
$l^+$	$K l_g$	$\xi$	porosité
$l_g$	épaisseur du film	$\rho$	masse volumique [kg m <sup>-3</sup> ]
$L$	longueur de référence dans l'agrégat, K <sup>-1</sup>	$\sigma$	constante de Stefan-Boltzmann
$N$	paramètre d'interaction conduction-rayonnement, $\lambda_e K / 4 \sigma T_b^3$	$\tau$	épaisseur optique
$q$	densité de flux [W m <sup>-2</sup> ]	$\Phi$	densité de flux sur la paroi [W m <sup>-2</sup> ]
$R_c$	résistance de contact, $l_g / \lambda_g$ [m <sup>2</sup> K W <sup>-1</sup> ]	$\Phi^+$	densité de flux réduit, $\Phi / 4 F \sigma T_b^4$ .
$T$	température [°C]	Indices	
$t_*$	temps [s]	b	lit fluidisé
$t$	temps réduit, $\lambda_e t / \rho_e C_e L^2 = \alpha_e K^2 t$	B	bulles
$t_s$	temps de contact agrégat-paroi	c	conductif
$\Delta t$	pas de temps	conv	convectif
$U$	vitesse de fluidisation	e	émulsion
$W$	nombre de fluidisation, $U / U_{mf}$	g	gaz
$x$	espace	i	instantanée
		mf	conditions minimales de fluidisation
		p	particule
		r	radiatif
		s	premier noeud de l'agrégat
		t	total
		w	paroi.

Tableau 1. Contribution radiative au transfert de chaleur

Références	Type de résultats	Matériaux	Température $T_b$ (°C)	Diamètre (10 <sup>-3</sup> m)	$h_r/h_t$ (%)
Baskakov <i>et al.</i> [10]	Exp.	Chamotte	850	0,35	20
Baskakov and Goldobin [11]	Calorimètre		850	1,25	38
Botteril <i>et al.</i> [12]	Exp.	Alumine	950	0,98	14
	Calorimètre				
Chen and Chen [13]	Théorique		880	0,25	15
				0,61	25
Il'Chenko <i>et al.</i> [14]	Exp.	Alumine	900	0,2-0,7	18
Botteril and Sealey [15]	Calorimètre		900	1-1,5	23
Jolley [16]	Exp.	Charbon	900	0-1,6	38
	Calorimètre				
Kolar <i>et al.</i> [17]	Théorique	Sable	$\left\{ \begin{array}{l} T_b = 900 \\ T_w = 30 \end{array} \right.$	0,25	6-8
				1	20-25
		Dolomie	$\left\{ \begin{array}{l} T_b = 900 \\ T_w = 800 \end{array} \right.$	0,25	18
				1	43
Panov <i>et al.</i> [18]	Exp.	Magnésie	900	0,5	30
	Calorimètre				
Thring [3]	Théorique	Sable	900	1	~40
	Exp. caloduc				
Vedamurthy and Sastri [2]	Théorique	Charbon	900	0,5	30
		Cendre		2	50
Wright [19]	Exp.	Charbon	800	0-3,2	20-30
	Tube échangeur				

Tableau 2. Valeurs du facteur d'émission des lits fluidisés

Référence	Matériaux	Diamètre 10 <sup>-3</sup> m	ξ	W	T <sub>b</sub> (°C)	ε <sub>p</sub>	ε <sub>b</sub>
Makhorin <i>et al.</i> [23] (expérimental)	Sable naturel	0,6–1,5		1–4	1100	(0,6)*	0,75–0,80
	Chamotte	1–1,5		1–4	1100	(0,6)	0,7–0,75
	Magnésie fondue	1–2		1–4	1100		0,85
	Corundon (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	0,25–5		1–4	1100	(0,27)	0,7–0,75
		1–1,5		1–4	1100		0,65
Botterill and Sealey [15] (expérimental)	Alumine (sphérique)	0,2–0,7 et 0,5–1			750–1300		0,6–0,55
		1–1,5 et 1,5–2			900–1300		0,5–0,55
	Zircone	0,2–1			950–1400		0,55–0,7
Flamant [4] (expérimental)	Zircone	0,25		1,5	900–1100		$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_{\lambda b} = 0,3 \pm 0,05 \dagger \\ \varepsilon_b = 0,4–0,5 \end{array} \right.$
	Sable	0,25	~0,5	1,5	900–1100		$\left\{ \begin{array}{l} 0,72 \\ 0,8–0,9 \end{array} \right.$
	Chamotte	0,25		1,5	900–1000	(0,7–0,75)‡	$\left\{ \begin{array}{l} 0,8 \\ 0,9 \end{array} \right.$
	Carbure de silicium	0,25		1,5	900–1000		$\left\{ \begin{array}{l} 1 \\ 1 \end{array} \right.$
Rubtsov and Syromyatnikov [21] (théorique)			0,4			0,3	0,46
						0,6	0,70
			0,6			0,3	0,52
						0,6	0,72
Borodulya and Kovensky [22] (théorique)			~0,5			0,3	0,6
						0,6	0,8

\* Données de la réf. [25].  
† ε<sub>λb</sub> facteur d'environ monochromatique à λ = 3,4 × 10<sup>-6</sup> m.  
‡ Donnée de la réf. [26].

transparents [27] et en choisissant des conditions aux limites adaptées. Cette approche a été choisie dans cet article.

Le modèle présenté a pour objectif le calcul du coefficient de transfert paroi-lit fluidisé dans le domaine de température 500–1100°C. Nous ne considérerons que des particules de diamètre inférieur ou égal à 1 mm, fluidisées par de l'air sous pression atmosphérique. Dans ces conditions nous négligerons le transfert convectif. L'application visée, récepteurs solaires haute température, nous a conduit au choix de dispositifs bidimensionnels.

C'est pourquoi nous avons utilisé les valeurs de temps de séjour de l'agrégat à la paroi mesurée par [28] pour des colonnes analogues de préférence à celles données par des corrélations classiques [3]. Enfin, les systèmes envisagés sont supposés fonctionner dans des conditions optimales de fluidisation au plan du transfert surface-lit, c'est à dire pour un nombre de fluidisation  $U/U_{mf}$  de l'ordre de 2 à 5.

**ANALYSE THEORIQUE**

La décomposition classique du coefficient de transfert global en différentes composantes [29] conduit à l'expression

$$h_t = f_0(h_{B,conv} + h_{B,r}) + (1 - f_0)(h_{e,t} + h_{e,conv}). \quad (1)$$

Compte tenu des hypothèses précédentes nous négligerons les composantes convectives dues à la phase bulle :  $h_{B,conv}$  et à l'agrégat :  $h_{e,conv}$ .

La composante radiative due aux bulles  $h_{B,r}$  sera négligé compte tenu du gaz de fluidisation considéré : l'air, et des études antérieures en particulier [8] a montré que cette composante ne dépasse pas 2% du coefficient de transfert global à 900°C.

L'essentiel de cette étude est consacrée au calcul de  $h_{e,t}$ . C'est à dire, la composante due au transfert couplé par rayonnement conduction dans l'agrégat. Nous noterons  $h$  le terme  $(1 - f_0)h_{e,t}$  dans ce qui suit.

