

Modélisation 3d d'une fonte verrière élaborée en creuset froid inductif : étude des conditions aux limites en thermoconvection pure.

Emilien SAUVAGE^{1*}, Patrice BRUN¹, Jacques LACOMBE¹

¹Laboratoire de Développement des Procédés de Vitrification
CEA / DEN - Marcoule/DTCD/SCDV

30207 Bagnols sur Cèze

* (auteur correspondant : emilien.sauvage@cea.fr)

Résumé - Cet article traite d'une modélisation 3D thermohydraulique et magnétique de la fusion d'une matrice vitreuse en creuset froid inductif. Dans ce procédé, les courants électriques sont directement induits dans la fonte verrière maintenue à haute température. L'ensemble des parois du four est refroidi par une circulation interne d'eau froide qui la protège de la corrosion et permet l'obtention de températures plus élevées au sein du verre.

1. Introduction

La vitrification est utilisée depuis plus de 35 années pour le traitement des déchets nucléaires de haute activité. A l'heure actuelle, le procédé continu de vitrification en four chaud, implanté dans les ateliers de La Hague, ne permet pas de répondre aux nouvelles attentes. En effet, AREVA NC souhaite élargir la gamme des déchets vitrifiables tout en réduisant le volume des déchets vitrifiés, c'est-à-dire en augmentant le taux d'incorporation. Des études menées au CEA de Marcoule durant ces vingt dernières années montrent que le procédé de vitrification par induction directe en creuset froid permet de répondre à ces attentes. Ce procédé se caractérise par le refroidissement des parois du creuset par circulation d'eau et l'induction directe de courants électriques dans la charge de verre en fusion. De plus, un agitateur mécanique refroidi permet une homogénéisation du bain de verre fondu.

Le but de ces travaux est de réaliser une modélisation numérique la plus complète possible du cœur du procédé de vitrification par induction directe dans un creuset froid de 650 mm de diamètre. Il s'agit notamment de simuler l'écoulement de la fonte verrière et par la même son comportement thermique

2. Modélisation

Les phénomènes physiques entrant en jeu dans le procédé sont très variés et fortement couplés par la dépendance des propriétés physiques du verre avec la température. Du point de vue thermique, il y a un équilibre entre le chauffage en volume par induction de la fonte verrière et son contact avec les parois refroidies des structures du creuset. D'un point de vue hydrodynamique, il y a trois forces motrices dont deux d'origine thermoconvective (thermogravitaire et thermocapillaire) et un de convection forcée (brassage mécanique).

Dans de précédentes publications [1, 2], un couplage fort entre les logiciels Fluent et Flux a été réalisé. Fluent résout les équations de Navier-Stokes et de la chaleur tandis que Flux résout les équations d'induction. Ces équations sont couplées par un terme source volumique de chaleur dans l'équation de la chaleur, calculé par Flux et dans l'autre sens, par la variation de la conductivité électrique du verre avec la température calculée par Fluent. Les deux logiciels s'échangent les données par transferts de fichiers. (cf. figure 1 ci-dessous)

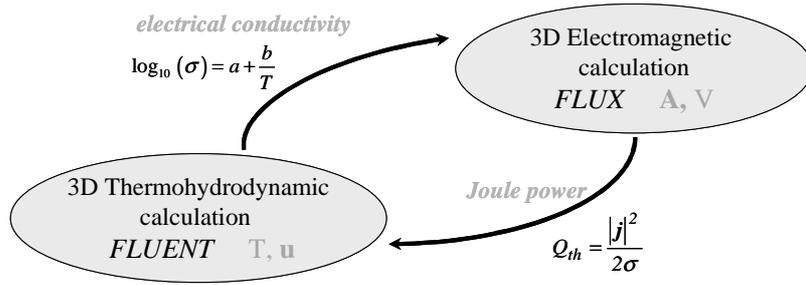


Fig. 1. Principe du couplage itératif entre les phénomènes thermo-hydraulique et le chauffage par induction directe du verre fondu.

