

ÉTUDE THEORIQUE DES TRANSFERTS THERMIQUES DANS UN FLUIDE CHARGÉ EN PARTICULES À CHANGEMENT DE PHASE

H. Demasles^a, P. Mercier^a, A. Lallemand^b

^a GRETH-CEA, 17 rue des Martyrs, 38054 GRENOBLE cedex 9, France.

^b Centre de Thermique de Lyon, UMR CNRS 5008, INSA, 9 rue de la Physique
69621, Villeurbanne cedex, France. a.lal@cethil.insa-lyon.fr

RÉSUMÉ

On présente le résultat d'une étude théorique des transferts à la paroi et dans un frigoporteur diphasique constitué de particules de matériau à changement de phase (eau) emprisonné dans un gel organique constitué d'une matrice polymère à très forte porosité (plus de 90 %) en suspension dans une huile thermique qui ne présente aucune affinité vis-à-vis de l'eau. Les particules – polymère + eau – ont une taille de l'ordre de 500 μm de diamètre. L'étude ne porte que sur un canal constitué de deux plaques parallèles de 1,5 m de longueur et 170 mm de largeur, séparées de 5 mm. Les plaques sont supposées être à une température fixée (par le fluide frigorigène), la suspension (fluide frigoporteur) entrant dans le canal à une température légèrement positive.

La modélisation des transferts est basée sur les équations classiques de bilans locaux, le bilan de l'énergie étant affecté d'un terme source représentant le transfert dans les particules et l'énergie de changement d'état de l'eau. L'expression de ce terme, inspirée des travaux de Charunyakorn *et al.*, prend en compte les transferts conductifs interne aux particules, les transferts convectifs entre la particule et le fluide support, ainsi que le terme de chaleur latente. Le modèle permet aussi de prendre en considération un taux de surfusion variable.

La résolution du système utilise la méthode des volumes finis en 3D. Elle permet de fournir des renseignements intéressants sur la répartition du front de changement de phase dans le canal en régime permanent, sur l'importance des zones d'influence du changement de phase ainsi que sur le taux de cristallisation de l'eau le long de l'écoulement. Une étude paramétrique est aussi réalisée.

Mots clés : frigoporteur/diphasique/solide-liquide/transferts thermiques/modélisation

NOMENCLATURE

Lettres latines

c_m	Concentration massique en MCP	
c_v	Concentration volumique en MCP	
C_p	Capacité thermique massique	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
d	Diamètre	m
g	Accélération gravitationnelle	m.s^{-2}
h	Coefficient d'échange de chaleur	$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
H	Enthalpie massique de changement d'état	J.kg^{-1}
k	Conductivité thermique	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
N	Densité volumique de particules	m^{-3}
Nu	Nombre de Nusselt	
P	Pression	Pa
Pe	Nombre de Péclet	
Pr	Nombre de Prandtl	
r	Coordonnée radiale	m
Re	Nombre de Reynolds	
R_p	Rayon des particules	m
S	Source ou puits de chaleur	W.m^{-3}
t	temps	s
T	Température	K
u	Vitesse suivant x	m.s^{-1}
U	Vitesse moyenne	m.s^{-1}

x, y	Coordonnées	m
z	Distance axiale à partir de l'entrée de la section chauffée ou refroidie	m

Lettres Grecques

j	Flux de chaleur	W
m	Viscosité dynamique	Pa.s
ρ	Masse volumique	kg.m^{-3}
ΔR_{surf}	Épaisseur de la particule où a lieu la surfusion	m
ΔT_{surf}	Degré de surfusion	K

Indices

a	apparent
c	changement de phase
e	entrée
f	fluide porteur
g	glissement
o	monophasique
p	particule
s	suspension, sortie
w	paroi

1. INTRODUCTION

Le refroidissement d'une enceinte peut se faire d'une manière soit directe, soit indirecte. Dans le premier cas, le refroidissement s'opère par le biais d'une machine frigorifique dont l'évaporateur (producteur de froid) est directement placé sur les lieux de demande de froid. Dans l'autre cas, on emploie de fluides frigoporteurs intermédiaires. Alors, pour obtenir un accroissement du transfert thermique volumique, on peut mettre en œuvre l'enthalpie de changement de phase du fluide, liquide-solide notamment.

