



Modélisation numérique électrique-thermique-mécanique du procédé de frittage flash

Pamela Mondalek, Luisa Silva, Michel Bellet

► To cite this version:

Pamela Mondalek, Luisa Silva, Michel Bellet. Modélisation numérique électrique-thermique-mécanique du procédé de frittage flash. Matériaux 2010, Oct 2010, Nantes, France. 10 p. - ISBN 978-2-9528-1403-4. <hal-00578473>

HAL Id: hal-00578473

<https://minesparis-psl.hal.science/hal-00578473v1>

Submitted on 21 Mar 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization

Modélisation numérique électrique-thermique-mécanique du procédé de frittage flash

P. Mondalek, L. Silva, M. Bellet

MINES-ParisTech, Centre de Mise en Forme des Matériaux (CEMEF), UMR CNRS 7635, Sophia-Antipolis, France

pamela.mondalek@mines-paristech.fr, luisa.silva@mines-paristech.fr, michel.bellet@mines-paristech.fr

RESUME

Le frittage flash est un procédé de compaction de poudre qui consiste à appliquer un courant électrique pour échauffer la matière simultanément à l'application d'une pression. Ce papier traite la simulation numérique du procédé et les problèmes électrique thermique et mécanique qui interviennent. Une étude est effectuée pour comprendre la distribution du courant électrique qui affecte la distribution de la température et ainsi la distribution des contraintes résultantes durant la compaction.

MOTS-CLES : *Éléments finis, frittage, comportement viscoplastique, loi d'Abouaf.*

Introduction

Le frittage flash est une technique non conventionnelle de compaction de poudre. Cette technique a été développée dans le but de densifier d'alliages difficiles à mettre en œuvre avec les procédés classiques de métallurgie des poudres. La cinétique de densification due à la vitesse de chauffage très importante est le principal avantage du frittage flash. Ces cinétiques permettent de produire des matériaux spécifiques tels que les métaux, les alliages ou les céramiques nanostructurées, les nanocomposites avec d'excellentes propriétés physiques, conservant la finesse de la microstructure initiale.

Cette technologie intéresse le secteur aéronautique puisque l'application du frittage flash aux intermétalliques à hautes performances difficiles à élaborer, devrait permettre leur utilisation dans les turbines et moteurs à combustion interne à un coût raisonnable. Ces matériaux à faible densité ont un potentiel pour améliorer le rendement énergétique et réduire les émissions polluantes.

La principale caractéristique du frittage flash est que le courant électrique passe à travers l'outillage du milieu pulvérulent (en fonction des conductivités électriques), pour générer un chauffage interne de l'ensemble, combinant effet Joule et conduction, contrairement aux procédés classiques dans lesquels le chauffage se fait exclusivement par conduction. Plus précisément, la poudre à compacter est placée dans un moule en graphite est soumise à un effort axial au moyen de pistons en graphite, pendant qu'elle est échauffée par effet Joule et/ou par conduction. Le milieu pulvérulent est alors exposé à différents phénomènes physiques, couplés, qu'il convient de modéliser pour mieux les analyser. En effet, en pratique, des difficultés apparaissent lors de la mise en forme de pièces complexes: la circulation du courant et la vitesse de chauffage qui en résultent induisent des hétérogénéités au sein de la poudre ce qui cause des hétérogénéités dans la distribution des contraintes et ainsi dans la densification et la microstructure du matériau densifié.

Dans ce travail, nous avons commencé par simuler le problème électrique thermique et par développer un modèle mécanique viscoplastique compressible. Dans ce qui suit nous détaillerons tout d'abord les équations du couplage électrique et thermique ainsi que la loi de comportement et le problème mécanique. Par suite, nous présentons la méthode de résolution, puis les premiers résultats du couplage. Ensuite, nous passons à l'étude du modèle mécanique en présentant l'approche numérique qui va être suivie et sa validation par la comparaison avec une autre approche numérique ainsi qu'avec des résultats analytiques.