Le couplage est appliqué dans cette publication à une nouvelle configuration dans laquelle le verre chauffé par induction n'est pas brassé mécaniquement, seules les forces thermoconvectives provoquent l'écoulement du verre.

Le tableau 1 présente des ordres de grandeurs des propriétés physiques du verre pour deux températures. Les deux coefficients moteurs de la thermoconvection, dilatabilité thermique et dérivée de la tension de surface avec la température sont pris respectivement à $8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ et $10^{-4} \text{ N m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ [3].

Tableau I : Ordres de grandeur des propriétés physiques du verre de confinement.

Propriétés physiques	Unités	à 500 K	à 1500 K
Conductivité électrique	$\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$	10^{-4}	20
Viscosité dynamique	$Pa \cdot s$	10^{14}	1
Chaleur spécifique	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	900	1500
Conductivité thermique	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	1	6
Masse volumique	$kg \cdot m^{-3}$	2750	2450

3. Conditions aux limites thermiques

L'autocreuset composé de verre figé au contact de la paroi refroidie du procédé est très important pour la qualité finale du verre. Il est le siège d'un fort gradient thermique qui engendre des difficultés spécifiques en simulation numérique. Par conséquent, les conditions aux limites thermiques du verre feront l'objet d'une étude spécifique. Deux types de conditions seront évalués :

1. la condition de Fourier : imposition du coefficient d'échange thermique h ($W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$) et de la température dans la masse d'eau T_{∞} (K),
2. la condition de Dirichlet : une température est imposée.

Pour la condition de Fourier, les coefficients d'échange thermique sont supposés uniformes sur les éléments refroidis du procédé, et h dépend de la géométrie interne du composant. Une approche unidimensionnelle permet de les évaluer. Le verre est au contact de la paroi en inox refroidie par une circulation interne d'eau froide. L'expression du coefficient global d'échange équivalent est donc :

$$h = \frac{1}{\frac{e_{inox}}{\lambda_{inox}} + \frac{1}{h_{convection}}} \quad (1)$$

où $h_{convection}$ ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$) représente le coefficient d'échange thermique dans la couche limite d'eau et e_{inox} (m) l'épaisseur de l'inox. Le coefficient $h_{convection}$ peut être estimé à partir des corrélations expérimentales disponibles dans la littérature [4]:

$$Nu = \frac{h_{convection} D_h}{\lambda_{eau}} = 0.00243 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (2)$$

avec D_h (m) le diamètre équivalent de passage d'eau, Pr le nombre de Prandtl de l'eau, Re le nombre de Reynolds calculé pour la vitesse débitante de l'eau, et λ_{eau} ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) la conductivité thermique de l'eau. Les équations précédentes donnent des résultats différents en fonction de l'épaisseur de l'inox et de la vitesse d'écoulement de l'eau refroidie. Pour notre configuration d'essai et dans les conditions normales d'exploitation nous obtenons des valeurs de $3000 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ pour les cannes instrumentées refroidies et $1000 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ pour les secteurs du creuset. Ces valeurs seront utilisées pour la condition aux limites thermiques avec une température de l'eau de refroidissement de $T_\infty = 350 \text{ K}$.

Ce type de condition aux limites soulève des difficultés spécifiques. La première concerne la détermination des coefficients caractérisant le rendement d'échange interne à partir du moment où l'approche unidimensionnelle n'est plus valable. La seconde difficulté a été soulignée par Jacoutot [5] qui montre que les valeurs de ces coefficients, ainsi estimées, peuvent conduire dans certains cas à des résultats peu réalistes : les températures de paroi calculées étaient trop élevées par rapport aux mesures expérimentales. Ces cas de surchauffe se situent dans des endroits où le flux thermique est très important, correspondant aux zones les plus minces de l'autocreuset. Probablement en raison du gradient thermique très élevé dans ces zones (jusqu'à $5 \times 10^4 \text{ K}\cdot\text{m}^{-1}$) qui est très délicat à restituer en simulation numérique en raison de la diffusion numérique.