Les frigoporteurs diphasiques les plus étudiés ces dernières années sont les coulis de glace formés, par exemple, d'un mélange eau/alcool et de cristaux de glace produits sur des parois réfrigérées et raclées ou brossées pour permettre leur détachement de la paroi [1,2,3,4]. Les limites de ce procédé résident, pour l'instant, dans le coût élevé du dispositif de production et dans une fiabilité réduite. Les autres frigoporteurs diphasiques potentiels se présentent sous forme d'émulsions ou reposent sur la combinaison :

- de structures porteuses (microcapsules, gel organique ou minéral sous forme de grains) contenant un fluide à changement de phase liquide-solide ;
- d'un fluide porteur non miscible présentant des caractéristiques physiques adaptées à l'application.

Le développement des connaissances du comportement thermique et hydraulique de ces fluides est absolument nécessaire pour connaître et optimiser leurs performances et permettre une meilleure maîtrise énergétique de leur utilisation. C'est dans le but d'améliorer cette connaissance que nous avons entrepris une modélisation des transferts à la paroi et au sein de fluides porteurs de billes de gels organiques saturés en eau (appelées "particules") [5].

2. GÉOMÉTRIE ÉTUDIÉE ET HYPOTHÈSES

La géométrie étudiée est représentée sur la *figure 1*. Le fluide chaud circule dans un canal rectangulaire de 170 mm de large, 5 mm d'épaisseur et 1,5 m de long. Les échanges de chaleur se font avec les deux parois prises dans la largeur du canal (parois froides) qui sont à température constante. Les parois prises dans l'épaisseur du canal sont adiabatiques.

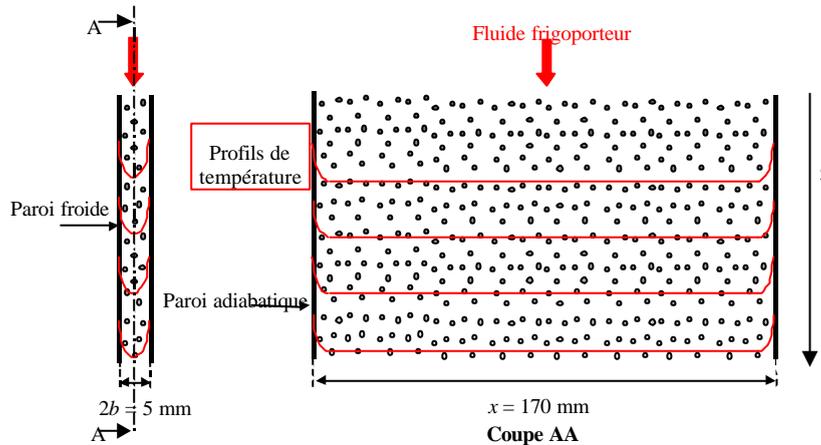


Figure 1 : Schéma de l'échangeur et de l'écoulement

Pour simplifier le problème, la suspension (ensemble fluide porteur + particules) est considérée comme un milieu homogène équivalent et ses propriétés physiques, lorsque les particules ne changent pas de phase, sont calculées :

- à l'aide d'une équation pondérant les masses volumiques du fluide porteur et des particules pour la masse volumique,
- par une équation du même type pour la capacité thermique, celle des particules ayant été déterminée par Royon *et al* [6]
- par la relation de Maxwell pour la conductivité thermique de la suspension au repos. Pour prendre en compte les effets micro-convectifs, la conductivité apparente est calculée par l'équation proposée par Charunyakorn [7] sur la base de travaux expérimentaux de Sohn et Chen [8] :

$$\frac{k_s}{k_{s0}} = 1 + 1,8 c_v Pe^{0,18} \quad (1)$$

- pour des concentrations en particules inférieures à 15 %, la viscosité est calculée par la relation de Vand :

$$\mathbf{m}_s = \mathbf{m}_f \exp \left[\frac{2,5 c_v + 2,7 c_v^2}{1 - 0,609 c_v} \right] \quad (2)$$

Les particules, considérées comme suffisamment petites pour négliger la convection interne, sont des sphères homogènes, lorsqu'elles sont monophasiques, et plongées dans un liquide à température T_f .

3. MODÉLISATION

3.1. Equations de base

Les équations locales utilisées sont :

- la conservation de la masse :

$$\operatorname{div} \bar{u} = 0 \quad (3)$$

- le bilan de la quantité de mouvement :

$$\mathbf{r}_s \left[\frac{\mathcal{I} \bar{u}}{\mathcal{I} t} + \bar{u} (\bar{\nabla} \bar{u}) \right] = -\bar{\nabla} P^* + \mathbf{m}_s \Delta \bar{u} \quad (4)$$

avec P^* , la somme de la pression statique et de la gravité : $P^* = P + \mathbf{r} g z$.

