

# Simulation thermo-hydraulique du soudage TIG et A-TIG. Comparaison expérimentale dans le cas d'aciers inoxydables.

Anne Berthier<sup>1</sup>, Muriel Carin<sup>2</sup>, Emilie Le Guen<sup>2</sup>, Pascal Paillard<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Génie des Matériaux et Procédés Associés, Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes, BP 50609, 44306 Nantes Cedex 3, France

<sup>2</sup> Laboratoire d'Ingénierie des MATériaux de Bretagne (LIMATB), Université de Bretagne-Sud, Centre de Recherche, Rue Saint Maudé, 56321 Lorient Cedex, France

[anne.berthier@etu.univ-nantes.fr](mailto:anne.berthier@etu.univ-nantes.fr)

**Résumé** - Dans cette étude, les procédés de soudage TIG et A-TIG de l'acier inoxydable austénitique 304L sont comparés dans le cas d'une source statique. Le procédé de soudage A-TIG est une amélioration du procédé TIG. En effet, l'addition d'un flux activant, avant l'opération de soudage, entraîne une augmentation de la pénétration et une diminution de la largeur des cordons de soudure. Un modèle thermohydraulique 2D axisymétrique prenant en compte les forces thermocapillaires, les forces de Lorentz ainsi que les forces de flottabilité a été développé. Une étude expérimentale a été menée en parallèle afin de valider les résultats obtenus en simulation. Les résultats montrent l'importance des paramètres de soudage et de l'utilisation d'un flux activant sur les caractéristiques géométriques des cordons de soudure.

## Nomenclature

$T$	température, $K$	$I$	intensité électrique, $A$
$\vec{u}$	champ de vitesse, $m.s^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
$t$	temps, $s$	$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$p$	pression, $Pa$	$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$C, b$	coefficients du terme de Darcy	$\mu$	viscosité dynamique, $Pa.s$
$f_L$	fraction liquide	$\beta$	coefficient d'expansion volumique, $K^{-1}$
$c_p$	capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	$\gamma$	tension superficielle, $N.m^{-1}$
$g$	accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$	$\eta$	rendement
$\vec{J}$	densité de courant, $A.m^{-2}$	<i>Indices et exposants</i>	
$\vec{B}$	champ magnétique, $T$	$l, s, r$	liquide, solide, référence
$U$	tension électrique, $V$		

## 1. Introduction

Le procédé de soudage A-TIG a été développé au début des années 1960 par le « Paton Welding Institute ». La technique, basée sur le même principe que le procédé TIG, consiste à appliquer une poudre inorganique, appelée flux activant, sur la partie supérieure des tôles à souder. Le flux est constitué le plus souvent d'oxydes, de fluorures, de chlorures ou d'un mélange de ces derniers. Il en résulte une augmentation de la pénétration, de 1,5 à 4 fois supérieure à celle observée en soudage TIG en fonction des alliages à assembler. Les mécanismes liés à l'utilisation des flux activants ne sont pas clairement identifiés à ce jour. Les divers travaux réalisés sur le procédé de soudage A-TIG indiquent plusieurs théories pour l'origine de l'effet A-TIG. Deux théories sont néanmoins prédominantes : l'inversion des courants Marangoni dans le bain de métal liquide et/ou la constriction de l'arc électrique.

La convection thermocapillaire dite aussi Marangoni (Fig. 1a) est due aux mouvements induits par le gradient de tension de surface du bain de fusion. En procédé de soudage TIG, le gradient de tension superficielle est négatif, les mouvements de convection sont donc

centrifuges. Le bain fondu est alors large et peu pénétré. Les éléments tensio-actifs du flux en procédé de soudage A-TIG induisent un changement de signe du gradient de tension de surface, ce qui inverse les mouvements de convection. On observe une augmentation de la pénétration du bain de fusion ainsi qu'une réduction de la largeur du cordon de soudure [1,2].

La constriction de l'arc est générée par la dissociation et l'ionisation de certains éléments composant le flux comme le montre la figure 1b. Les fluorures, les chlorures et quelques oxydes favorisent le mécanisme de constriction [1]. L'arc atteint un nouvel état d'équilibre avec une densité de courant plus élevée dans le plasma et à l'anode et/ou une élévation de la température. La température de l'arc électrique dépend du premier potentiel d'ionisation de l'élément métallique [3]. Les fluorures, une fois dissociés, ont une bonne affinité avec les électrons. La constriction d'arc dépend de la capacité du flux à se combiner avec les électrons. C'est pourquoi, l'effet prédominant des halogénures semble être une influence sur la physique de l'arc tandis que les oxydes contrôlent les mouvements de convection Marangoni [2].