Une autre condition aux limites thermiques est donc testée : une condition de Dirichlet, ce qui revient à imposer la valeur de la température. Nous considérons que l'isotherme de 800 K constitue la limite de la couche de l'autocreuset, car pour cette valeur de température la viscosité du verre est de $10^4 \text{ Pa}\cdot\text{s}$. D'après les observations expérimentales l'épaisseur moyenne de l'autocreuset est de 5 mm . Cette épaisseur est négligée devant le diamètre du creuset (650 mm) et une température de 800 K est donc directement imposée à la paroi.

Le principal avantage de cette condition est qu'il devient alors inutile de déterminer les coefficients d'échanges. Un autre atout est la diminution du gradient thermique, ce qui permet de réduire la diffusion numérique et d'améliorer la vitesse de résolution. Le verre froid étant solide, la condition aux limites d'adhérence reste valable pour les calculs hydrodynamiques.

Les deux types de conditions aux limites thermiques seront utilisés et comparés dans la configuration théorique.

4. Stratégie de couplage

L'enjeu principal est le couplage entre un logiciel à éléments finis (Flux®) et un autre à volumes finis (Fluent®). Les exigences d'affinage du maillage sont différentes pour les phénomènes inductifs et hydrodynamiques. L'utilisation d'un maillage unique est alors exclue, et les interpolations entre les deux maillages permettent de limiter au maximum les pertes de précision. Ces méthodes doivent être robustes et rapides pour éviter des temps de calcul excessifs. Chaque logiciel procède à l'interpolation sur les nœuds de calcul de l'autre programme. Le logiciel Flux® comprend d'origine ces méthodes, mais des fonctions spécifiques ont été créées pour permettre à Fluent® d'effectuer ces interpolations à l'aide du gradient thermique calculé dans chaque cellule.

La répartition de puissance Joule se calcule toutes les 10 s lors du calcul de l'écoulement. Cette valeur de temps a été choisie en fonction du temps caractéristique de convection qui est d'environ 500 s. Comme l'a démontré Jacoutot [6], cette option ne modifie le résultat. Le pas de temps d'écoulement dans Fluent® est de 1 s.

Le critère de convergence pour le couplage itératif repose sur l'erreur quadratique entre l'ancienne et la nouvelle carte de température. Il se calcule à l'aide du logiciel Flux® lors de l'importation du nouveau champ de température, le seuil de convergence étant réglé à 10^{-5} .

5. Résultats pour une puissance Joule totale fixée à 80 kW

Un calcul est réalisé avec le couplage itératif tridimensionnel d'une configuration théorique en absence d'un système d'agitation.

La Figure 2 représente le champ de température et les sources de chaleur Joule correspondants calculés avec Flux®. Le champ de température montre la présence de l'autocreuset le long des parois refroidies. L'écoulement est largement stratifié car les forces thermo-convectives ne sont pas suffisamment importantes pour assurer une bonne homogénéité thermique, d'où la présence d'un agitateur dans le procédé réel. La puissance Joule se concentre dans les zones chaudes du verre qui est meilleur conducteur électrique que le verre froid.