- la conservation de l'énergie pour calculer la température :

$$\mathbf{r}_f C p_f \left(\frac{\mathcal{I} T_f}{\mathcal{I} t} + \bar{u} \bar{\nabla} T_f \right) = \operatorname{div} (k_f \bar{\nabla} T_f) + S \quad (5)$$

3.2. Modèle

La particularité de cette étude provient de la présence de particules en suspension qui, lorsqu'elles évoluent en température, absorbent de l'énergie sous formes de chaleur sensible et de chaleur latente. Cette énergie est prise en compte dans l'équation de conservation de l'énergie :

- soit par le terme source S , présent dans la formulation (5) ;
- soit en utilisant une capacité thermique équivalente prenant en compte la chaleur latente absorbée par les particules. Le terme source est alors nul.

La littérature propose plusieurs types de modèles dont trois ont été plus particulièrement analysés car leur intérêt provient d'une approche différente du problème. Charunyakorn *et al.* [9] et Royon *et al.* [10] introduisent un terme source dans l'équation de l'énergie. Les premiers abordent le problème de manière locale en étudiant les transferts autour et au sein de la particule alors que les seconds utilisent une approche plus phénoménologique devant la difficulté à évaluer localement les paramètres des échanges entre particule et fluide porteur. Alisetti et Roy [11] n'utilisent pas de terme source mais déterminent une capacité thermique équivalente et considèrent que la congélation des particules ne se fait pas à la température de fusion mais s'étale sur une plage de température.

Le logiciel utilisé (TRIO[®] du CEA) permet d'introduire facilement un terme source dans l'équation de l'énergie mais ne permet pas de faire varier les propriétés physiques de la suspension. Par conséquent, un modèle où les transferts dans les particules sont pris en compte par un terme source, comme le modèle de Charunyakorn *et al.* [9], a été retenu. Cependant, pour améliorer ce modèle, le phénomène de surfusion et la possibilité d'un étalement en température au cours du changement de phase ont été introduit.

3.2.1. Transfert de chaleur au niveau des particules

Les hypothèses suivantes sont posées :

- le fluide est incompressible et newtonien, l'écoulement est permanent et laminaire ;
- le fluide diphasique rentre dans l'échangeur à une température homogène, supérieure à la température de fusion du MCP. Les particules sont entièrement liquides ;
- les particules sont des sphères rigides dont le volume est constant ;
- la densité en particules est uniforme même près des parois.

Le raisonnement est fait sur une tranche dr de la particule, comme indiqué sur la *figure 2*. Avec une conductivité constante et en notant simplement par T la température de la particule, l'équation de l'énergie, dans la partie congelée de la particule, est :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k_p}{\mathbf{r}_p C p_p} \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2k_p}{\mathbf{r}_p C p_p} \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (6)$$

Le transfert de chaleur entre le fluide porteur et la paroi de la particule se fait par convection forcée. Pour une sphère individuelle, le nombre de Nusselt est calculé par la relation donnée par Chandarana *et al.*, citée par Ahmad *et al.* [12] :

$$Nu_{pf} = \frac{h_{pf} 2R_p}{k_f} = 2 + 2,82 \times 10^{-2} Re_p^{1,6} Pr^{0,89} \quad (7)$$

avec
$$Re_p = \frac{d_p \mathbf{r}_s U_g}{\mathbf{m}_s} \quad \text{et} \quad Pr = \frac{Cp_f \mathbf{m}_f}{k_f}$$

Cette relation est valable pour : $1,23 \leq Re_p \leq 27,38$ et $9,74 \leq Pr \leq 376,2$.

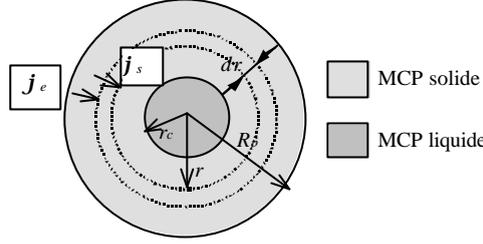


Figure 2 : Schéma des transferts dans une bille de MCP

La vitesse, U_g utilisée dans le calcul du nombre de Reynolds est la vitesse de glissement entre le fluide porteur et la particule. Les particules étant plus lourdes que la phase porteuse et la suspension s'écoulant verticalement vers le bas, les particules descendent plus vite. Dans notre étude, le régime de sédimentation étant celui d'Allen, la vitesse de glissement se calcule par la relation :

$$U_g = \frac{\left[(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_f) g \right]^{0,71} d_p^{1,14}}{6,54 \mathbf{m}_f^{0,43} \mathbf{r}_f^{0,29}} \quad (8)$$