Une représentation schématique du problème physique est dessinée sur la Fig. 1. Le mécanisme macroscopique du transfert de chaleur est le suivant : des paquets d'émulsion issus du lit à température constante  $T_b$  se renouvellent à la surface de transfert. La fréquence de renouvellement et le temps de séjour,  $t_s$ , pendant lequel s'effectue l'échange de chaleur étant liés au régime de fluidisation (bullage). Ce mécanisme global est généralement admis. Les différences entre les modèles sont sensibles en ce qui concerne le mécanisme du transfert de chaleur au plan microscopique [25, 30, 31]. Une analyse bibliographique détaillée est proposée par [3, 17]. A haute température, les analyses théoriques de [4, 13] sont dérivées du modèle de l'agrégat ("Packet model").

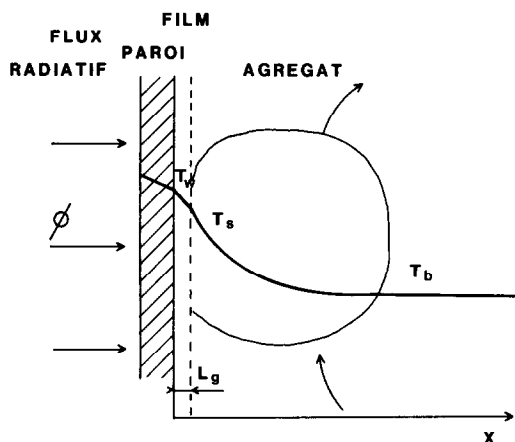


FIG. 1. Représentation schématique du modèle physique.

L'agrégat est considéré comme un milieu homogène caractérisé au niveau thermoradiatif par le facteur d'émission  $\epsilon_e$  et les facteurs d'absorption et de diffusion. Un modèle à deux flux est développé pour calculer les profils de température et de flux dans l'agrégat. L'étude proposée ici repose sur les mêmes hypothèses.

- (1) Le système est unidimensionnel.
- (2) Il n'y a pas de réaction chimique (terme source nul dans l'équation (4)).
- (3) L'agrégat se comporte comme un corps gris, semi transparent, caractérisé par un coefficient d'extinction  $K$  et un facteur total d'émission  $\epsilon_e$ . Le rayonnement est isotrope.
- (4) L'agrégat est un milieu homogène dont les propriétés physiques sont supposées constantes et calculées à la température moyenne du lit (Annexe 1).
- (5) La paroi de transfert est soumise à une densité de flux d'énergie constante  $\Phi$ .

Les différentes étapes du calcul sont les suivantes :

(a) détermination du profil de température en fonction du temps dans l'agrégat en résolvant l'équation de conservation de l'énergie dans le cas du transfert couplé conduction rayonnement en régime transitoire ;

(b) calcul du coefficient de transfert instantané

$$h_{e,i} = \frac{\Phi}{T_w - T_b}; \quad (2)$$

(c) calcul du coefficient de transfert moyen

$$h_{e,t} = \frac{1}{t_s} \int_0^{t_s} h_{e,i} dt. \quad (3)$$

Équation générale

Équation de conservation de l'énergie

$$\rho_e C_e \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla(q_e + q_r) = 0 \quad (4)$$

soit en monodimensionnel

$$\rho_e C_e \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda_e \frac{\partial T}{\partial x} - q_r \right) \quad (5)$$

dans le cas général  $q_r$ , densité de flux de rayonnement, est définie par

$$q_r = \int_{4\pi} L(x, e_\Omega) e_\Omega d\Omega \quad (6)$$

où  $L(x, e_\Omega)$  est la luminance totale dans la direction  $e_\Omega$ . La résolution numérique de (5) et (6) a été développée par ailleurs [26, 32, 33].

Dans le cas des milieux optiquement épais la densité de flux de rayonnement s'écrit

$$q_r = - \frac{16n^2\sigma T^3}{3K} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (7)$$

avec  $K$  = coefficient d'extinction,  $n$  = indice de réfraction (nous supposons  $n = 1$  par la suite).

Cette approximation signifie que le rayonnement se propage sur des distances faibles par rapport à la dimension du milieu avant d'être absorbé. Ainsi le flux local de rayonnement ne provient que de son proche environnement. Sa validité est discutée par [27, 34]. Trois restrictions principales sont mises en évidence.

(1) L'épaisseur optique  $\tau$  doit être grande devant l'unité. D'après les résultats expérimentaux [4] les coefficients d'extinctions et les longueurs de pénétration du rayonnement sont d'environ  $5000 \text{ m}^{-1}$ ,  $800 \text{ m}^{-1}$  et  $2,4d_p$ ,  $11d_p$  pour des lits fluidisés de carbure de silicium et de zircone respectivement, soit des épaisseurs optiques minimales de l'ordre de 2,5 à 3.

(2) Pour les très faibles valeurs du temps elle conduit à des températures plus élevées que la solution vraie au voisinage de la surface chaude. Dans notre cas, les temps de séjour de l'agrégat sur la paroi sont supposés supérieurs ou égaux à 0,26 s (voir Annexe 2) nous sommes donc loin des instants initiaux : par exemple pour un lit de SiC les pas de temps initiaux sont de  $2,5 \times 10^{-6} \text{ s}$ .

(3) En toute rigueur elle n'est pas applicable au voisinage immédiat de la paroi du fait de la discontinuité du flux radiatif. Cette dernière restriction s'applique à un système où la température de paroi est constante. La condition de flux que nous imposons, équation (10), évite cette discontinuité.

L'équation (5) s'écrit finalement sous la forme adimensionnelle suivante

$$\frac{\partial \theta}{\partial t^*} = \frac{\partial}{\partial X} \left[ (1 + \alpha \theta^3) \frac{\partial \theta}{\partial X} \right] \quad (8)$$

avec  $\alpha = 4/3N$  et  $N = \lambda_e K / 4\sigma T_b^3$  paramètre d'interaction conduction-rayonnement.

L'importance relative du transfert par rayonnement par rapport au transfert par conduction dépend de  $N$ ,  $\tau$ ,  $t^*$  [27]. Pour  $\tau > 1$  le transfert par rayonnement ne devient significatif que pour  $N < 5$  et prend de l'importance lorsque le temps réduit augmente.

Conditions aux limites

- (a) Condition initiale:  $t^* = 0, \forall X > 0, \theta(X, 0) = 1$ .
- (b) Condition à  $X \rightarrow \infty, \forall t^* > 0, \theta(\infty, t^*) = 1$ .  
Etant donné l'incertitude concernant l'épaisseur de l'agrégat, le modèle l'assimile à un milieu d'épaisseur semi infini. Dans la pratique la condition est réalisée pour des épaisseurs comprises entre 2 et 10 fois le diamètre des particules selon les valeurs de  $K$  et  $t_s$ .
- (c) Condition à  $X = 0$ : flux constant sur la paroi  $\Phi$ :
  - (i) continuité du flux à l'interface paroi-film gazeux (voir Fig. 1)

$$\Phi = \frac{1}{R_c}(T_w - T_s) + \sigma F(T_w^4 - T_s^4) \tag{9}$$

$$R_c = l_g/\lambda_g, \quad F = \left(\frac{1}{\epsilon_e} + \frac{1}{\epsilon_w} - 1\right)^{-1};$$

- (ii) continuité du flux à l'interface film gazeux-agrégat

$$\frac{1}{R_c}(T_w - T_s) + \sigma F(T_w^4 - T_s^4) = -\lambda_e^* \frac{dT}{dx} \Big|_{x=1_g} \tag{10}$$

avec  $\lambda_e^* = \lambda_e + 16\sigma T_s^3/3K$ .