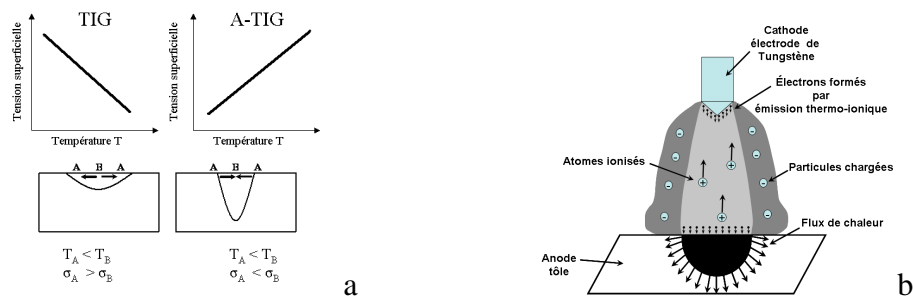


Figure 1 : Effet du flux activant sur le cordon de soudure: (a) Convection Marangoni, (b) Constriction d'arc [1]

Les phénomènes de convection au sein du bain fondu sont très complexes et régis par les forces dues au gradient de tension superficielle, à la flottabilité, aux forces électromagnétiques (ou de Lorentz), à la pression de l'arc et aux forces de cisaillement induites par le gaz de protection. Plusieurs travaux ont permis d'évaluer l'importance de ces différentes forces [4,5]. Ainsi, les forces thermocapillaires (dus à la tension de surface) sont généralement prépondérantes devant les forces de Lorentz (dus au champ magnétique créé par l'arc).

Afin de mieux comprendre les effets des flux activants, nous avons développé un modèle thermo-hydraulique 2D axisymétrique avec une source thermique statique. Le problème de mécanique des fluides prend en compte la convection thermocapillaire et la convection naturelle. Les forces de Lorentz seront ajoutées ou négligées pour étudier leur influence sur la géométrie des cordons de soudure selon le procédé de soudage TIG ou A-TIG.

## 2. Procédure expérimentale et numérique

### 2.1. Matériau et caractérisation géométrique

Les observations expérimentales ont été réalisées sur un disque en acier inoxydable austénitique 304L (rayon 30 mm et épaisseur 15 mm) à une température initiale de 300 K. Ce matériau est utilisé pour simplifier la simulation car il est monophasé à toutes températures et ses propriétés thermophysiques sont bien connues. Les expériences sont réalisées en statique afin d'envisager des simulations 2D axisymétriques moins pénalisantes en temps de calcul. Les simulations ont été élaborées pour une géométrie et un matériau similaire. Après soudage, les tôles sont découpées perpendiculairement au cordon puis polies à la pâte diamantée (3  $\mu\text{m}$ ). Une attaque électrochimique à l'acide oxalique est ensuite réalisée pour révéler la structure du cordon de soudure. Les caractéristiques géométriques des cordons de soudure sont étudiées (Fig. 2a) avec L la largeur du cordon de soudure et P la pénétration.

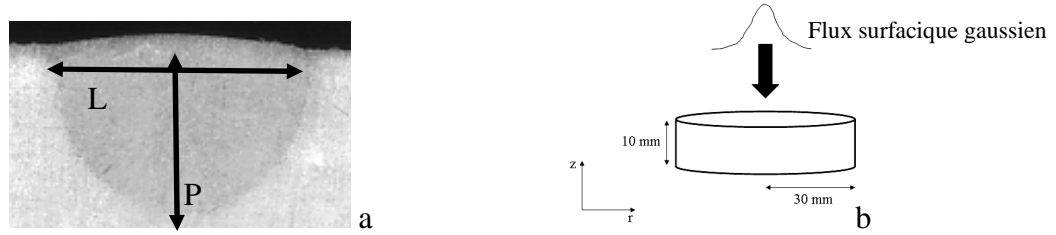


Figure 2 : Géométrie utilisée pour la simulation et l'expérience

## 2.2. Modèle physique et formulation mathématique

Dans cette étude numérique, nous considérons un disque en acier inoxydable soumis à une source de chaleur surfacique de distribution gaussienne (Fig 2b). Le métal liquide est assimilé à un fluide incompressible Newtonien. L'écoulement au sein du bain fondu est supposé axisymétrique et laminaire sans déformation de la surface libre. Les contraintes exercées par l'arc et le gaz sont négligées. L'approximation de Boussinesq est utilisée pour prendre en compte la convection naturelle au sein d'un fluide incompressible. La dissipation visqueuse est négligée dans l'équation de la chaleur. Le modèle 2D axisymétrique, basé sur la méthode des éléments finis et développé à l'aide du code de calcul COMSOL Multiphysics® résout les équations couplées de conservation de la quantité de mouvement (Eq. 1), de la masse (Eq. 3) et de l'énergie (Eq. 4, 5) pouvant s'écrire sous la forme :

