



This is an author-deposited version published in: <http://oatao.univ-toulouse.fr/>  
Eprints ID: 5113

**To cite this document:** XAYASENH Arunvady, JOLY Laurent, DUVAL Hervé. Transport et capture des inclusions à l'interface métal liquide/laitier: simulation numérique aux petites échelles de la turbulence. In: *Journée Annuelle de la SF2M*, 04-06 Juill 2011, Nancy, France.

Any correspondence concerning this service should be sent to the repository administrator:  
[staff-oatao@inp-toulouse.fr](mailto:staff-oatao@inp-toulouse.fr)

# Transport et capture des inclusions à l'interface métal liquide/laitier : simulation numérique aux petites échelles de la turbulence\*

Arunvady Xayasenh<sup>a</sup>, Laurent Joly<sup>b</sup> et Hervé Duval<sup>a</sup>

<sup>a</sup> École Centrale Paris, Laboratoire de Génie des Procédés et Matériaux, Grande Voie des Vignes, 92295 Châtenay-Malabry Cedex, France

<sup>b</sup> Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, Département d'Aérodynamique, Énergétique et Propulsion, 10 avenue Edouard Belin, BP 54032, 31055 Toulouse Cedex 4, France

## Résumé

Le transport et la capture des inclusions d'oxyde à une interface métal liquide/laitier sont étudiés par simulation numérique directe. La turbulence est générée dans une zone de forçage et diffuse vers l'interface modélisée ici par une surface libre plane indéformable. Les inclusions sont introduites dans la zone de forçage et leurs trajectoires sont étudiées par suivi lagrangien : les forces de pesanteur, de masse ajoutée, d'accélération en volume et de traînée sont prises en compte dans la résolution de l'équation de la dynamique des particules.

Nous rapportons ici les résultats de premières simulations réalisées dans le cas d'inclusions de diamètre 10  $\mu\text{m}$  et de densité 3000  $\text{kg/m}^3$  en suspension dans l'acier liquide.

## Introduction

Il est essentiel de maîtriser la teneur en inclusions des aciers car elle conditionne directement la qualité et la durée de vie des produits finis. Les inclusions sont éliminées en phase liquide lors du procédé de traitement en poche. La poche est un réacteur triphasique dans lequel les inclusions sont transportées, par bullage, du métal liquide vers la deuxième phase liquide du réacteur, le laitier. Lorsqu'elles arrivent au niveau de l'interface métal liquide/laitier, les inclusions peuvent être capturées par le laitier ou, au contraire, ré-entraînées par le métal liquide loin de l'interface.

L'étude et la quantification du flux d'inclusions déposées sur le laitier nécessite de connaître l'évolution dans le temps de la turbulence locale au voisinage de l'interface. En effet, le temps de relaxation des inclusions (vis-à-vis de l'écoulement du métal liquide) étant très court ( $\sim 10\mu\text{s}$ ), celles-ci réagissent quasiment instantanément à une modification du champ de fluide environnant ; elles sont donc sensibles aux événements turbulents de durée de vie très courte qui sont présents aux plus petites échelles de la turbulence.

Nous présentons ici une approche numérique couplant la simulation numérique directe (DNS) de la turbulence au voisinage de l'interface assimilée à une surface libre et le suivi lagrangien des inclusions en suspension.

## Modèle

Le code DNS utilisé est un code pseudo-spectral dans lequel les dérivées spatiales sont calculées dans le domaine

spectral et les termes non linéaires sont calculés dans le domaine physique. Il a été mis au point par Campagne et Joly<sup>1</sup> à l'ISAE, nous rappellerons simplement ici les principales caractéristiques de la résolution du champ de fluide.

Le domaine de calcul est un parallélépipède rectangle de dimensions  $L_x, L_y, L_z$ , présentant des conditions aux limites périodiques de période  $L_x = L_y$  dans les directions  $x$  et  $y$  (figure 1). Pour des raisons numériques, le domaine est divisé en trois parties suivant la direction  $z$  : une zone de forçage, de hauteur  $L_z/3$ , encadrée par deux zones physiquement symétriques représentant chacune une « couche de surface ». Ces couches sont limitées par une surface libre modélisant l'interface métal liquide/laitier. Dans la zone de forçage, la turbulence est générée suivant la méthode proposée par Alvélius<sup>2</sup>. Cette turbulence diffuse ensuite dans les couches de surface. Enfin, la composante normale de la vitesse du fluide s'annule au niveau des surfaces libres. Il faut noter que pour chaque simulation, les statistiques de l'écoulement réalisées dans les deux couches de surface sont différentes et cumulables.