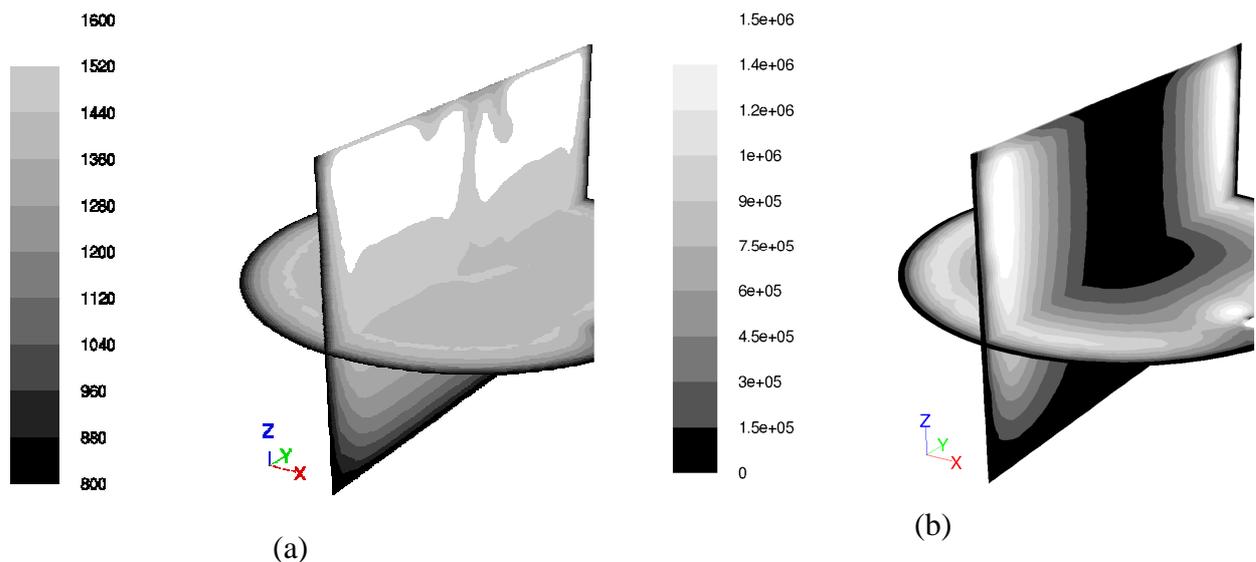


Fig. 2. Isocontours (a) de température (K) et (b) de densité de puissance Joule ($W \cdot m^{-3}$) sur deux plans de coupes. Les figures sont tronquées pour des raisons de confidentialité.

Tableau II. Répartition globale du flux thermique dans les deux cas étudiés

Conditions aux limites	T_{\max} (K)	Flux thermique (kW)		
		Creuset	Surface libre	Sole
h et T_{∞}	1623	38,1	28,3	4,9
$T_0 = 800$ K	1615	38,9	29,1	3,3

Le tableau II présente la répartition du flux thermique pour une puissance Joule injectée de 80 kW pour les deux types de conditions aux limites. Les résultats obtenus avec les deux types de limites sont comparables. Les températures et les répartitions de flux thermique sont très proches. La principale différence concerne le fond, ce qui peut s'expliquer par le fait que

l'autocreuset y est le plus épais. En cas d'agitation la température du verre est totalement homogène et l'épaisseur de l'autocreuset est beaucoup plus faible [6]. Par conséquent, la méthode consistant à imposer une température sera d'autant plus appropriée.