Les équations (9) et (10) s'écrivent sous la forme adimensionnelle suivante

$$\Phi^+ = \beta + \frac{1}{4}(\theta_w + \theta_s)(\theta_w^2 + \theta_s^2)(\theta_w - \theta_s) \tag{11}$$

$$\Phi^+ = -\gamma(1 + \alpha\theta_s^3) \frac{d\theta}{dX} \Big|_{1^+} \tag{12}$$

RESOLUTION NUMERIQUE

- (1) L'équation générale (8) étant non linéaire, le principe de la résolution numérique est le suivant à chaque pas de temps  $\Delta t$ :
    - (a) Linéarisation de (8): soit  $\theta_q$  une valeur estimée de  $\theta$  au temps  $t + \Delta t$ , l'expression (8) s'écrit
- $$\frac{\partial \theta}{\partial t} = A \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + B \tag{13}$$
- avec
- $$A = (1 + \alpha\theta_q^3) \quad \text{et} \quad B = 3\alpha\left(\theta_q \frac{\partial \theta_q}{\partial x}\right)^2.$$
- (b) Résolution du système linéarisé par une méthode aux différences finies, schéma de Crank-Nicholson ( $n$  indice temps).
  - (c) Calcul itératif de l'équation (13) avec  $\theta_q = \frac{1}{2}(\theta_n + \theta_q)$  jusqu'à ce que la valeur de  $\theta$  obtenue à l'itér-

- ation  $J + 1$ , soit égale à celle de la Jème à  $10^{-6}$  près. Dans la pratique il suffit de 8 itérations.
- (d) Pas de temps suivant.
- (2) Conditions aux limites. Calcul de  $\theta_w$  et  $\theta_s$ .  
La linéarisation conduit à la première valeur de  $\theta_s$  à partir de (12)

$$\theta'_s = \frac{\Delta X \Phi^+}{\gamma(1 + \alpha\theta_q^3)}$$

tandis qu'une approximation parabolique est utilisée pour le calcul itératif de  $\theta_s$  à partir de la même équation. La température de paroi  $\theta_w$  est ensuite calculée par itération à partir de (11)

premier pas:  $\theta'_w = \theta_s + \frac{\Phi^+}{\beta + \theta_s^3}$

itération:

$$\theta_w = \theta_s + \frac{\Phi^+}{\beta + 0.25(\theta_w + \theta_s)(\theta_w^2 + \theta_s^2)}.$$

- (3) Calcul du coefficient de transfert instantané

$$H_i = \frac{\Phi^+}{(\theta_w - 1)}.$$

Les pas de temps et d'espace ont été choisi en résolvant par la même méthode l'équation de conduction qui admet une solution analytique. Pour les faibles temps nous avons choisi  $\Delta X = 0,005$  et  $\Delta t^* = 25 \times 10^{-6}$  soit  $\mu = \Delta t^*/(\Delta x)^2 = 1$ . Ensuite  $\Delta X$  est multiplié par 2 tous les 10 pas de temps tandis que  $\Delta t^*$  est multiplié par 4 afin de conserver  $\mu$  constant. L'agrégat est subdivisé en 30.

RESULTATS

Deux matériaux, l'alumine et le carbure de silicium, ont été sélectionnés compte tenu des différences de leurs propriétés thermophysiques. Les valeurs numériques utilisées sont réunies dans l'annexe 1. Dans l'annexe 2 nous avons portés les valeurs des temps de séjour de l'agrégat  $t_s$  et la fraction de temps de contact phase bulle-paroi,  $f_o$ , issues de l'étude [28]. Les paramètres de l'étude théorique ainsi que l'amplitude de leur variation ont été portés dans le Tableau 3.

Certaines relations existent entre ces paramètres. En particulier  $K$  dépend des propriétés thermoradiatives des particules, de leur diamètre et de la porosité. En première approximation on peut écrire pour un faible

Tableau 3. Paramètres du modèle

Paramètres	$\Phi \times 10^{-4}$ (W m <sup>-2</sup> )	$T_b$ (°C)	$K$ (m <sup>-1</sup> )	$l_g$	$d_p$ (m)	$\xi$	$\epsilon_e$
Domaine de variation	5-20	500-1100	150-5000	$\frac{d_p}{2} - \frac{d_p}{12,5}$	$10^{-4}$ - $10^{-3}$	0,36-0,52	0,4-1

Tableau 4. Valeurs du paramètre d'interaction conduction-rayonnement,  $N$

$T_b$ (°C)	600	900	1100
$N(\text{SiC}, K = 5000 \text{ m}^{-1})$	20	9,7	6,4
$N(\text{Al}_2\text{O}_3, K = 500 \text{ m}^{-1})$	1,48	0,64	0,4
$N(\text{Al}_2\text{O}_3, K = 150 \text{ m}^{-1})$	0,6	0,25	0,16

domaine de variation de  $\xi$

$$K = K_0 \frac{(1 - \xi)}{d_p}.$$

(14)

Enfin l'importance relative du transfert par rayonnement par rapport au transfert conductif peut être quantifiée par  $N$ .

A titre indicatif nous avons réuni dans le Tableau 4 les valeurs du paramètre d'interaction. Les valeurs de  $K$  ont été sélectionnées à l'aide des références [4, 35].

A la lecture du Tableau 4 et compte tenu des conclusions de l'étude [27], il apparaît que le rayonnement interviendra uniquement au niveau de l'échange paroi-première rangée de particules dans le cas de lits de carbure de silicium constitué de grains de faible diamètre car le transfert radiatif est négligeable dans l'agrégat ( $N > 5$ ) tandis qu'il doit être pris en considération pour  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , le couplage conduction-rayonnement existant quelque soit la température au dessus de  $500^\circ\text{C}$  ( $N < 5$ ).