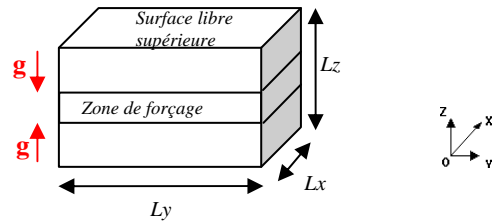


Figure 1. Domaine de calcul.

L'équation gouvernant le mouvement des inclusions dans le liquide est la suivante<sup>3</sup> :

$$\begin{aligned} \frac{1}{6} \pi \rho_p d_p^3 \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} &= 3\pi \mu d_p (\mathbf{u}_F - \mathbf{u}_p) + \frac{1}{6} \pi d_p^3 (\rho_p - \rho_F) \mathbf{g} \\ &+ \frac{1}{12} \pi \rho_F d_p^3 \left( \frac{D\mathbf{u}_F}{Dt} - \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} \right) \\ &+ \frac{1}{6} \pi \rho_F d_p^3 \frac{D\mathbf{u}_F}{Dt} \end{aligned}$$

où  $\rho_p$  et  $\rho_F$  sont les densités respectives des inclusions et du métal liquide.  $\mathbf{u}_p$  est la vitesse de la particule et  $\mathbf{u}_F$  la vitesse du fluide non perturbée au centre de l'inclusion.  $d_p$  est le diamètre d'une inclusion et  $\mathbf{g}$  est l'accélération de la pesanteur que l'on dirige ici en sens opposé à la surface libre la plus proche.  $D\mathbf{u}_F/Dt$  est l'accélération totale du fluide évaluée à la position de la particule,  $D\mathbf{u}_F/Dt = \partial\mathbf{u}_F/\partial t + \mathbf{u}_F \cdot \nabla \mathbf{u}_F$ . La dérivée temporelle  $d/dt$  est calculée en suivant le mouvement de l'inclusion considérée.

\*Ce travail a été réalisé dans le cadre du projet CIREM (Comportement des Inclusions dans les REacteurs Métallurgiques) de l'ANR Matériaux-Procédés (ANR06 MATPRO 0005).

De gauche à droite, l'équation de la dynamique prend donc en compte l'inertie de la particule, la force de trainée de Stokes, les forces gravitationnelles, la force de masse ajoutée et la force d'accélération en volume du fluide.

Lorsque la turbulence a atteint un régime stationnaire, les inclusions sont introduites dans la zone de forçage et sont entraînées en direction des deux surfaces libres par le fluide turbulent. Lorsqu'une particule est capturée à l'interface, elle est réinjectée dans la zone de forçage de manière à conserver un nombre d'inclusions constant dans le domaine. La condition de capture d'une inclusion est le contact entre la surface de la particule et une des deux surfaces libres. L'intégration de l'équation de la dynamique est effectuée suivant un schéma d'Adams Bashforth Moulton. La vitesse du fluide non perturbé est calculée à la position de la particule en utilisant une interpolation d'Hermitte dans les trois directions d'espace.

## Résultats et Discussion

Nous rapportons ici les résultats de simulations réalisées en considérant une phase d'acier liquide de densité  $7000\text{kg/m}^3$  contenant des inclusions de diamètre  $10\ \mu\text{m}$  et de densité  $3000\text{kg/m}^3$ . Le domaine de calcul a pour dimension physique  $L_x=L_y=2,7\text{cm}$  et  $L_z=2.3\text{cm}$ , divisé en  $N_x = N_y = 193$  nœuds dans les directions tangentiellles aux surfaces libres et en 164 nœuds dans la direction  $z$ . Par périodicité en  $x$  et  $y$ , seuls 192 nœuds sont résolus dans ces deux directions. Le nombre de Reynolds local calculé à l'aide de l'énergie cinétique turbulente  $k$  et du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\varepsilon$ ,  $Re = k^2\rho_F/(\mu\varepsilon)$ , vaut 75 au niveau des surfaces libres et 130 en sortie de la zone de forçage. Enfin, 10000 inclusions sont suivies simultanément.

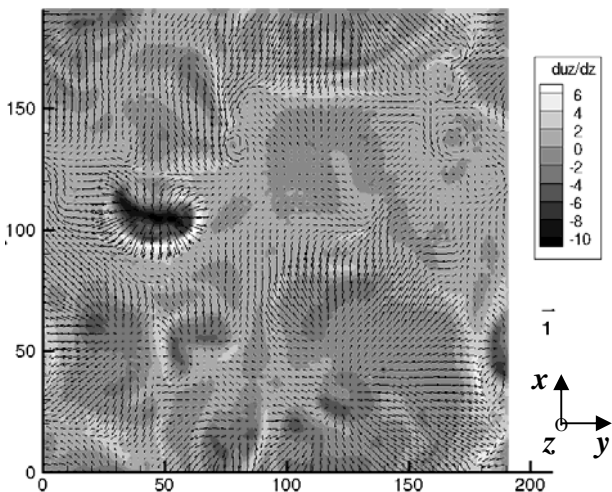


Figure 2. Carte de l'accélération normale du fluide superposée au champ des vecteurs vitesses du fluide, vue plongeante de la surface libre supérieure.