$$\rho_l \left[ \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \right] = -\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \left( \mu \left( \vec{\nabla}^{-} \vec{u} + (\vec{\nabla}^{-} \vec{u})^t \right) \right) + K \vec{u} + \rho_r (1 - \beta(T - T_r)) \vec{g} + \vec{J} \wedge \vec{B} \quad (1)$$

$$K = -C \frac{(1 - f_L)^2}{(f_L^3 + b)} \quad (2) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (3)$$

$$\rho_l c_{p_l} \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T \right) = \vec{\nabla} \cdot (\lambda_l \vec{\nabla} T) \quad (4) \quad \rho_s c_{p_s} \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right) = \vec{\nabla} \cdot (\lambda_s \vec{\nabla} T) \quad (5)$$

$$\varphi_{surf} = \frac{\eta U I}{2 \pi r_0^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2 r_0^2}\right) \quad (6) \quad \varphi_{elec} = \frac{3 I}{\pi r_c^2} \exp\left(-\frac{3 r^2}{r_c^2}\right) \quad (7)$$

Le terme  $K \vec{u}$  de l'équation 1 représente le terme de Darcy (cf eq. 2) et a pour effet d'annuler la vitesse dans la phase solide. Pour cela, la valeur de C doit être suffisamment grande (ici  $C = 10^{12}$ ). La fraction liquide  $f_L$  est supposée varier linéairement avec la température entre les températures du solidus et liquidus. On a, de plus,  $b = 0,001$  pour éviter une division par zéro. Le dernier terme de l'équation 1 représente les forces de Lorentz, où  $\vec{J}$  et  $\vec{B}$  sont les vecteurs de densité de courant électrique et champ magnétique respectivement. Ils sont déduits de la résolution des équations de Maxwell réduites à la loi d'Ohm. Les équations 5 et 6 représentent respectivement les distributions gaussiennes d'énergie et de courant électrique appliquées sur la surface de l'échantillon. Pour le problème thermique, on tient compte des pertes par convection et rayonnement sur les faces extérieures. Pour le problème de mécanique des fluides, on applique une condition de Marangoni sur la surface libre. Les propriétés sont prises fonction de la température d'après [6, 7] et tiennent compte de la chaleur latente en utilisant la méthode du  $c_p$  apparent [8]. La géométrie du domaine étudié se réduit à un rectangle de 30 mm de large et 15 mm de hauteur. Le maillage est constitué d'environ 7200 éléments triangulaires, de 15  $\mu\text{m}$  sur la surface libre, taille minimale déterminée d'après une étude de convergence spatiale. Le modèle physique et les paramètres de soudage sont détaillés dans l'article d'A. Berthier [9].