Profil de température dans l'agrégat

Nous avons tracé sur la Fig. 2 les profils de température à flux variable pour un lit d'alumine à  $900^\circ\text{C}$  et un temps de séjour de 0,5 s. On remarque que l'épaisseur de l'agrégat soumise au gradient thermique

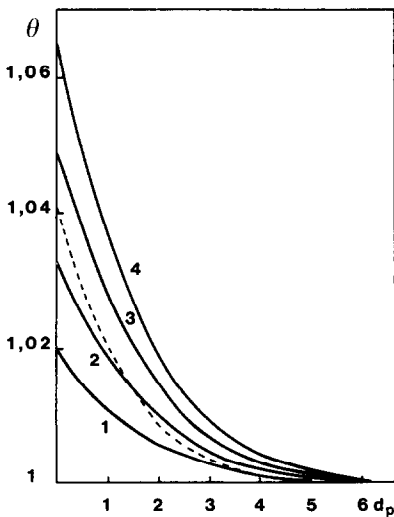


FIG. 2. Profils de température dans l'agrégat à  $t_s = 0,5 \text{ s}$  pour différentes densités de flux:  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $T_b = 900^\circ\text{C}$ ,  $d_p = 0,3 \times 10^{-3} \text{ m}$ ,  $K = 500 \text{ m}^{-1}$ ,  $N = 0,64$ . (1)  $\Phi = 5 \times 10^4 \text{ W m}^{-2}$ ; (2)  $\Phi = 10 \times 10^4 \text{ W m}^{-2}$ ; (3)  $\Phi = 15 \times 10^4 \text{ W m}^{-2}$ ; (4)  $\Phi = 20 \times 10^4 \text{ W m}^{-2}$ . Courbe pointillée:  $\Phi = 10 \times 10^4 \text{ W m}^{-2}$ ,  $K = 1000 \text{ m}^{-1}$ .

est de l'ordre de 5 à 6 diamètres de particule et est inversement proportionnelle au coefficient d'extinction (comparaison courbe pointillée et pleine No. 2). La variation du coefficient de transfert est faible: lorsque le flux augmente de 50 à  $200 \text{ kW m}^{-2}$ ,  $h$  varie de 910 à  $928 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  soit une augmentation de 2%.

Sur la Fig. 3 le profil de température est tracé pour différentes valeurs du temps de séjour  $t_s$ .

L'épaisseur de l'agrégat soumise au gradient thermique augmente avec  $t_s$  pour atteindre 10 fois le diamètre des particules à  $t_s = 2 \text{ s}$ . Ce même réseau de courbes permet de comparer les profils de température en transfert couplé conduction-rayonnement et en conduction pure. L'erreur commise en négligeant la variation de  $\theta$  dans la résolution numérique [second terme de l'équation (13) annulé] peut être appréciée sur les courbes 3. Cette erreur relative augmente avec  $T_b$  et  $t_s$ , elle est de l'ordre de 2% à  $900^\circ\text{C}$ ,  $t_s = 0,5 \text{ s}$  et de 4% à  $1100^\circ\text{C}$ ,  $t_s = 2 \text{ s}$ .

Variation de  $h$  en fonction du temps de séjour et de l'épaisseur du film gazeux

La Fig. 4 montre l'évolution du coefficient de transfert en fonction de  $t_s$  pour deux diamètres de particule: 0,3 et 1 mm. La faible variation de  $h$  dans le

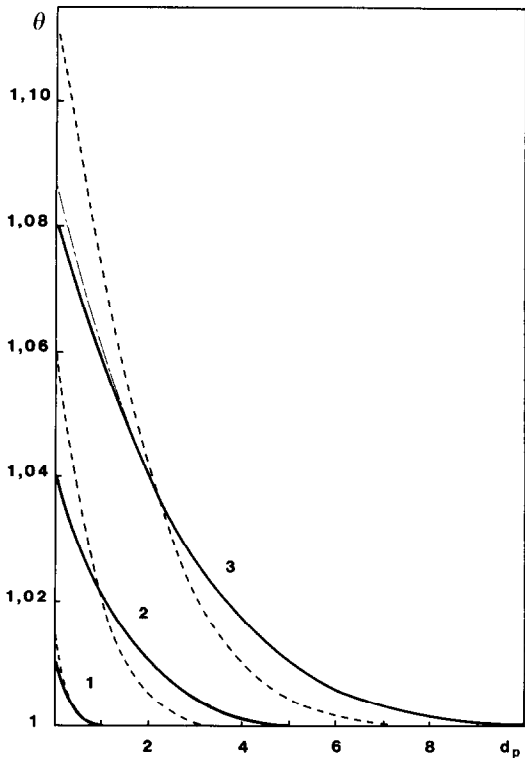


FIG. 3. Distributions de température dans l'agrégat à différents temps de séjour  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $T_b = 900^\circ\text{C}$ ,  $\Phi = 10^5 \text{ W m}^{-2}$ ,  $d_p = 0,3 \times 10^{-3} \text{ m}$ ,  $K = 1000 \text{ m}^{-1}$ ,  $N = 1,28$ . (1)  $t_s = 0,03 \text{ s}$ ; (2)  $t_s = 0,512 \text{ s}$ ; (3)  $t_s = 2 \text{ s}$ . trait plein, conduction + rayonnement; pointillé, conduction seule; trait-point, variation de  $\theta$  négligée (courbe 3 seulement).

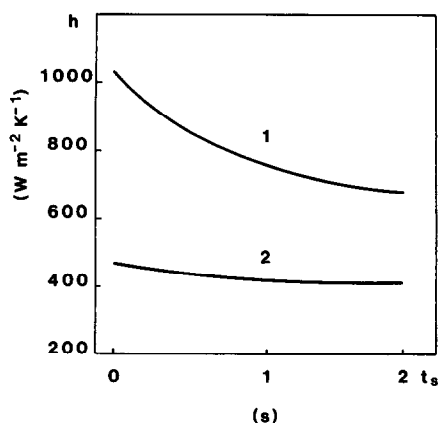


FIG. 4. Coefficient de transfert paroi-lit en fonction du temps de séjour de l'agrégat :  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $T_b = 900^\circ\text{C}$ ,  $\Phi = 10^5 \text{ W m}^{-2}$ . (1)  $d_p = 0,3 \times 10^{-3} \text{ m}$ ,  $K = 500 \text{ m}^{-1}$ ,  $N = 0,64$ ; (2)  $d_p = 10^{-3} \text{ mm}$ ,  $K = 150 \text{ m}^{-1}$ ,  $N = 0,19$ .

cas des grosses particules est mise en évidence. Ainsi pour des particules de gros diamètre ( $> 0,8 \text{ mm}$ ) dont le temps de contact avec la paroi est grand, le coefficient de transfert est quasi constant à  $t \geq t_s$ . Cette remarque est en accord avec la conclusion de la référence [36] : pour une température de paroi constante, l'agrégat est proche de l'équilibre thermique, à  $t = t_s$ .