Modélisation par éléments finis

Equations

Le modèle d'éléments finis est gouverné par un ensemble d'équations. Dans cette section, on présente l'ensemble des équations gouvernant les différents phénomènes [8]. En premier lieu, le courant électrique cause le chauffage traversant les différents milieux conducteurs. Le modèle électrique est basé sur la conservation de la charge et dérive de la loi d'Ohm. Le potentiel électrique U vérifie:

$$\nabla \cdot \vec{J} = \nabla \cdot (\sigma_e \vec{E}) = \nabla \cdot (-\sigma_e \nabla U) = 0 \quad (1)$$

où \vec{J} est la densité du courant électrique, σ_e la conductivité électrique et $\vec{E} = -\nabla U$ le champ électrique.

On considère le domaine de calcul Ω , englobant outillage et poudre. La formulation variationnelle du problème électrique s'écrit :

$$\forall U^*, \int_{\Omega} \sigma_e \nabla U \cdot \nabla U^* d\Omega + \int_{\Gamma} U^* \vec{J} \cdot \vec{n} d\Gamma = 0 \quad (2)$$

où U^* représente la fonction test.

D'autre part, le problème thermique est modélisé par l'équation de la conservation de l'énergie:

$$\nabla \cdot (-k \nabla T) + \rho c_p \frac{dT}{dt} = q_e \quad (3)$$

où k représente la conductivité électrique, ρ la masse volumique, c_p la chaleur spécifique et q_e le terme de source thermique. Vu que la source d'énergie interne est produite par le chauffage par effet Joule, le terme de source s'écrit : $q_e = \vec{J} \cdot \vec{E}$ et la forme faible du problème thermique s'écrit:

$$\forall \varphi^*, \int_{\Omega} \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \varphi^* d\Omega + \int_{\Omega} k \nabla T \cdot \nabla \varphi^* d\Omega - \int_{\Gamma} k \nabla T \cdot \vec{n} \varphi^* d\Gamma = \int_{\Omega} q_e \varphi^* d\Omega \quad (4)$$

La poudre est considérée comme un milieu continu, caractérisé par sa densité, qui subit donc une évolution durant la densification. A chaque instant, on calcule la masse volumique ρ en tout point du milieu la poudre comme étant le produit d'une densité relative avec la densité du matériau à l'état dense ($\rho = \rho_r \rho_0$). Le modèle mécanique est gouverné par l'équation fondamentale de la dynamique dans laquelle on néglige les effets de la gravité et de l'inertie :

$$\nabla \cdot \sigma = 0 \quad (5)$$

où σ désigne le tenseur des contraintes. On considère que la déformation plastique des grains domine dans la densification et on définit une loi de comportement viscoplastique de la poudre à l'échelle macroscopique. Le cadre de cette étude est identique à celui défini par Shyma et Oyane[7], Abouaf et al.[1]. Supposant que le matériau dense obéit à une loi de la forme $\dot{\varepsilon} = F(\bar{\sigma}, T)$ où $\bar{\sigma}$ et $\dot{\varepsilon}$ représentent respectivement la contrainte de von Mises et le taux de déformation équivalente, alors le matériau à l'état poreux obéit à la même loi de déformation utilisant les expressions de Green pour la contrainte et la vitesse de déformation généralisées :

$$\bar{\sigma} = \left[\frac{3}{2} c s : s + f \text{tr}(\sigma)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

$$\dot{\varepsilon} = \left[\frac{2}{3c} \dot{\varepsilon} : \dot{\varepsilon} + \left(\frac{1}{9f} - \frac{2}{9c} \right) \text{tr}(\dot{\varepsilon})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

c et f sont deux fonctions décroissantes de la densité relative [1]. Quand la densification tend à être complète, c'est-à-dire quand $\rho_r \rightarrow 1$, c et f tendent respectivement vers 1 et 0. Les expressions classiques de von Mises sont alors retrouvées. Durant le procédé SPS un taux de chauffage de 100°C/min est suivi, et des températures très élevées sont directement atteintes. On considère alors un potentiel viscoplastique de type Norton-Hoff, où $\bar{\sigma}$ et $\dot{\varepsilon}$ vérifient les expressions du matériau poreux :

$$\varphi = \frac{m}{m+1} K_0 \exp\left(\frac{Q}{RT}\right) \left(\frac{\bar{\sigma}}{K\sqrt{3}}\right)^{\frac{m}{m+1}} \quad (8)$$