Le flux convectif apporté par le fluide porteur est égal au flux conductif à l'intérieur de la particule :

$$h_{pf}(T - T_f) = -k_p \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R_p} \quad (9)$$

Le changement de phase est pris en compte de la façon suivante. À $r = r_c$, au niveau du front de solidification, le flux de chaleur apporté pendant un temps dt est utilisé intégralement pour le changement de phase (il n'y a pas de flux sortant). Il permet une progression du front de solidification de dr_c :

$$4\pi r_c^2 \mathbf{j}_e dt = \mathbf{r}_p 4\pi r_c^2 dr_c H \quad (10)$$

soit :

$$\frac{dr_c}{dt} = \frac{\mathbf{j}_e}{\mathbf{r}_p H} \quad (11)$$

En fonction de la position du front, le flux \mathbf{j}_e est de différente nature. Au commencement du changement de phase, pour $r_c = R_p$, le flux est apporté par convection par le fluide porteur :

$$\mathbf{j}_e = -h_{pf}(T_{r_c=R_p} - T_f) \quad (12)$$

Le changement de phase débute à $T_{r_c=R_p} = T_c - \Delta T_{surf}$. Ainsi, la variation du rayon de la partie liquide de la particule est :

$$\frac{\partial r_c}{\partial t} = -\frac{h_{pf}}{\mathbf{r}_p H} (T_c - \Delta T_{surf} - T_f) \quad (1)$$

Ensuite, lorsque le changement de phase a lieu au sein de la particule ($r_c < R_p$) le flux entrant est apporté par conduction dans la partie déjà congelée :

$$\mathbf{j}_e = -k_p \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r_c} \quad (14)$$

d'où

$$\frac{\partial r_c}{\partial t} = -\frac{k_p}{\mathbf{r}_p H} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r_c} \quad (15)$$

Initialement, les particules sont toutes liquides : $t = 0$, $r = R_p$. Au niveau du front de solidification, $r = r_c$, le phénomène de surfusion ne disparaît qu'après la formation de plusieurs cristaux. Ceci est pris en compte en considérant que la congélation dans le cas de la surfusion a lieu sur une plage de variation de r_c :

$$T = T_c - \mathbf{DT}_{surf} \quad \text{lorsque } R_p - \mathbf{DR}_{surf} < r_c \leq R_p,$$

Dans le reste de la particule, lorsque $r_c \leq R_p - \mathbf{DR}_{surf}$ le front de solidification est à la température de congélation, T_c .

La valeur de \mathbf{DR}_{surf} est liée à la valeur de \mathbf{DT}_{surf} en considérant que la masse ayant solidifiée lors de la rupture de surfusion dégage une quantité de chaleur permettant de remonter la particule à la température de congélation.

3.2.2. Calcul du terme source S

Le détail de la résolution des équations qui précèdent est fourni dans la référence [13]. Pour le calcul du terme source, on note que :

$$S = Nj_p = -Nr_p H 4pr_c^2 \frac{dr_c}{dt} = -\frac{3c_v}{R_p^3} Hr_p r_c^2 \frac{dr_c}{dt} \quad (16)$$

L'application du modèle précédant donne les résultats qui suivent [13].

a) pour le changement de phase qui a lieu juste après la surfusion :

$$S = \frac{3c_v h_{pf}}{R_p} (T_c - \Delta T_{surf} - T_f) \quad \text{pour } r_c = R_p \quad (17)$$

$$S = \frac{3c_v k_p}{R_p^2} \frac{(T_c - \Delta T_{surf} - T_f) r_c}{\left[R_p + \left(\frac{k_p}{h_{pf} R_p} - 1 \right) r_c \right]} \quad \text{pour } R_p - DR_{surf} < r_c < R_p \quad (18)$$

b) pour le changement de phase à T_c :

$$S = \frac{3c_v}{R_p^2} \frac{k_p (T_c - T_f) r_c}{\left[R_p + \left(\frac{k_p}{h_{pf} R_p} - 1 \right) r_c \right]} \quad \text{pour } r_c < R_p - DR_{surf} \quad (19)$$

3.3. Traitement numérique

Dans un premier temps, seules les équations de la masse et de la quantité de mouvement sont résolues afin d'établir le profil des vitesses et des pressions. Ce n'est qu'une fois que le régime hydraulique est établi, que l'équation de l'énergie est résolue. Les variables principales ne sont pas situées au même point, c'est la technique du maillage décalé. Les équations de bilan sont discrétisées de manière semi-implicite.