Les simulations montrent que, sous l'effet de la turbulence, la concentration en inclusions est homogène dans les trois directions de l'espace, notamment dans la direction  $z$ . La figure 2 présente une vue plongeante instantanée de la surface libre se situant en haut du domaine à  $z = L_z$ . L'axe  $z$  est orienté positivement en direction du lecteur.  $x$  et  $y$  sont exprimés en pas d'espace du maillage, de valeur  $L_x/N_x$ . Le champ de vecteurs vitesses du fluide à la

surface libre est superposé à la carte de  $\partial u_{F/z}/\partial z$ , dérivée par rapport à  $z$  de la composante suivant  $z$  de la vitesse du fluide. Ces grandeurs sont adimensionnées à l'aide du temps de référence  $t^*=4,6.10^2\text{s}$  et de la longueur de référence  $l^*=4,3.10^{-3}\text{m}$ . Le signe de  $\partial u_{F/z}/\partial z$  permet d'identifier les mouvements de fluide par rapport à la surface libre : ainsi, un signe négatif (resp. positif) correspond à un impact du fluide sur la surface libre (resp. à une éjection de fluide depuis la surface). Notons qu'un phénomène d'impact est associé à un transfert d'énergie de  $u_{F/z}$  vers les composantes  $u_{F/x}$  et  $u_{F/y}$  du fluide. On remarque que les phénomènes d'impacts sont plus intenses et moins nombreux que les éjections.

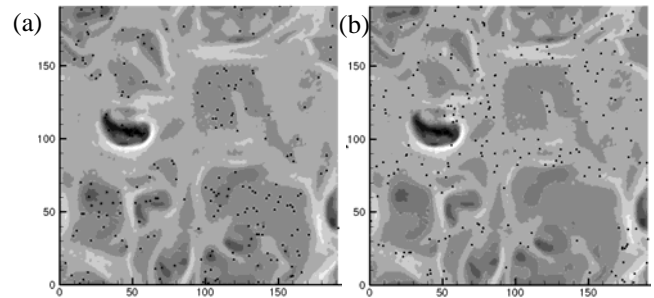


Figure 3. Vue plongeante de la surface libre supérieure, carte de l'accélération normale du fluide et des positions (a) des inclusions se dirigeant vers la surface libre (b) des inclusions s'éloignant de la surface libre

La figure 3 présente au même instant la position des inclusions situées à proximité immédiate de la surface libre supérieure, soit entre les plans  $z = 163$  et  $z = 164$ . En (a), seules les inclusions ayant une vitesse normale positive sont représentées et l'on peut constater qu'elles sont situées dans des zones où le fluide se dirige vers la surface libre. De même, l'image (b) permet de voir que les inclusions qui s'éloignent de l'interface sont situées dans les zones où le fluide aussi s'éloigne de la surface libre. La vitesse de dépôt  $u_D$  des inclusions est calculée à partir du nombre d'inclusions capturée par unité de temps  $n_D$  et de la concentration moyenne  $c_m$  en inclusions dans le domaine, soit  $u_D = n_D/(L_x L_y c_m) = 2,6.10^{-4}\text{m.s}^{-1}$ . Cette vitesse est dix fois supérieure à la vitesse de sédimentation des inclusions. D'autre part, des simulations non rapportées ici montrent que les effets inertiels contribuent de façon négligeable à la vitesse de dépôt. On en déduit que le mécanisme de capture prépondérant est ici l'interception directe, ce qui est en accord avec l'augmentation linéaire de la vitesse de dépôt avec la taille des inclusions (pour des diamètres compris entre 5 et 20  $\mu\text{m}$ ).

Une étude paramétrique complète est en cours afin de quantifier précisément le poids de chaque mécanisme en fonction des caractéristiques des inclusions et de l'écoulement de métal liquide. De plus, il est prévu d'intégrer, près de la surface libre, les effets de lubrification qui retardent la capture.

## Références

- <sup>1</sup>G. Campagne, Thèse de doctorat, INP Toulouse, 2006.
- <sup>2</sup>K. Alvelius, Phys. Fluids, 11(7): 1880-1889, 1999.
- <sup>3</sup>Y. Pan and S. Banerjee, Phys. Fluids, 8: 2733-2755, 1996.