La sensibilité du modèle aux hypothèses faites sur l'épaisseur du film est mise en évidence sur la Fig. 5. L'analyse bibliographique ne fait apparaître aucun accord sur le choix de  $l_g$ , de nombreuses valeurs ont été utilisées :  $0,065d_p$  [17];  $0,08d_p$  [3];  $0,1d_p$  [28];  $0,1667d_p$  [35];  $0,5d_p$  [2]. Il est clair que ce paramètre permet de caler les résultats théoriques et expérimentaux. Pour notre part avons choisi la valeur  $d_p/6$  qui semble donner

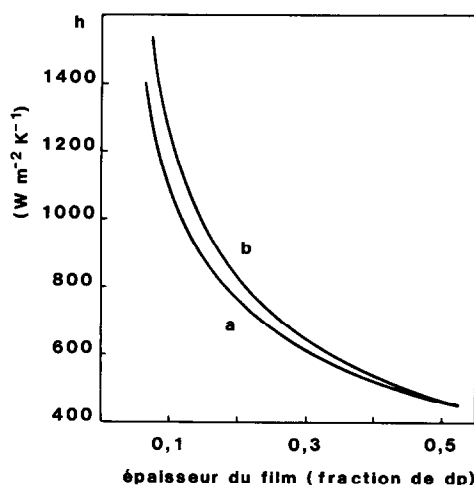


FIG. 5. Variation du coefficient de transfert paroi-lit en fonction de l'épaisseur du film exprimée en fraction de diamètre des particules :  $\Phi = 10^5 \text{ W m}^{-2}$ ,  $T_b = 900^\circ\text{C}$ ,  $d_p = 0,3 \times 10^{-3} \text{ m}$ . (a)  $\text{SiC}$ ,  $K = 5000 \text{ m}^{-1}$ ; (b)  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $K = 500 \text{ m}^{-1}$ .

le meilleur accord lors des premières confrontations du modèle avec les résultats expérimentaux. Néanmoins on peut noter que si un choix judicieux de la valeur de  $l_g$  permet de recalculer le niveau moyen de la valeur de  $h$ , l'évolution de  $h$ , avec la température ne dépend pas de l'épaisseur du film.

#### Etude du couplage conduction-rayonnement

Les paramètres étudiés ici sont  $T_b$ ,  $K$ ,  $d_p$ ,  $\xi$  liés par les relations

$$N = \frac{\lambda_e K}{4\sigma T_b^3}; \quad K = K_0 \frac{(1-\xi)}{d_p};$$

$\lambda_e = \lambda_e(\lambda_g, \lambda_p, \xi)$  annexe 1.

Sur la Fig. 6 sont tracées les variations de  $h$  en fonction de la température du lit pour différentes valeurs de  $K$ . La courbe 1 est linéaire entre 500 et  $1100^\circ\text{C}$ , variation qui est à rapprocher des observations de [6]. Il s'agit d'un matériau très absorbant pour lequel il n'y a pas couplage conduction-rayonnement dans l'agrégat (voir Tableau 4). La comparaison des courbes 2 et 3 met en évidence le rôle des propriétés physiques du matériau, en particulier  $\rho_p$  et  $C_p$  dont les valeurs sont plus élevées pour  $\text{Al}_2\text{O}_3$  que pour  $\text{SiC}$ . L'influence de ces paramètres a fait l'objet d'études systématiques, par exemple [36] montre que

$$h \propto (d_p)^{-0,5} (\rho_p)^{0,2} (C_p)^{0,2} (\lambda_p)^0.$$

Enfin la comparaison des courbes 3-5 démontre l'importance du coefficient d'extinction sur le transfert de chaleur. A  $900^\circ\text{C}$   $h$  augmente de 870 à  $993 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , soit une variation de 14% lorsque  $K$  prend les valeurs 1000 et  $200 \text{ m}^{-1}$  respectivement. Il apparaît clairement que ces courbes ne sont plus linéaires en fonction de  $T_b$ .

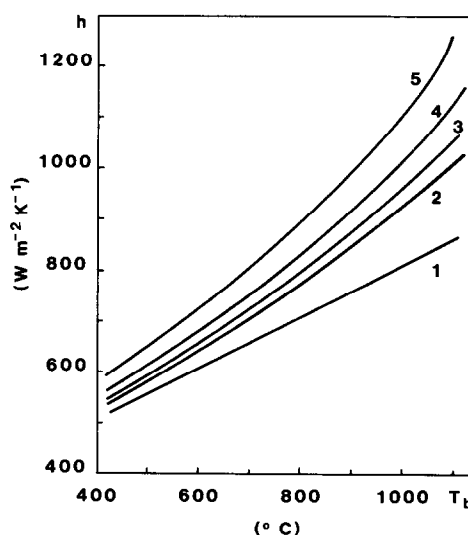


FIG. 6. Coefficient de transfert paroi-lit en fonction de la température :  $\Phi = 10^5 \text{ W m}^{-2}$ ,  $d_p = 0,3 \times 10^{-3} \text{ m}$ . (1)  $\text{SiC}$ ,  $K = 5000 \text{ m}^{-1}$ ; (2)  $\text{SiC}$ ,  $K = 1000 \text{ m}^{-1}$ ; (3)  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $K = 1000 \text{ m}^{-1}$ ; (4)  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $K = 500 \text{ m}^{-1}$ ; (5)  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $K = 200 \text{ m}^{-1}$ .

L'évolution de  $h$  en fonction du diamètre des particules à  $900^\circ\text{C}$ , a été tracée sur la Fig. 7 pour des valeurs de  $K$  variables [ $K_0 = 0,25$  dans (14) et  $K = 1000 \text{ m}^{-1}$ ]. Ces courbes, d'allure classique traduisent le rôle prédominant de la résistance de contact  $l_g = d_p/6$ . L'écart entre les deux montre l'influence du paramètre d'interaction  $N$ :  $N = 1,28$  pour la courbe 1 et  $0,192 < N < 1,92$  pour la courbe 2; le point d'intersection correspond à des valeurs de  $K$  et  $N$  égales.

L'influence du facteur d'émission et de la porosité de l'émulsion a fait également l'objet de cette étude. Par exemple à  $900^\circ\text{C}$  lorsque  $\varepsilon_e$  varie de 0,4 à 0,8,  $h$  augmente de 841 à  $885 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , soit un accroissement de 5%. Une erreur sur la valeur de  $\varepsilon_e$  n'a donc pas une influence considérable sur le résultat.

Le rôle de la porosité est plus complexe. En effet lorsque  $\xi$  augmente la conductivité de l'agrégat strictement liée au phénomène conductif diminue tandis que la part du rayonnement augmente (le paramètre d'interaction décroît). Ainsi selon les milieux et la température un accroissement de la porosité peut avoir des effets contraires: à  $900^\circ\text{C}$  pour  $\text{SiC}$  ( $K = 5000 \text{ m}^{-1}$ ),  $h$  diminue de 10% lorsque  $\xi$  varie de 0,36 à 0,5 tandis qu'on peut noter une légère augmentation du coefficient de transfert—mais inférieure à 1%—pour  $\text{Al}_2\text{O}_3$  à  $1100^\circ\text{C}$ ,  $K = 200 \text{ m}^{-1}$ . En conclusion, le coefficient de transfert varie en sens inverse de la porosité dans le cas des milieux très opaques et est quasiment insensible à  $\xi$  à haute température pour des matériaux peu absorbants ( $K < 500 \text{ m}^{-1}$ ).

La part relative du transfert radiatif au transfert total ( $h_r/h_t$ ) a été estimée par le même modèle en supprimant d'une part le terme radiatif dans la condition aux

interfaces (9) et (10) et en annulant  $\alpha$  dans l'équation générale (8). La comparaison des résultats obtenus pour la même valeur des paramètres, par le modèle de transfert couplé et le modèle de transfert conductif pur nous permet, par différence, de quantifier la modification apportée par le rayonnement. Cette méthode, bien qu'approximative puisque les composantes ne sont pas additives, présente l'avantage d'isoler l'effet du rayonnement des effets thermiques non radiatifs comme l'augmentation de  $\lambda_g$  par exemple.