Le canal se compose de (figure 3):

- 200 mailles dans la longueur (z) ;
- 10 mailles dans l'épaisseur (y) ;
- 14 mailles dans la largeur (x)

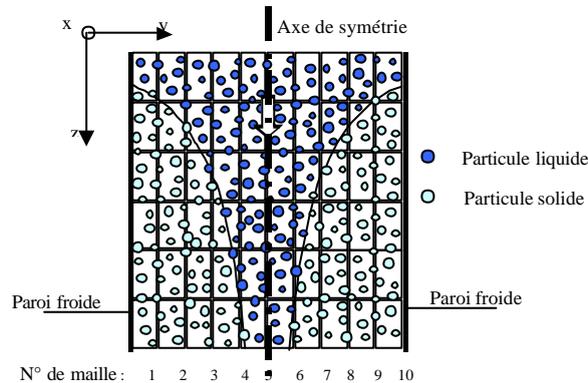


Figure 3 : Schéma de l'écoulement de la suspension et du maillage

4. SIMULATION

4.1. Cas de référence

Les différents paramètres ont été choisis de manière à ce que toutes les particules sortent congelées de l'échangeur. Ce sont :

- la vitesse de passage : $0,03 \text{ m.s}^{-1}$;
- la concentration massique en particules : 15 % ;
- le degré de surfusion : 5 K ;
- la température des parois : $-40 \text{ }^\circ\text{C}$;
- le diamètre des particules : $400 \text{ }\mu\text{m}$.

Le profil de température (figure 4) ne dépend que de y (par le numéro de maille) et de z. Cette figure met en évidence que le temps nécessaire au changement de phase augmente au fur et à mesure que l'on pénètre au cœur de l'écoulement. En effet, le changement de phase a lieu pour des valeurs de z de plus en plus grandes. Dans la première maille, ce temps est quasiment nul : les particules congèlent très rapidement puisqu'elles sont en contact direct avec la paroi et que leur vitesse est faible. La chaleur dégagée par le changement de phase est négligeable

devant le flux convectif échangé avec la paroi. Par contre, plus on s'éloigne de la paroi, plus le "palier" du changement de phase est visible. Les mailles situées plus au centre de la conduite, échangent par conduction avec les mailles précédentes, ce qui limite la chute en température de celles-ci.

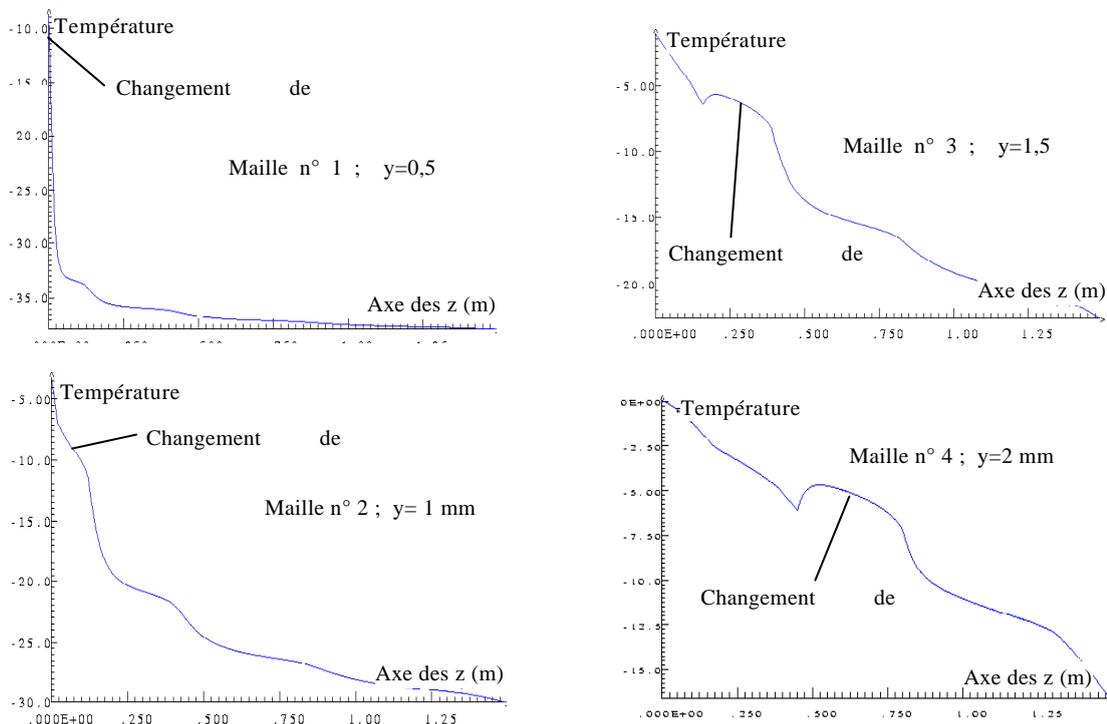


Figure 4 : Evolution du profil de température le long de la paroi à des valeurs différentes de la distance à la paroi pour $U = 0,03 \text{ m/s}$; $c_m = 15 \%$; $DT_{surf} = 5 \text{ K}$; $T_w = -40 \text{ °C}$; $d_p = 400 \text{ }\mu\text{m}$