### 3. Résultats expérimentaux et numériques

#### 3.1. Gradient de tension de surface et forces de Lorentz

La figure 3 présente la géométrie des bains fondus et champs de vitesse obtenus avec un gradient de tension de surface négatif ou positif ( $\partial\gamma/\partial T = \pm 10^{-4} \text{ N.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) pour simuler le soudage TIG ou A-TIG. Lors de cette étude, les forces de Lorentz sont prises en compte ou négligées pour en étudier leur influence. Les paramètres utilisés sont les suivants : courant  $I = 100 \text{ A}$ , tension  $U = 10 \text{ V}$ , rendement de l'arc  $\eta = 75\%$ , coefficient de distribution de chaleur  $r_0 = 1,6 \text{ mm}$  et coefficient de distribution de courant  $r_c = 1,55 \text{ mm}$ . Lorsque les forces électromagnétiques sont négligées, comme attendu avec  $\partial\gamma/\partial T$  négatif (soudage TIG), les mouvements de fluide se dirigent du centre du cordon vers l'extérieur alors qu'en soudage A-TIG ( $\partial\gamma/\partial T$  positif), les mouvements prédominants sont à l'inverse orientés vers l'axe  $z$  induisant des bains fortement pénétrés et plus fins. Dans ce dernier cas, les forces prédominantes régissant les mouvements dans le bain fondu sont les forces thermocapillaires (Marangoni). Dans le cas où les forces électromagnétiques sont prises en compte et pour le soudage TIG ( $\partial\gamma/\partial T$  négatif), deux rouleaux de convection sont observés (Fig. 3a). L'un est au voisinage du centre du bain fondu, créé par les forces électromagnétiques et tend à ramener la chaleur vers le centre. L'autre, de sens contraire, est localisé à la périphérie du cordon et est créé par le gradient de tension superficielle qui tend à évacuer la chaleur sur les bords. On obtient donc des bains fondus plus pénétrés lorsque  $\partial\gamma/\partial T$  est négatif en tenant compte des forces de Lorentz. Celles-ci apparaissent comme les forces prédominantes au centre du bain pour un gradient de tension superficielle négatif. Cependant, il faut noter que ces résultats dépendent fortement de la distribution surfacique de courant électrique. Pour un coefficient de distribution  $r_c$  plus élevé, entraînant une densité de courant plus faible, l'écoulement sera principalement régi par les forces thermocapillaires. En soudage A-TIG ( $\partial\gamma/\partial T$  positif), les forces de Lorentz sont orientées dans la même direction que les forces de Marangoni. La forme du bain fondu est similaire à celle obtenue lors des précédents calculs en négligeant les forces électromagnétiques. Dans ce cas, les forces de Marangoni sont donc les forces prédominantes dans le bain fondu en soudage A-TIG. Ces résultats sont en accord avec différents travaux publiés [5, 10].

Concernant les vitesses maximales, elles sont de l'ordre de  $0,5 \text{ m/s}$  pour  $\partial\gamma/\partial T$  négatif et  $0,9 \text{ m/s}$  pour le cas positif, que ce soit avec ou sans forces de Lorentz. Cela conduit à un nombre de Reynolds de l'ordre de  $800$  et  $3700$  respectivement, en prenant  $r_0$  comme longueur caractéristique, ce qui peut suggérer un régime plutôt turbulent, d'après Atthey [11]. Cependant, on peut souligner que ces vitesses ne sont atteintes que dans des zones très restreintes. De plus, certains auteurs ont obtenu des écarts de moins de  $5\%$  sur les formes de bain fondu entre un modèle turbulent et laminaire [12]. L'hypothèse de régime laminaire a été très largement utilisée dans la littérature, mais le choix laminaire ou turbulent reste cependant un problème ouvert.

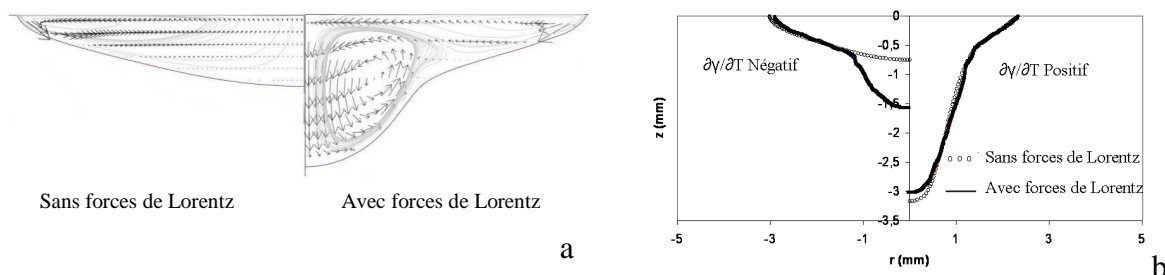


Figure 3 : Vecteurs vitesse et lignes de courant pour  $\partial\gamma/\partial T$  négatif (a). Géométrie de la zone fondue en fonction du gradient de tension de surface et des forces de Lorentz à  $t = 3 \text{ s}$  (b)