Nous avons représenté sur la Fig. 8 l'évolution du rapport  $h_r/h_t$  en fonction de la température du lit et du coefficient d'extinction. A  $900^\circ\text{C}$ , pour des particules de 0,3 mm de diamètre, la part relative du rayonnement au transfert de chaleur varie de 30% à 13% lorsque  $K$  augmente de 200 à  $5000 \text{ m}^{-1}$ , à  $1100^\circ\text{C}$ , ces valeurs sont respectivement de 38 et 18%.

L'augmentation du rapport  $h_r/h_t$  en fonction du diamètre des particules est illustrée sur les Figs. 7 et 8. On peut observer que 36% du transfert de chaleur sont dus au rayonnement pour des particules d'alumine de 1 mm de diamètre à  $900^\circ\text{C}$  alors que cette proportion n'est que de 23% pour  $d_p = 0,3 \text{ mm}$ . Néanmoins, il semble que la relation (14) donnant  $K$  en fonction de  $d_p$ , conduit à une contribution radiative légèrement surestimée à basse température ( $K$  trop faible).

Le temps de contact paroi-émulsion joue un rôle essentiel dans l'estimation du rapport  $h_r/h_t$  comme le souligne le Tableau 5.

La contribution radiative varie de 46% quand  $t_s$  varie de 0,1 à 1 s. Ceci est à rapprocher de l'importance du transfert par rayonnement dans les milieux constitués de grosses particules.

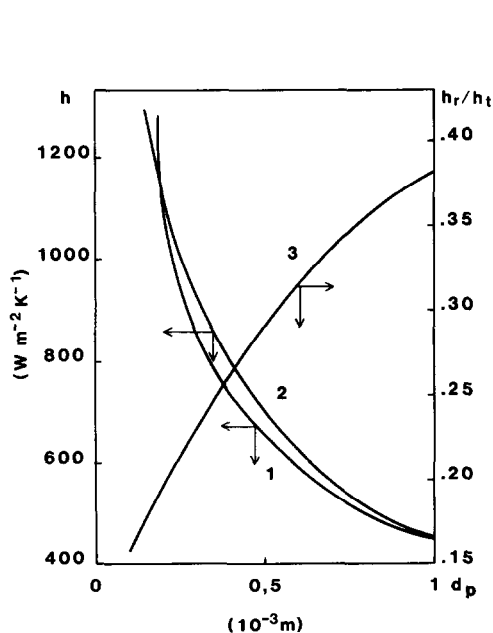


FIG. 7. Coefficient de transfert paroi lit en fonction du diamètre des particules:  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $T_b = 900^\circ\text{C}$ ,  $\Phi = 10^5 \text{ W m}^{-2}$ . (1)  $K = 1000 \text{ m}^{-1}$  constant; (2) et (3)  $K = 0,251(1 - \xi)/d_p \text{ m}^{-1}$  avec  $\xi = 0,4$ .

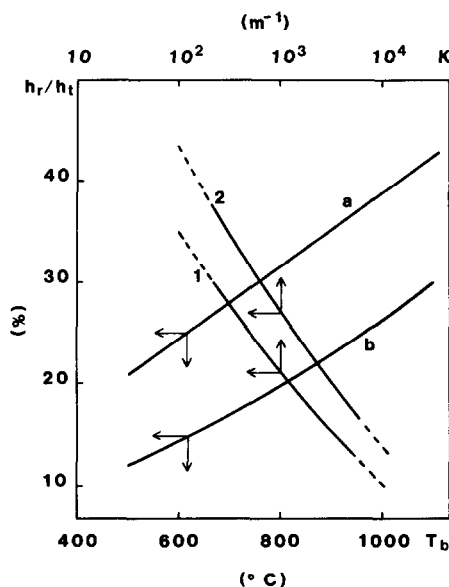


FIG. 8. Variation de la contribution radiative en fonction de la température et du coefficient d'extinction. (1) Fonction de  $K$ :  $T_b = 900^\circ\text{C}$ ,  $d_p = 0,3 \times 10^{-3} \text{ m}$ . (2) Fonction de  $K$ :  $T_b = 1100^\circ\text{C}$ ,  $d_p = 0,3 \times 10^{-3} \text{ m}$ . (a) Fonction de  $T_b$ :  $K = 500 \text{ m}^{-1}$ ,  $d_p = 10^{-3} \text{ m}$ . (b) Fonction de  $T_b$ :  $K = 500 \text{ m}^{-1}$ ,  $d_p = 0,3 \times 10^{-3} \text{ m}$ .



Tableau 5. Contribution relative du rayonnement en fonction du temps de séjour de l'agrégat :  $T_b = 900^\circ\text{C}$ ,  $K = 200\text{ m}^{-1}$ ,  $d_p = 1\text{ mm}$

$t_s\text{ (s)}$	0,1	0,5	1	2
$h_r/h_t\text{ (\%)}$	25	33	36,6	40

COMPARAISON DU MODELE  
AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats de la simulation numérique ont été comparés à deux séries de valeurs expérimentales publiées récemment [5, 12] sur la Fig. 9. Le tracé de la courbe 1 montre qu'un accord satisfaisant a été trouvé entre résultats théoriques et expérimentaux [12] dans le domaine de température 400–950°C pour la valeur suivante des paramètres

$\text{Al}_2\text{O}_3$ :  $d_p = 10^{-3}\text{ m}$ ;  $l_g = d_p/6$ ;  $K = 1000\text{ m}^{-1}$ ;  $\varepsilon_e = 0,6$ ;  $\varepsilon_w = 0,8$ ,  $t_s = 0,26\text{ s}$ ,  $f_0 = 0,33$ .

La courbe 2 correspond à un lit en carbure de silicium les valeurs des paramètres du modèle sont

$\text{SiC}$ :  $d_p = 0,3 \cdot 10^{-3}\text{ m}$ ,  $l_g = d_p/5$ ,  $K = 3000\text{ m}^{-1}$ ,  $\varepsilon_e = 1$ ,  $\varepsilon_w = 0,8$ ,  $t_s = 0,4\text{ s}$ ,  $f_0 = 0,35$ .

CONCLUSION

Le modèle proposé tenant compte du transfert couplé par conduction et rayonnement dans l'agrégat permet de calculer globalement le coefficient de transfert paroi lit fluidisé entre 500 et 1100°C et pour des particules jusqu'à 1 mm de diamètre. L'originalité et la flexibilité du modèle résident dans le choix des paramètres essentiels que sont le coefficient

d'extinction et la température liés, pour chaque type de matériau, par le paramètre d'interaction  $N$ . Pour  $N = 10$  ( $K = 5000\text{ m}^{-1}$ ,  $T_b = 900^\circ\text{C}$ ,  $d_p = 0,3\text{ mm}$ ) la contribution radiative due à l'émulsion est de 13%. Elle est due pour l'essentiel, à l'échange radiatif entre la paroi et la première rangée de particules. Cette proportion est de 35% pour  $N = 0,64$  ( $K = 500\text{ m}^{-1}$ ,  $T_b = 900^\circ\text{C}$ ,  $d_p = 1\text{ mm}$ ).