La rupture du phénomène de surfusion (net pour les mailles 3 et 4) se manifeste par la remontée en température en début de changement de phase. Dans la maille 2, la chaleur dégagée par le changement de phase entraîne un ralentissement du refroidissement. Le flux de chaleur étant évacué par la paroi froide, le profil de température de la maille 1 est perturbé. Par contre les profils de températures des mailles 3 et 4 ne sont que faiblement perturbés. Dans la maille 2, le changement de phase se fait sur 10 cm de plaque, soit environ en 3 s. Dans la maille 3, le flux dégagé par le changement de phase devient supérieur au flux apporté par conduction par le fluide de la maille 2. On observe une légère remontée en température de 0,75 K. Ensuite les flux s'équilibrent, puis s'inversent, permettant une légère décroissance en température pendant le changement de phase. Le changement de phase se fait sur 25 cm de plaque, soit en un peu plus de 8 s. Le temps nécessaire pour extraire l'énergie dégagée par le changement de phase augmente puisque cette énergie est identique quelle que soit la maille (concentration homogène) alors que le flux échangé diminue. Les observations dans la maille 4 sont identiques.

Ces résultats montrent que le changement de phase est une barrière thermique qui empêche le flux de pénétrer plus au cœur des plaques. Ainsi les changements de phase se font en cascade.

4.2. Etude paramétrique

4.2.1. Influence de la vitesse

Par rapport au cas de référence (0,03 m/s), la vitesse moyenne de l'écoulement devient 0,05 m/s. Les autres variables ne sont pas modifiées. Comme le régime thermique n'est pas établi, le nombre de Nusselt dépend du nombre de Reynolds qui passe de 11 à 18.

L'augmentation de la vitesse de passage réduit de 40 % le temps de séjour dans l'échangeur, ce qui augmente la longueur des paliers de changement de phase. Pour les mailles placées au cœur de l'écoulement, le changement de phase débute plus en aval dans l'échangeur que dans le cas de référence. Par exemple, le changement de phase de la maille 4 pour $U = 0,05 \text{ m/s}$ débute à la même côte z que celui de la maille 5 pour $U = 0,03 \text{ m/s}$ et les particules de la maille 5 pour $U = 0,05 \text{ m/s}$ n'ont pas le temps de congeler.

4.2.2. Influence de la taille des particules

Deux diamètres de particules ont été étudiés : 200 μm et 400 μm . La concentration restant à 15 %, seul le nombre de particules varie afin de conserver la quantité de matière qui change de phase.

La quantité d'énergie absorbée lors de la congélation des particules étant identique, les températures de chaque maille à la sortie de l'échangeur ne dépendent pas de la taille des particules. De même, le changement de phase dans chaque maille débute à la même côte z quelle que soit la taille des particules. Cependant, plus les particules sont petites, plus le rapport surface d'échange sur masse à congeler augmente et plus la vitesse de congélation est importante. Les pentes des courbes de la *figure 5* confirment cette interprétation. Ainsi, la chaleur latente dégagée par unité de temps est plus importante.