En exprimant le tenseur des vitesses de déformation $\dot{\epsilon} = \partial\varphi/\partial\sigma$ on retrouve l'expression du tenseur des contraintes :

$$\sigma = \frac{\bar{\sigma}}{\dot{\epsilon}} \left[\frac{2}{3c} \text{dev}(\dot{\epsilon}) + \frac{1}{9f} \text{tr}(\dot{\epsilon}) \mathbb{I} \right] \quad (9)$$

La forme faible du problème mécanique est exprimée de façon à résoudre à chaque incrément un couple de vitesse-pressure. Le problème à résoudre est composée de deux équations, la première est la forme faible de l'équation de la conservation de la dynamique et la deuxième est liée à la loi de compressibilité de la poudre. Ceci nous amène à résoudre le problème suivant :

$$\begin{cases} \forall \mathbf{v}^* \int_{\Omega} \mathbf{s} : \dot{\epsilon}(\mathbf{v}^*) d\Omega - \int_{\Omega} p \nabla \cdot \mathbf{v}^* d\Omega - \int_{\Omega} \rho_0 \rho_r \mathbf{g} \mathbf{v}^* d\Omega - \int_{\partial\Omega} \sigma \mathbf{v}^* \cdot \mathbf{n} d\Gamma = 0 \\ \forall p^* \int_{\Omega} p^* \left(\nabla \cdot \mathbf{v} + 9f \frac{\dot{\epsilon}}{\bar{\sigma}} p \right) d\Omega = 0 \end{cases} \quad (10)$$

Durant la densification, la fermeture de porosité induit la variation du volume apparent et ainsi de la densité relative. Ce phénomène est suivi par l'équation de conservation de la masse dans laquelle on utilise la vitesse calculée dans le problème (10) :

$$\frac{\partial \rho_r}{\partial t} + \nabla \rho_r \cdot \mathbf{v} + \rho_r \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (11)$$

En pratique, une fois la vitesse calculée, l'équation précédente est résolue sous sa formulation faible qui s'écrit :

$$\forall \varphi^*, \int_{\Omega} \frac{\partial \rho_r}{\partial t} \varphi^* d\Omega + \int_{\Omega} \rho_r \nabla \varphi^* \cdot \mathbf{v} d\Omega + \int_{\Omega} \rho_r \varphi^* \nabla \cdot \mathbf{v} d\Omega = 0 \quad (12)$$

Simulation de l'échauffement par effet Joule

Approches numériques

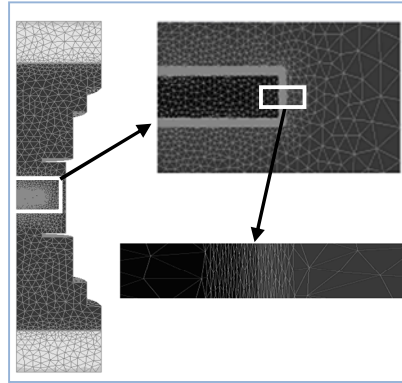


Figure 1: Géométrie simulée pour le problème couplé électrique-thermique avec le maillage couvrant les différents matériaux et un zoom autour de l'échantillon pour visualiser son anisotropie.

Les équations présentées sont résolues à l'aide de CimLib, code développé au CEMEF [3]. Ce code est basé sur une approche monolithique. La géométrie simulée est occupée par un seul maillage malgré la présence de différents matériaux. La Figure 1 représente le modèle utilisé dans la simulation du problème électrique thermique. Ayant besoin d'associer à chacun des matériaux ses paramètres physiques, il est nécessaire d'introduire une fonction qui décrit les différentes interfaces. Soit Ω le domaine de calcul, celui-ci est divisé en plusieurs sous domaines Ω_i qui recouvrent les différentes

pièces de notre géométrie. Ces sous domaines sont décrits par la fonction distance signée level set. Notant Γ_i la frontière du sous domaine Ω_i [2], la level set associée à Ω_i sera définie comme suit :

$$\alpha_i(\mathbf{x}) = \begin{cases} d(\mathbf{x}, \Gamma_i) & \text{si } \mathbf{x} \in \Omega_i \\ -d(\mathbf{x}, \Gamma_i) & \text{si } \mathbf{x} \notin \Omega_i \\ 0 & \text{si } \mathbf{x} \in \Gamma_i \end{cases} \quad (13)$$