En tenant compte du transfert radiatif dû aux bulles [8] l'étude montre qu'à 900°C le rayonnement contribue au transfert total dans une proportion allant de 15 à 40% selon les propriétés thermoradiatives de l'émulsion. Ces chiffres sont en accord complet avec l'analyse bibliographique (Tableau 1). Ces proportions sont respectivement de 20 et 50% à 1100°C. La simulation numérique permet de traduire l'influence de paramètres tels que le diamètre des particules, la porosité et le facteur d'émission de l'émulsion. La comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux publiés récemment donne un accord satisfaisant.

BIBLIOGRAPHIE

1. S. C. Saxena and J. D. Gabor, Mechanism of heat transfer between a surface and a gas fluidized bed for combustor application, *Prog. Energy Combust. Sci.* **7**, 73–102 (1981).
2. V. N. Vedamurthy and V. M. K. Sastri, An analysis of the conductive and radiative heat transfer to the walls of fluidized bed combustors, *Int. J. Heat Mass Transfer* **7**, 1–9 (1974).
3. R. H. Thring, Fluidized bed combustion for stirling engine, *Int. J. Heat Mass Transfer* **20**, 911–918 (1977).
4. G. Flamant, Theoretical and experimental study of radiant heat transfer in a solar fluidized bed receiver, *A.I.Ch.E. JI* **28**, 529–535 (1982).
5. G. Flamant, G. Olalde and D. Gauthier, High temperature gas–solid receivers, 5th Miami Int. Conf. on Alternative Energy Sources, Miami, U.S.A., 13–15 December (1982).
6. V. N. Kharchenko and K. E. Makhorin, The rate of heat transfer between a fluidized bed and an immersed body at high temperatures, *Int. Chem. Engng* **4**, 650–654 (1964).
7. J. Szekely and R. J. Fisher, Bed to wall radiation heat transfer in a gas–solid fluidized bed, *Chem. Engng Sci.* **24**, 833–849 (1969).
8. K. Yoshida, T. Ueno and D. Kunii, Mechanism of bed wall heat transfer in a fluidized bed at high temperatures, *Chem. Engng Sci.* **29**, 77–82 (1974).
9. A. P. Baskakov, B. V. Berg et P. V. Sadilov, Etude de l'échange thermique dans une couche fluidisée à haute température, *Teplofiz. Vys. Temp.* **9**, 1001–1004 (1971).
10. A. P. Baskakov, B. V. Berg, O. K. Vitt, N. F. Filippovsky, V. A. Kirakosyan, J. M. Goldobin and V. K. Maskaeve, Heat transfer to objects immersed in fluidized beds, *Powder Technol.* **8**, 273–282 (1973).
11. A. P. Baskakov and Yu. M. Goldobin, Radiant heat transfer in a gas fluidized boiling bed, *Heat Transfer—Sov. Res.* **2**, 172–179 (1970).
12. J. S. M. Botteril, Y. Teoman and K. R. Yuregir, Temperature effects on the heat transfer behaviour of gas fluidized beds, *A.I.Ch.E. Symp. Ser.* **77**, No. 208, 330–340 (1981).
13. J. C. Chen and K. L. Chen, Analysis of simultaneous radiative and conductive heat transfer in fluidized beds, *Chem. Engng Commun.* **9**, 255–271 (1981).
14. A. I. Il'Chenko, V. S. Pikashov and K. E. Makhorin, Study of radiative heat transfer in fluidized bed, *J. Engng Phys.* **14**, 602–608 (1968).

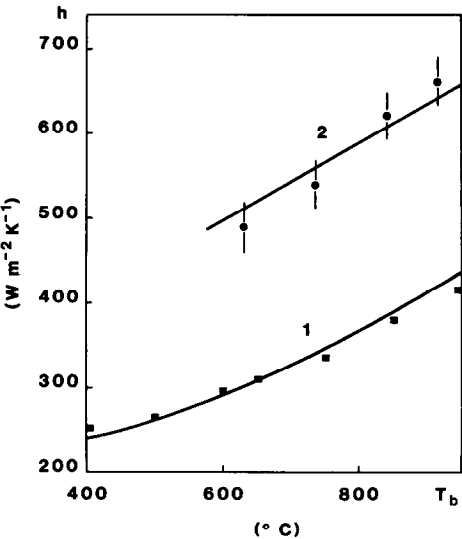


FIG. 9. Comparaison entre résultats théoriques et expérimentaux (bibliographie). (1) Résultats de [12] pour  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $d_p = 0,98 \cdot 10^{-3}\text{ m}$  courbe théorique  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $d_p = 1\text{ mm}$ ,  $K = 1000\text{ m}^{-1}$ . (2) Résultats de [5] pour  $\text{SiC}$ ,  $d_p = 0,27 \cdot 10^{-3}\text{ m}$  courbe théorique  $\text{SiC}$ ,  $d_p = 0,3\text{ mm}$ ,  $K = 3000\text{ m}^{-1}$ .

15. J. S. M. Botteril and C. J. Sealey, Radiative heat transfer between a gas fluidized bed and an exchange surface, *Br. Chem. Engng* **15**, 1167–1168 (1970).

16. L. J. Jolley, Heat transfer in beds of fluidized solids, *Fuel* **28**, 114–115 (1949).

17. A. K. Kolar, N. S. Grewal and S. C. Saxena, Investigation of radiative contribution in a high temperature fluidized bed using the alternate-slag model, *Int. J. Heat Mass Transfer* **22**, 1695–1703 (1979).

18. O. M. Panov, A. P. Baskakov, Yv. M. Goldobin, N. F. Filippovski and Yu. S. Mazur, Experiment investigation of the radiant and conductive-convective components of external heat exchange in a high temperature fluidized bed, *J. Engng Phys.* **36**, 275–279 (1979).

19. S. J. Wright, The combustion of coal in fluidized beds, XXXVI Int. Cong. Chem. Ind., Bruxelles, September, Vol. 1, pp. 627–634 (1966).

20. S. S. Zabrodsky, Compound heat exchange between a high tempeature gas-fluidized bed and a solid surface, *Int. J. Heat Mass Transfer* **16**, 241–248 (1973).

21. G. K. Rubtsov et N. I. Syromyatnikov, Emissivité et surface théorique d'émission dans une couche fluidisée, *Izv. Vuz. Energetika* **6**, 118–122 (1963).

22. V. A. Borodulya and V. I. Kovensky, Radiative heat transfer between a fluidized bed and a surface, *Int. J. Heat Mass Transfer* **26**, 277–287 (1983).

23. K. E. Makhorin, V. S., Pikashov and G. P. Kuchin, Measuring particle temperature and emissivity in a high temperature fluidized bed. *Proc. 2nd Engng Foundation Conf.*, pp. 93–97, Cambridge University Press, Cambridge (1978).