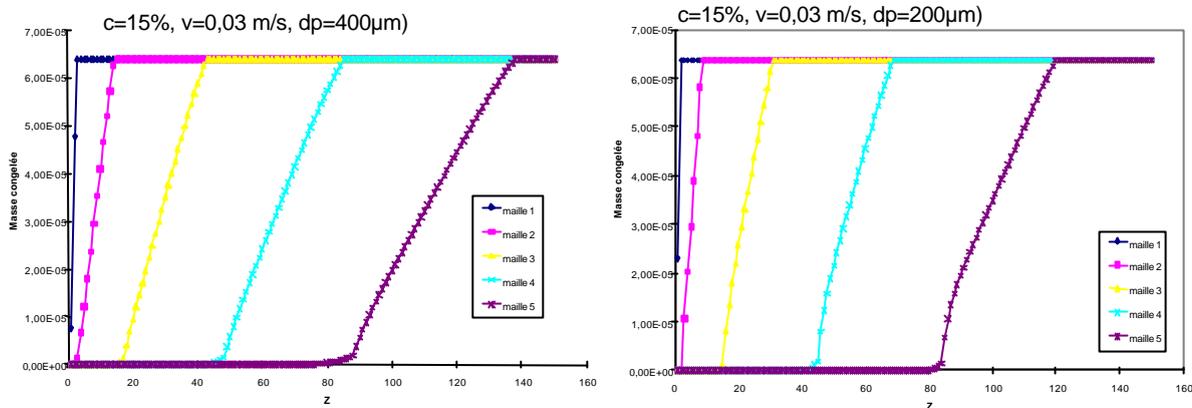


Figure 5 : Evolution de la masse congelée dans chaque maille le long de l'échangeur dans le cas où $d_p = 400 \mu\text{m}$ et $d_p = 200 \mu\text{m}$. La pente de ces courbes représente la vitesse de congélation (les unités sont en cm en abscisse et en kg en ordonnée)

4.2.3. Influence de la concentration

La nouvelle concentration est de 30 % au lieu de 15 %. Comme dans les cas précédents, les autres paramètres sont conservés, à l'exception de la viscosité qui augmente avec la concentration. L'augmentation de la concentration entraîne une augmentation de la matière à congeler. Tant que le flux froid disponible reste supérieur à la chaleur latente dégagée par le changement de phase, le nombre de particules se congelant augmente et la remontée en température en début du changement de phase est plus importante. Par conséquent, il ne faut pas deux fois plus de temps pour congeler le double de matière. A l'équilibre des deux flux il doit y avoir des paliers horizontaux de changement de phase qui tendent vers $0 \text{ }^\circ\text{C}$.

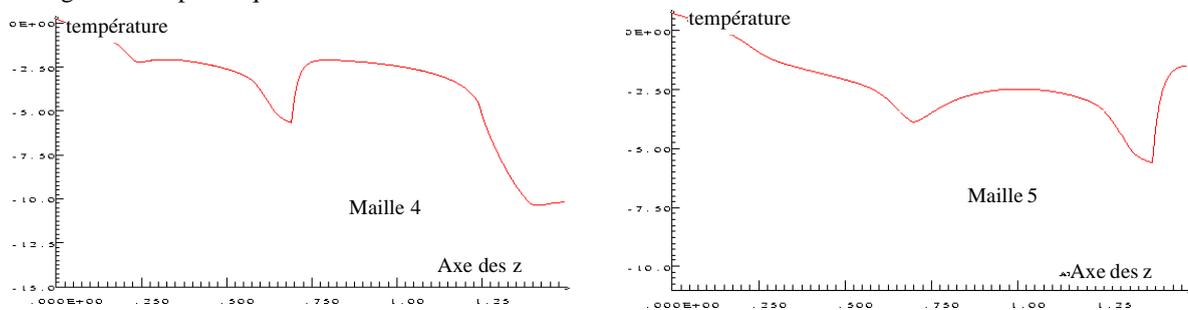


Figure 6 : Profils de température dans la longueur z pour diverses valeurs de y , pour $U = 0,03 \text{ m/s}$; $c_m = 30 \%$; $DT_{\text{surf}} = 5 \text{ K}$; $T_w = -40 \text{ }^\circ\text{C}$; $d_p = 400 \mu\text{m}$

4.2.4. Influence du degré de surfusion

La *figure 7* met en évidence le fait que la vitesse de congélation diminue naturellement avec le degré de surfusion.

CONCLUSION

Le comportement thermique d'un nouveau fluide frigoporteur diphasique a été étudié théoriquement. Pour cela un modèle 3D a été réalisé et mis en œuvre grâce au logiciel TRIO du CEA. Ce modèle, basé sur les équations de bilans classiques, prend en compte la modélisation des transferts thermiques et du changement de phase dans les "billes" de gel contenant le MCP, ainsi que les transferts entre les billes et le fluide porteur. Considérant la potentialité qu'il y a dans ces billes à voir se développer un phénomène de surfusion, celui-ci a aussi été modélisé. On dispose ainsi d'un modèle relativement performant qui permet de simuler les transferts dans des situations diverses. Quelques exemples ont été développés. La validité du modèle a pu ainsi être montrée, au moins qualitativement, puisque les résultats obtenus apparaissent comme tout à fait logiques.