6. Configuration de l'écoulement

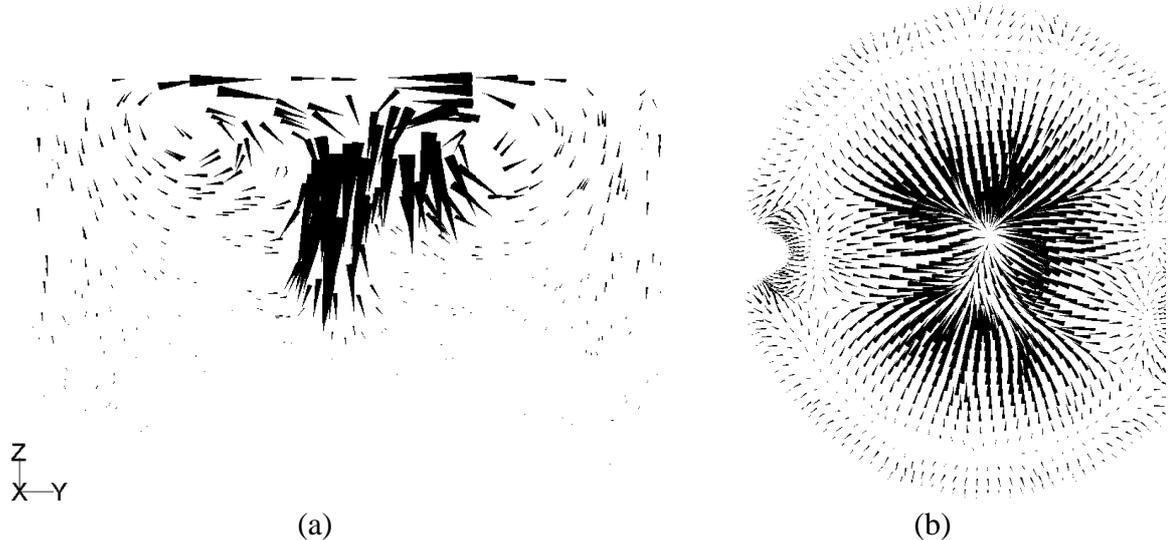


Fig. 3. Vecteurs de vitesse ($m \cdot s^{-1}$) : (a) selon un plan vertical ($V_{\max} = 6 \text{ mm} \cdot s^{-1}$) et (b) à la surface libre de la fonte verrière ($V_{\max} = 4 \text{ mm} \cdot s^{-1}$).

La figure 3-a montre les vecteurs de vitesse selon une coupe verticale. Les deux cellules de recirculation classiques sont visibles. Pour cette puissance Joule injectée dans le verre, l'écoulement laisse apparaître des ondes hydrothermales à la surface libre dues à la convection Marangoni (Figures 3-b et 4-a). Il est à noter qu'aucune déformation verticale de la surface libre n'est prise en compte. Il s'agit d'ondes thermiques se propageant essentiellement dans la direction azimuthale dans le bain (voir [7, 8] pour une étude de telles ondes dans un écoulement d'huile). La Figure 4-b compare qualitativement des images simulée et expérimentale des ondes à la surface libre.

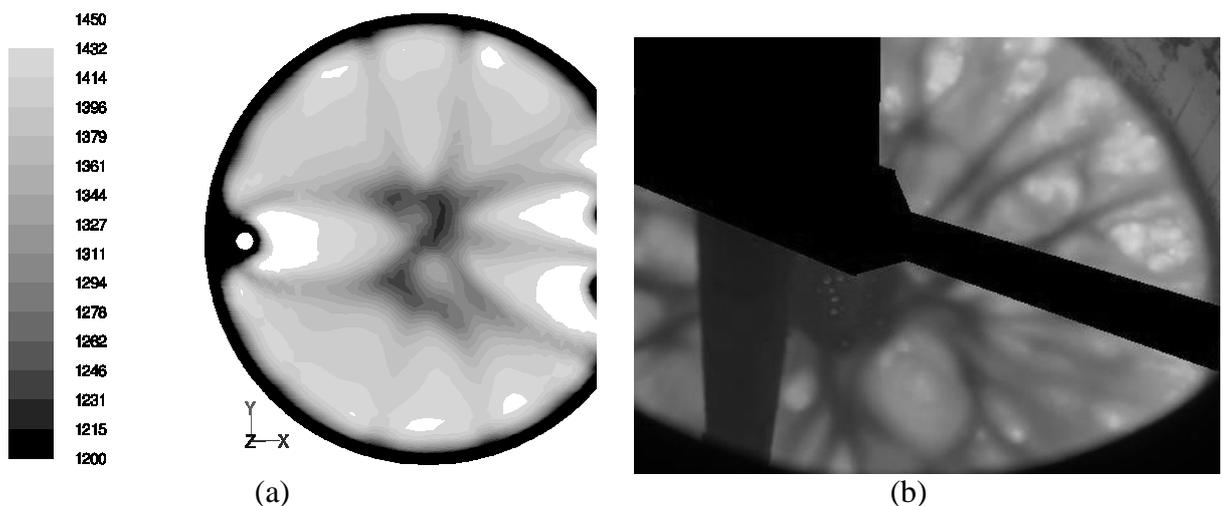


Fig. 4. (a) Isocontours de température (K) à la surface libre montrant des ondes hydrothermales, et (b) image expérimentale d'une configuration d'écoulement comparable (CEA Marcoule).