Cette fonction distance est utilisée pour définir une fonction caractéristique de chaque Ω_i , la fonction de Heaviside lissée est utilisée dans ce travail, où ε_m est une épaisseur autour de l'interface sur laquelle se fait la transition pour éviter toute discontinuité :

$$H(\alpha_i) = \begin{cases} 0 & \text{si } \alpha_i < -\varepsilon_m \\ \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\alpha_i}{\varepsilon_m} + \frac{1}{\pi} \sin\left(\frac{\pi \alpha_i}{\varepsilon_m}\right) \right) & \text{si } |\alpha_i| \leq \varepsilon_m \\ 1 & \text{si } \alpha_i > \varepsilon_m \end{cases} \quad (14)$$

De plus pour calculer les paramètres physiques des matériaux de façon à associer convenablement à chacun sa propriété, des lois de mélange sont définies en fonction de la level set. La densité et la capacité calorifique sont calculées par une moyenne arithmétique [5]:

$$\varphi = H(\alpha_i)\varphi_i + (1 - H(\alpha_i))\varphi_j \quad (15)$$

Alors que les conductivités électriques et thermiques sont calculées à l'aide d'une moyenne géométrique :

$$\frac{1}{\psi} = \frac{H(\alpha_i)}{\psi_i} + \frac{(1 - H(\alpha_i))}{\psi_j} \quad (16)$$

Dans le but de diminuer l'erreur de calcul, la méthode level set et les lois de mélange sont accompagnées d'un remaillage anisotrope au niveau de l'interface. Le principe de la métrique utilisée pour le remaillage est de garder un maillage isotrope loin de l'interface et de générer des éléments anisotropes dans la direction du gradient de la level set autour de cette interface (Figure 1). La Figure 2 représente la conductivité électrique calculée après le remaillage et à l'aide des lois de mélange.

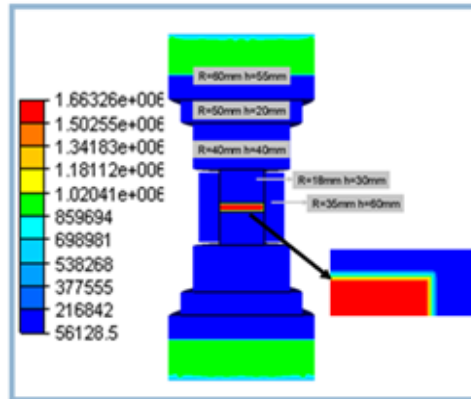


Figure 2: Distribution de la conductivité électrique sur l'ensemble de la géométrie. Les différents matériaux sont différenciés par l'association de la conductivité électrique convenable (1/Ohm.m)

Simulation du problème électrique thermique

La géométrie 3D de la Figure 2 est considérée pour la simulation du problème électrique thermique. Dans un premier temps la porosité est négligée et l'échantillon est considéré comme un matériau

dense. L'échantillon a une hauteur de 6 mm et un diamètre de 36 mm. Deux matériaux sont choisis du fait de leurs différentes propriétés électriques le TiAl et le Al_2O_3 . Leurs propriétés physiques sont tirées de [6]. Le moule, les pistons et les spacers sont en graphite. Aux extrémités, deux spacers en inconel sont rajoutés et sont refroidis à l'eau. Par conséquent, des conditions aux limites de convection sont considérées tenant compte du refroidissement :

$$\phi_{conv} = h_{conv}(T - T_{water}) \quad (17)$$

Le coefficient de transfert est considéré constant $h_{conv} = 880 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, la température de l'eau est également constante à 23°C. De plus, puisque le procédé s'effectue sous vide, les flux de convection et de conduction de la surface latérale sont absents et on ne considère que les pertes de chaleur par rayonnement :

$$\phi_{radiation} = \sigma_B \epsilon_r (T^4 - T_{wall}^4) \quad (18)$$

$\sigma_B = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ étant la constante de Stefan-Boltzmann, $\epsilon_r = 0.8$ étant l'émissivité et la température du mur étant supposée constante égale à 23°C.