### 3.2. Influence de la densité d'énergie

La constriction d'arc est un autre effet des flux activants. Dans notre étude, la constriction d'arc est modélisée en diminuant, à la fois, le coefficient de distribution de chaleur  $r_0$  et le coefficient de distribution de courant  $r_c$  entraînant l'augmentation de la densité d'énergie et de courant électrique à la surface du centre de l'échantillon. Dans ces calculs,  $r_0$  varie de 1,6 à 2,5 mm et  $r_c$  de 1,55 à 3 mm pour un Marangoni négatif ou positif. Les forces de Lorentz sont prises en compte ou non. La figure 4 montre un changement significatif de la forme du bain avec la variation de  $r_0$ . Par contre, l'influence des forces électromagnétiques n'est visible que pour le cas du soudage TIG. En l'absence des forces de Lorentz (fig. 4b), la pénétration est multipliée par un facteur 2 en soudage TIG et par 4 en soudage A-TIG, en diminuant  $r_0$  de 2,5 mm à 1,6 mm. A noter que le soudage A-TIG est plus sensible à la constriction d'arc. Avec les forces de Lorentz (fig. 4a), la forme du bain fondu change significativement avec la valeur de  $r_0$  en soudage TIG et on observe la création d'un vortex au centre du bain. Pour  $r_0 = 2,5$  mm et  $r_c = 3$  mm, les forces de Lorentz ne sont pas suffisamment élevées pour créer des mouvements centripètes et on obtient des cordons peu pénétrés. La constriction d'arc a deux effets, d'une part, l'augmentation de la densité d'énergie qui entraîne une élévation de la température à la surface du bain et des cordons de soudure plus larges et plus pénétrés et d'autre part, l'augmentation de la densité de courant qui induit des forces de Lorentz plus importantes et la création d'un vortex au centre du bain favorisant la pénétration.

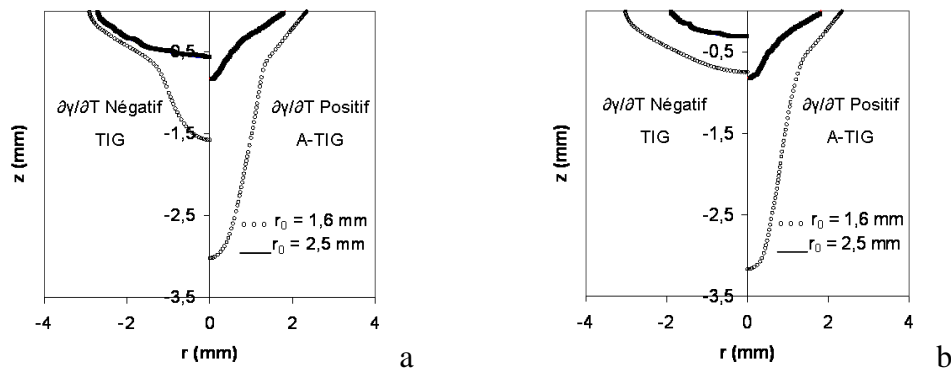


Figure 4 : Comparaison de la géométrie des cordons de soudure pour un Marangoni négatif ou positif avec (a) et sans (b) forces de Lorentz ( $t=3$  s)

### 3.3. Influence du temps de soudage

Pour cette étude, le dioxyde de carbone est utilisé comme gaz protecteur à la place d'un flux activant pour amener en continu un élément tensioactif pendant le procédé de soudage A-TIG, le flux activant classique (poudre inorganique déposée avant soudage) étant brûlé dès les premières secondes entraînant ainsi une forte chute de l'effet activant lorsque l'arc est statique. Les expériences sont réalisées pour différents temps de maintien de l'arc et avec une intensité de 100 A, une longueur d'arc de 1 mm, un diamètre d'électrode (tungstène à 2% de thorium) de 3,2 mm, un stick out de 10 mm, un angle de  $30^\circ$  et un débit de gaz (TIG : Arcal 1 (Ar pure), A-TIG : Arcal 12 (Ar + CO<sub>2</sub>)) de 18 L/min.

Les figures 5 a et 5 b montrent que les largeurs et les pénétrations des cordons de soudure sont plus importantes lorsqu'on utilise le dioxyde de carbone comme gaz de protection, ce qui montre bien l'effet activant de l'oxygène présent dans le gaz de protection. Ces résultats sont en bon accord avec les formes de cordons de soudure prédites par le modèle pour le procédé de soudage TIG. Les paramètres utilisés pour ces simulations sont :  $I = 100$  A,  $r_0 = 1,55$  mm et  $\eta = 80\%$ . Les forces de Lorentz sont prises en compte avec  $r_c = 1,55$  mm. Les valeurs de  $r_0$ ,  $r_c$  et  $\eta$  sont choisies de manière à représenter au mieux les résultats expérimentaux. Cependant, ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles mesurées par Tsai [13].