7. Conclusion

Le couplage tridimensionnel entre la thermo-hydrodynamique et l'induction électromagnétique dans une fonte de verre, déjà développé dans [1], a été transposé avec succès à une nouvelle configuration de procédé comprenant des éléments métalliques refroidis à l'intérieur même du bain en fusion. Deux types de conditions aux limites thermiques ont été testés. La condition de Dirichlet (température imposée) présente plusieurs avantages : pas de coefficient à déterminer, moindre diffusion numérique, meilleure convergence que pour la condition de Fourier grâce à la réduction des gradients thermiques près des parois. Il a été démontré que son hypothèse fondamentale, qui est de négliger l'épaisseur de l'autocreuset, n'a qu'une faible incidence sur le résultat final.

Par ailleurs, lorsqu'un certain seuil de puissance totale injectée est atteint, on constate l'apparition d'ondes hydrothermales tridimensionnelles à la surface libre dues à la convection thermocapillaire (effet Marangoni). Ce motif évolue dans le temps de façon chaotique. Une comparaison qualitative a été réalisée avec des observations expérimentales. Il faut noter que ce type d'écoulement se retrouve sur cet exemple uniquement parce que l'agitation mécanique n'est pas modélisée. En fonctionnement nominal ces mouvements sont complètement effacés par la convection forcée. Toutefois l'aptitude de la méthode de couplage à simuler une configuration d'écoulement aussi complexe est de bon augure pour sa validation.

Références

- [1] E. Sauvage, A. Gagnoud, Y. Fautrelle, P. Brun, et J. Lacombe, "Thermoconvective instabilities of molten glass heat by direct induction in a cold crucible," dans *Modelling for Electromagnetic Processing*, 2008, pp. 151–156.
- [2] E. Sauvage, P. Brun, Y. Fautrelle, J. Lacombe, et A. Gagnoud, "Instabilités thermoconvectives dans un bain de verre fondu renforcées par un chauffage inductif tridimensionnel," dans *Congrès Français de Thermique (SFT)*, vol. 16, 2008, pp. 327–332.
- [3] H. Scholze, *Le verre, nature, structure et propriétés*. Institut du verre 2ème édition, 1980.
- [4] A.-M. Bianchi, Y. Fautrelle, et J. Etay, *Transferts thermiques*, P. P. et universitaires romandes, Ed. Agence universitaire de la Francophonie, 2004.
- [5] L. Jacoutot, "Modélisation numérique de phénomènes couplés dans les bains de verre brassés mécaniquement et élaborés en creuset froid inductif," Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2006.
- [6] L. Jacoutot, E. Sauvage, A. Gagnoud, Y. Fautrelle, P. Brun, et J. Lacombe, "Strategy of coupling to model physical phenomena within molten glass bath heated by direct induction," *COMPEL*, vol. 27, no. 2, pp. 369–376, 2008.
- [7] E. Sauvage, L. Jacoutot, Y. Fautrelle, A. Gagnoud, L. Blumenfeld, E. Favre, et F. Daviaud, "Comparison between numerical and experimental results on thermoconvective instabilities of a high-prandtl-number liquid," *Physical Review E (Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics)*, vol. 76, no. 6, p. 066307, 2007.
- [8] E. Favre, "Convection thermocapillaire et thermogravitaire dans un fluide chauffé localement sur sa surface libre," Ph.D, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1997.