D'autre part concernant le problème électrique une différence de potentiel constante est imposée durant le procédé. Les résistances de contact ne sont pas considérées ce qui conserve la continuité du potentiel électrique et de la température.

La distribution de température durant le procédé est directement liée à la distribution du courant électrique dans les pièces qui est à son tour liée à la géométrie et aux propriétés physiques des matériaux. Le choix des deux échantillons montre l'influence de la conductivité électrique sur la distribution du courant et par conséquent sur le chauffage. La Figure 3 représente la distribution de la norme de la densité du courant après l'application d'un potentiel constant de 4.2 V pour les deux matériaux.

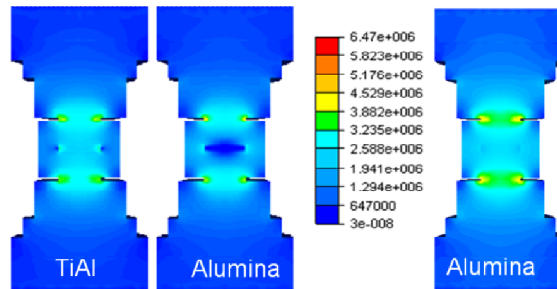


Figure 3: Distribution de la norme de la densité du courant électrique pour le TiAl et l'alumine après 1 s à gauche et pour l'alumine après 300 s

Au début du procédé (1 s), comme on peut constater sur la Figure 4 (a et b), dans le cas du TiAl le courant passe principalement à travers l'échantillon alors que dans le cas de l'alumine le courant est relativement absent dans la poudre et plus élevé dans le moule en graphite. Dans ce dernier cas, la conductivité électrique de l'alumine étant croissante avec la température, la valeur atteinte après 300 s permet le passage du courant à l'intérieur de l'échantillon. Pour l'échantillon conducteur, la densité du courant augmente près de l'interface avec le moule. En revanche, dans le moule en graphite, elle est minimale à l'interface avec l'échantillon, puis croît lorsqu'on s'approche du bord du moule. On constate la situation duale dans le cas de l'échantillon non conducteur en alumine (Figure 4c). Ces hétérogénéités de densité de courant résultent essentiellement d'un effet géométrique : les lignes de courant issues des pistons divergent ou convergent selon les rapports des conductivités.

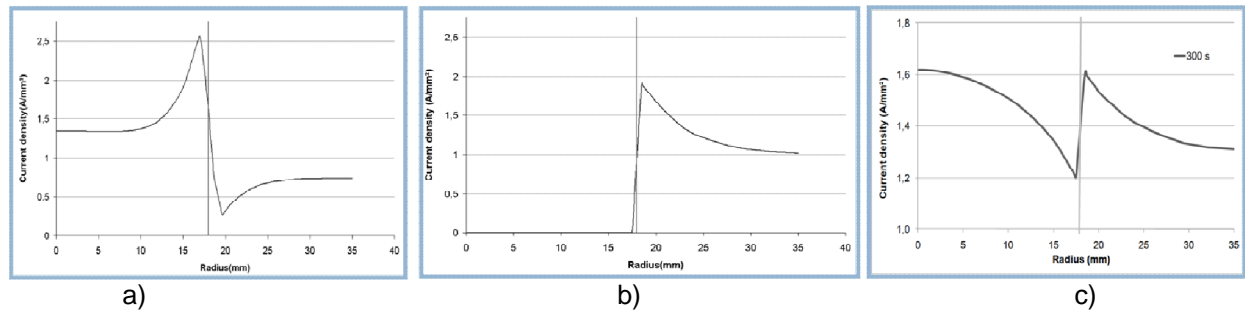


Figure 4: Profil selon la direction radiale, du centre de l'échantillon vers le bord du moule en graphite, de gauche à droite : de la norme de la densité du courant, pour le TiAl (a) et alumine (b) après 1 s et pour l'alumine après 300 s (c).