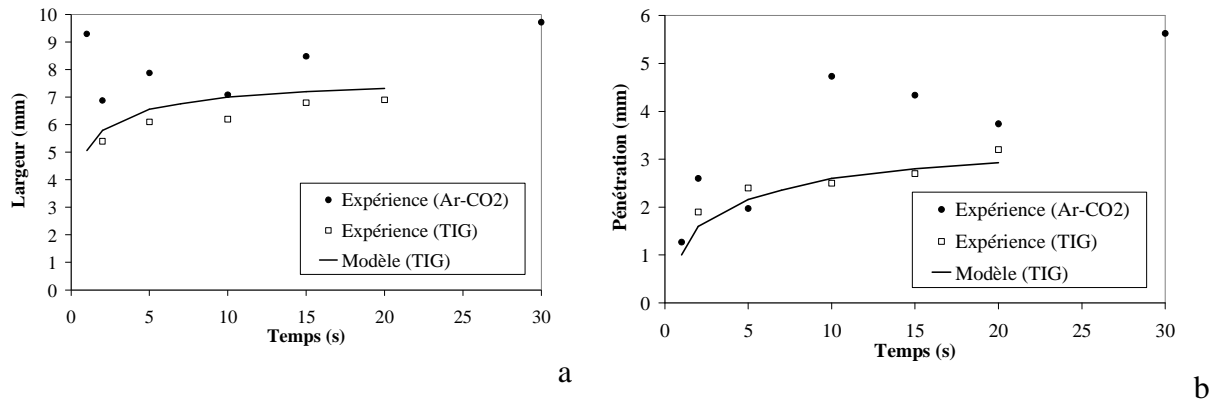


Figure 5 : Evolution de la largeur (a) et de la pénétration (b) des cordons de soudure au cours du temps. Comparaison entre expérience (TIG et A-TIG avec Ar-CO<sub>2</sub>) et modèle.

## 4. Conclusion

Cette première étude numérique, basée sur un modèle 2D axisymétrique a permis d'étudier l'influence des différents termes moteurs de l'écoulement au sein du bain fondu dans le cas du soudage TIG et A-TIG. Ainsi, dans le cas d'un gradient de tension superficielle positif représentatif d'un soudage A-TIG, nous avons pu montrer que les forces de Lorentz avaient très peu d'influence sur les formes de bain liquide, les forces thermocapillaires étant prépondérantes dans ce cas. Par contre, pour le cas d'un gradient de tension superficielle négatif (soudage TIG), les forces de Lorentz peuvent augmenter significativement la pénétration, surtout dans le cas d'une constriction d'arc. Nous avons obtenu une bonne concordance des résultats numériques avec les macrographies observées expérimentalement. Les perspectives de ce travail visent à prendre en compte la déformation de la surface libre du bain fondu qui peut être importante dans le cas de courant électrique élevé.

## Références

- [1] W. Lucas and D. Howse, *Souder*, 4 (1997), 19-26.
- [2] M. Tanaka, T. Shimizu, H. Terasaki, M. Ushio, F. Koshi-ishi, C. L. Yang, *Sci. Technol. Weld. Joining*, 5-6 (2000), 397-402.
- [3] B. E. Paton, V. N. Zamkov, V. P. Prilutsky and P. V. Poritsky, *Paton Weld. J.*, 1 (2000), 5-11.
- [4] W.H. Kim, H.G. Fan, S.J. Na. *Numer. Heat Transfer*, A 32 (1997), 633-652.
- [5] I.S. Kim, A. Basu, *Journal of materials processing technology*, 77 (1998), 17-24.
- [6] C.S. Kim. Thermophysical properties of stainless steels Report No ANL-75-55 Argonne National Laboratory, Argonne IL, 1975.
- [7] T. Zacharia, S.A. David, Vitek J.M., *Metal. Trans. B*, 22B (1991), 233-241.
- [8] V.R. Voller, C.R. Swaminathan, B.G. Thomas, *Int. J. Numer. Meth. Engng.*, 30 (2005), 875-898.
- [9] A. Berthier, M. Carin, E. Le Guen, P. Paillard, The Sixth Asian Pacific IIW International Congress (2009).
- [10] M. Hughes, G.A. Taylor, K. Pericleous, *The PHOENICS Journal of CFD and its Applications*, 13 1 (2000), 99-113.
- [11] D.R. Atthey, *J. Fluid Mech.*, 98 (1980), 787-801.
- [12] D. Chatterjee, S. Chakraborty, *Metal. Mater. Trans. B*, 36B (2005), 743-754.
- [13] N.S. Tsai. (1983), *Heat Distribution and Weld Bead Geometry in Arc Welding*, PhD, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, 1983.