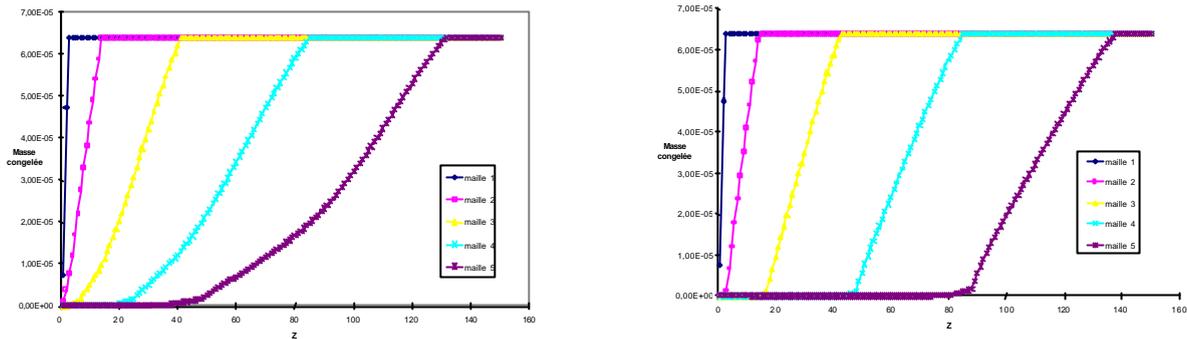


Figure 7 : Evolution de la masse congelée dans chaque maille le long de l'échangeur dans le cas où $DT_{surf} = 1 K$ et $DT_{surf} = 5 K$

REFERENCES

- [1] Bel, O. et Lallemand, A., "Etude d'un fluide frigoporteur diphasique. Caractéristiques thermophysiques intrinsèques d'un coulis de glace", *Int. J. Refrig.* 22 (1999), pp. 164-174
- [2] Bel, O. et Lallemand, A., "Etude d'un fluide frigoporteur diphasique. Analyse expérimentale du comportement thermique et rhéologique", *Int. J. Refrig.* 22 (1999), pp. 175-187
- [3] Ben Lakhdar, M.A., Guilpart, J., Gautherin, W. et Lallemand, A., "Détermination expérimentale des caractéristiques de transferts dans les frigoporteurs diphasiques", *EUROTHERM Seminar 59*, 6-7 Juillet 1998, Nancy, France, pp. 259-266
- [4] Ben Lakhdar, M.A., Guilpart, J. et Lallemand, A., "Experimental study and calculation method of heat transfer coefficient when using ice slurries as secondary refrigerant", *Int. J. Heat & Technology* 17 (1999), pp. 49-56
- [5] Royon, L., "Réalisation et caractérisation physique, thermique et rhéologique d'un nouveau matériau destiné au stockage d'énergie à basse température", Thèse de doctorat, Université Paris VII, Paris, France (1992)
- [6] Royon, L., Guiffant, G., Perrot, P., Flaud, P. et Colinard, P., "Evaluation des potentialités d'une dispersion de matériaux à changement de phase pour le stockage et le transport d'énergie thermique à basse température", 7^{èmes} Journées Internationales de l'Energie Thermique, Avril 1995, Marrakech, Maroc
- [7] Charunyakorn, P., Sengupta, S. and Roy, K., "Forced convection heat transfer in micro encapsulated phase change material slurries : flow in circular duct", *Int. J. Heat Mass Transfer* 34 (1991), pp. 819-833
- [8] Sohn, C. W. and Chen, M. M., "Microconvective thermal conductivity in disperse two-phase mixtures as observed in a low velocity couette flow experiment", *J. Heat Transfer* 103 (1981), pp. 47-51
- [9] Charunyakorn, P., Sengupta, S. and Roy, K., "Forced convection heat transfer in microencapsulated phase change material slurries : flow between parallel plates", In *General Papers : Phase Change and Convective Heat Transfer*, ASME HTD 129 (1990), pp. 55-62
- [10] Royon, L., Guiffant, G. and Perrot, P., "Forced convection heat transfer in a slurry of phase change material in an agitated tank", *Int. J. Heat Comm. Transfer* 27 (2000), pp. 1057-1065
- [11] Alisetti, E. L. and Roy, K., "Forced convection heat transfer to phase change material slurries in circular ducts", *J. Thermophysics and Heat Transfer* 14 (2000), pp. 115-118
- [12] Ahmad, M. N., Kelly, B. P. and Magee, T. R. A., "Measurement of heat transfer coefficients using stationary and moving particles in tube flow", *Trans IChemE* 77 C (1999), pp. 213-222
- [13] Demasles H., "Etude des transferts de chaleur d'un fluide frigoporteur diphasique à changement de phase liquide-solide dans un échangeur à plaques lisses", Thèse de doctorat, INSA de Lyon, Lyon, France (2002)