En effet, malgré cette différence aperçue au niveau de la densité du courant électrique ceci n'affecte pas le taux de chauffage dans l'échantillon mais affecte tout simplement le gradient de la température et sa distribution, ceci puisque le terme source thermique, étant égal à la puissance électrique dissipée, il sera faible comparé à celui dans le graphite avoisinant. Ceci est plus clair dans la Figure 5. Les Figure 7 et Figure 8 représentent le profil de la température dans la direction radiale au voisinage de l'échantillon, le chauffage au sein de l'échantillon n'est pas similaire et il varie au cours du temps vu que tous les paramètres sont thermodépendants.

D'autre part la Figure 6 représente la distribution de la température dans l'ensemble de la géométrie pour les deux échantillons. On constate que globalement, mis à part les effets qu'on vient de mentionner concernant le chauffage au voisinage de l'échantillon, le chauffage de la machine se fait de la même façon indépendamment des propriétés de la poudre. Ceci permet l'utilisation du SPS pour différents matériaux. Les pistons sont chauffés au début, et ils chauffent l'échantillon par conduction.

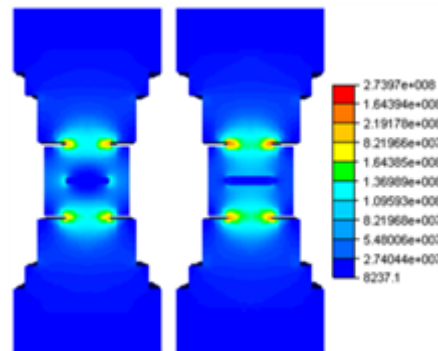


Figure 5: Terme source thermique après 1 s montrant son importance dans le graphite voisinant l'échantillon (TiAl à gauche, alumine à droite)

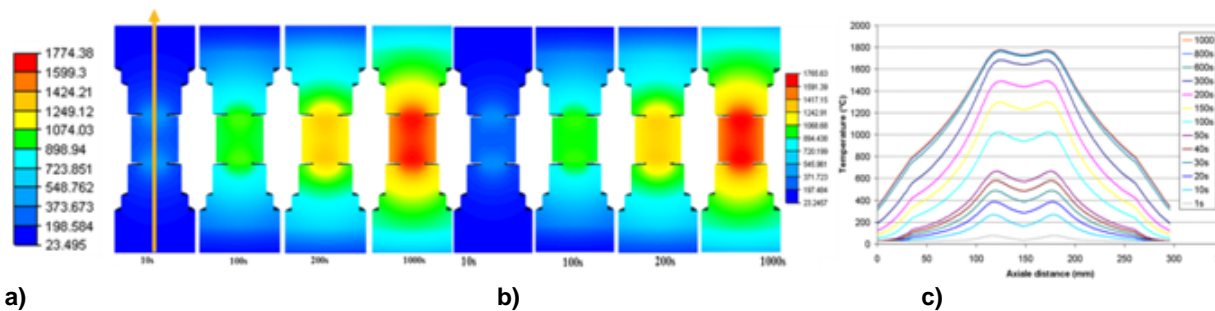


Figure 6: Distribution de la température à différents pas de temps, pour le TiAl (a), l'alumine (b), et le graphique de la température axiale dans l'ensemble de la géométrie pour le TiAl à différents incréments(c).