24. V. S. Pikashov, S. S. Zabrodsky, K. E. Makhorin and A. I. Il'Chenko, On the experimental study of the fluidized bed effective emissivity, *Heat and Mass Transfer*, Vol. 5. Nanka i Tekhn, Minsk (1968).

25. H. S. Mickley and D. F. Fairbanks, Mechanism of heat transfer to fluidized beds, *A.I.Ch.E. Jl* No. 3, 374–384 (1955).

26. O. G. Dodrnink and R. G. Hering, Transient combined conductive and radiative heat transfer, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer* **94**, 473–478 (1972).

27. M. Granier, Etude du transfert de chaleur entre une couche fluidisée bidimensionnelle et une paroi, Thèse D.I., Institut National polytechnique de Toulouse (1978).

28. L. R. Glicksman and N. Decker, Tech. Prog. Report No. 7, MIT Energy Laboratory, U.S. Dept. of Energy, Contract E (49-18) 2295 (1978).

29. N. I. Gelperin and V. G. Einstein, Fluidization (edited by J. F. Davidson and D. Harison), p. 478. Academic Press, New York (1971).

30. J. S. M. Botteril and J. R. Williams, The mechanism of heat transfer to gas fluidized beds, *Trans. Instn Chem. Engrs* **41**, 217 (1963).

31. J. P. Gabor, Wall to bed heat transfer in fluidized and packed beds, *Chem. Engng Prog. Symp. Ser.* **66**, 76–86 (1970).

32. G. Lauriat, Contribution à l'étude du transfert de chaleur dans les milieux semi-transparents, thèse de 3ème cycle, Paris (1974).

33. J. B. Saulnier et J. Martinet, Le verre et la thermocinétique des matériaux semi transparents, *Rev. Phys. Appl.* **15**, 175–188 (1980).

34. J. C. Chen and S. W. Churchill, Radiant heat transfer in packed beds, *A.I.Ch.E. Jl* **9**, 35–41 (1963).

35. S. S. Zabrodsky, *Hydrodynamics and Heat Transfer in Fluidized Bed*. M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts (1966).

36. H. W. Williams, R. Hernandez and C. J. Mah, Choosing the optimum bed material for a fluidized bed heat exchanger, 16th I.E.C.E.C., ATLANTA, paper No. 819302, pp. 600–605 (1981).

ANNEXE 1

PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DE L'AGRÉGAT

- (1) Masse volumique :  $\rho_e = \rho_p(1 - \xi)$  avec  $\xi = 0,4$  dans tous nos calculs sauf précision.
- (2) Chaleur spécifique  $C_e = C_p$ .
- (3) Conductivité thermique

$$\lambda_e = \lambda_g \left[ 1 + \frac{(1 - \xi)(1 - \lambda_g \cdot \lambda_p^{-1})}{\lambda_g \cdot \lambda_p^{-1} + 0,28 \xi^{0,63} (\lambda_g \cdot \lambda_p^{-1})^{0,18}} \right]$$

[W m<sup>-1</sup> K<sup>-1</sup>]

d'après [27] avec  $\lambda_g = 5,66 \times 10^{-5} T + 1,1 \times 10^{-2}$  W m<sup>-1</sup> K<sup>-1</sup> pour l'air.

	SiC	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
$\rho_p$ [kg m <sup>-3</sup> ]	3200	3950
$C_p$ [J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	780	1200
$\lambda_p$ [W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	11,6–0,0065 (T–1273)	2,8–0,0035 (T–1273)
$\varepsilon_e$	1	0,6

ANNEXE 2

PARAMÈTRES DE LA COUCHE FLUIDISÉE

Les valeurs utilisées sont les valeurs expérimentales obtenues par Granier [28] avec des lits fluidisés bidimensionnels : épaisseur de 8 à 31 mm et des particules de verre. Nous avons sélectionné les données conduisant à la valeur optimale du coefficient de transfert

$d_p$ (10 <sup>-3</sup> m)	$U/U_{mf}$	$t_s$ (s)	$f_0$	$\xi$
0,225	2,5	0,32	0,30	0,41
0,450	2,5	0,26	0,29	0,40
0,715	1,64	0,26	0,28	0,397

Dans tous les résultats présentés, sauf mention, la paroi exposée au rayonnement est supposée transférer au lit un flux constant  $\Phi$  de 10<sup>5</sup> W m<sup>-2</sup> (100 kW m<sup>-2</sup>). Son facteur d'émission  $\varepsilon_w$  est égal à 0,8.

## ANALYSIS AND THEORETICAL STUDY OF HIGH-TEMPERATURE HEAT TRANSFER BETWEEN A WALL AND A FLUIDIZED BED

**Abstract**—According to the bibliographic analysis the radiative component of heat transfer ranges from 14 to 40% at a bed temperature of 900°C. A theoretical model assuming the emulsion as being an optically thick semi-transparent grey medium is developed. The transient combined conductive and radiative heat-transfer equation is solved for a constant wall heat flux density. For opaque materials (SiC type) the radiative component inside the emulsion represents about 15% of the total heat transfer at 900°C. For transparent particles ( $\text{Al}_2\text{O}_3$  type) this proportion increases up to 40%. Theoretical results are compared with experimental data.

## LITERATURSTUDIE UND THEORETISCHE BEHANDLUNG DES WÄRMEÜBERGANGS BEI HOHER TEMPERATUR ZWISCHEN EINER WAND UND EINEM FLIESSBETT

**Zusammenfassung**—Wie aus einer Literaturstudie hervorgeht, liegen die Strahlungsbeiträge bei einer Fließbettemperatur von 900°C zwischen 14 und 40%. Es wurde ein theoretisches Modell entwickelt, wobei die Emulsion als optisch dichtes, halbtransparentes Medium angenommen wurde. Die instationäre Wärmeübergangsgleichung unter Berücksichtigung von Leitung und Strahlung wurde für konstante Wärmestromdichte an der Wand gelöst. Bei undurchsichtigen Materialien (SiC-Typ) macht die Strahlungskomponente innerhalb der Emulsion etwa 15% des gesamten Wärmeübergangs bei 900°C aus. Mit transparenten Partikeln steigt dieses Verhältnis auf bis zu 40% an. Die theoretischen Ergebnisse werden mit experimentellen Daten verglichen.

## АНАЛИЗ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА МЕЖДУ СТЕНКОЙ И ПСЕВДООЖИЖЕННЫМ СЛОЕМ ПРИ ВЫСОКИХ ЗНАЧЕНИЯХ ТЕМПЕРАТУРЫ

**Аннотация**—Как показал анализ опубликованных данных, лучистая составляющая теплопереноса от псевдоожигенного слоя с температурой 900 °С составляет от 14 до 40%. Предложена теоретическая модель, в которой слой рассматривается как полупрозрачная серая среда с большой оптической толщиной. Уравнение нестационарного связанного радиационно-кондуктивного теплопереноса решается для случая постоянной плотности теплового потока на стенке. Для непрозрачных материалов (типа SiC) компонент лучистого переноса в слое составляет примерно 15%, суммарного переноса тепла при 900 °С. Для прозрачных частиц (типа  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) эта доля возрастает до 40%. Теоретические результаты сравниваются с экспериментальными данными.