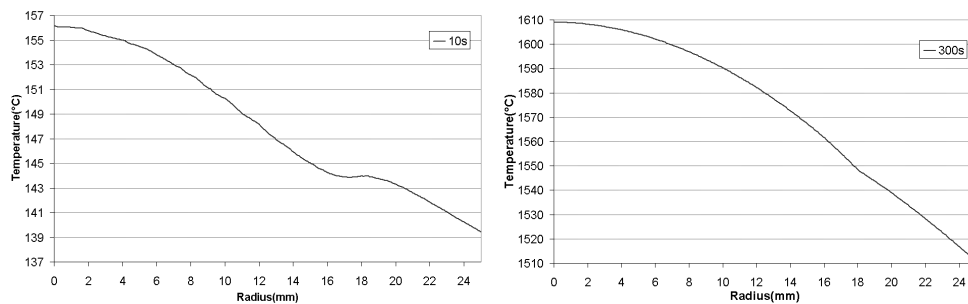


Figure 7: Variation radiale de la température du centre de l'échantillon de TiAl vers le bord du moule de graphite

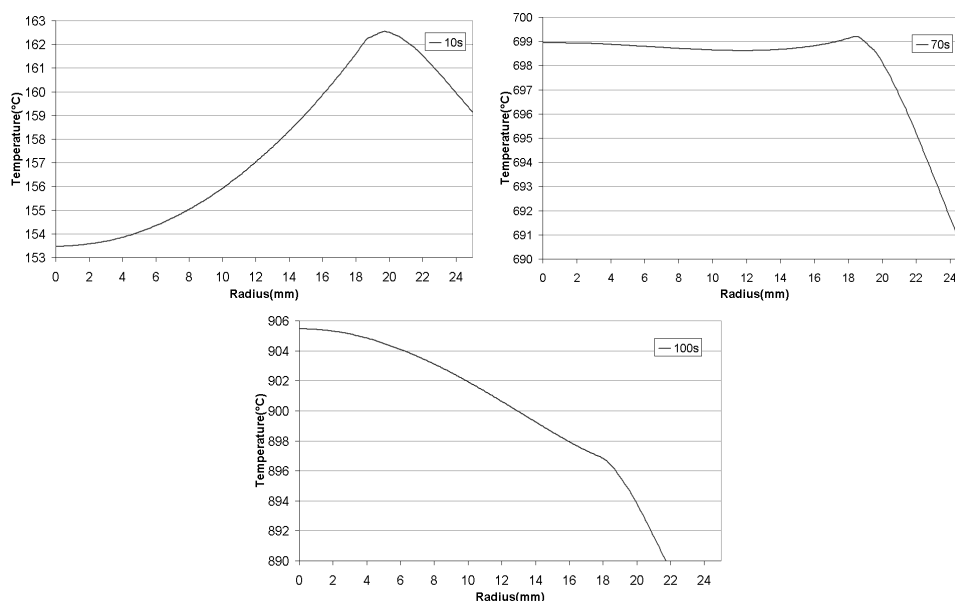


Figure 8: Variation radiale de la température pour trois incréments différents du centre de l'échantillon de l'alumine vers le bord du moule de graphite

Simulation du problème mécanique

Pour le moment le problème mécanique est traité à part et le couplage n'est pas encore effectué avec les problèmes électrique et thermique. Tout d'abord, une simulation est effectuée sur un maillage couvrant uniquement la poudre et une compression en matrice fermée avec contact glissant est considérée. Ce cas est ensuite comparé à un cas plus complet où les pistons et le moule sont modélisés avec la poudre.

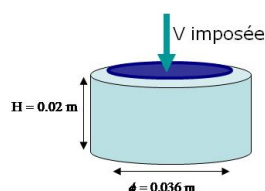


Figure 9: Géométrie modélisée dans le cas de compaction en matrice fermée en monodomaine, le maillage couvrant uniquement la poudre (bleu foncé)

Dans un premier temps, comme le problème thermique n'est pas considéré, à chaque incrément la densité calculée est homogène sur tout le domaine ainsi que la contrainte. Une vitesse verticale constante est imposée par le piston supérieur, considérant le moule et le piston inférieur fixes. Les outils sont considérés rigides non déformables. Tout d'abord, dans le cas en monodomaine, les

conditions aux limites sur la surface latérale sont telles que la vitesse est libérée suivant la verticale et nulle suivant les autres directions. D'autre part, dans le cas complet, une couche intermédiaire est introduite entre le moule et la matrice (Figure 10) dans laquelle la vitesse axiale est libérée pour modéliser le contact glissant.

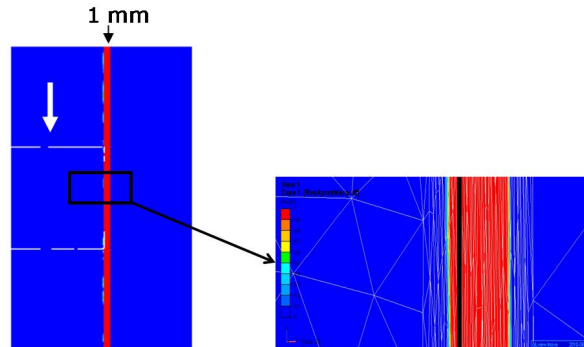


Figure 10: Couche intermédiaire séparant moule et poudre pour imposer un contact glissant, avec un zoom au niveau de l'interface représentée par le trait noir

La différence majeure entre ces deux cas est l'approche numérique utilisée. Dans le cas en monodomaine une approche lagrangienne est considérée alors que dans l'autre on utilise une approche eulérienne. Pour cela les fonctions level set sont actualisées à chaque incrément et un remaillage anisotrope est effectué pour suivre le mouvement des interfaces. Les paramètres étant différents entre la poudre et les outils, des lois de mélange sont également utilisées pour retrouver sur le domaine entier la consistance, le coefficient de sensibilité, et les coefficients c et f d'Abouaf. Le mélange est calculé sur les éléments traversés par l'interface, selon expression :

$$\psi_{\Omega_e} = \frac{\psi_i |\Omega_i \cap \Omega_e| + \psi_j |\Omega_j \cap \Omega_e|}{|\Omega_e|} \quad (19)$$

Ω_e étant l'élément sur lequel s'effectuent les mélanges et ψ_i, ψ_j les propriétés relatives respectivement aux domaines Ω_i, Ω_j .

A la Figure 11, comme attendu en contact glissant, on constate que le profil de la vitesse verticale est homogène dans les outils où le mouvement est imposé et linéaire dans la poudre. On distingue la formation d'une couche limite captée par le maillage maintenu fin (anisotrope) au voisinage de l'interface.

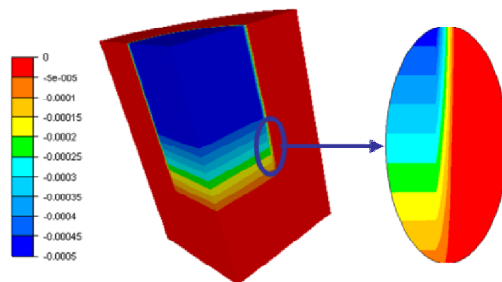


Figure 11: Vitesse verticale pour le cas complet où le maillage couvre la poudre, les pistons et la matrice

La Figure 12 représente la distribution de la contrainte dans la géométrie qui est quasi nulle dans les outils rigides et homogène dans la poudre. L'interface est redéfinie par l'actualisation de la level set à chaque incrément, on voit de même comment les éléments anisotropes suivent l'interface mobile ainsi que la diminution du volume occupée par la poudre.

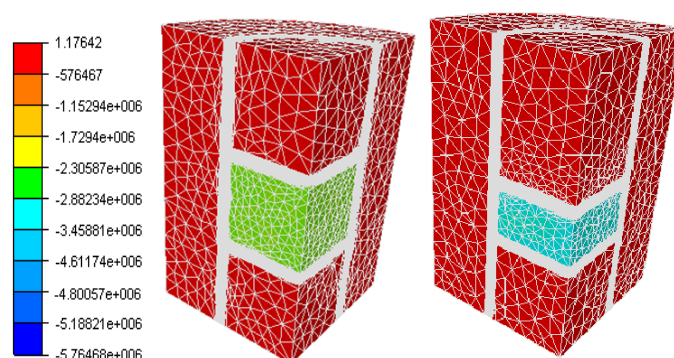


Figure 12: Contrainte verticale en (Pa) et maillage qui suit l'interface

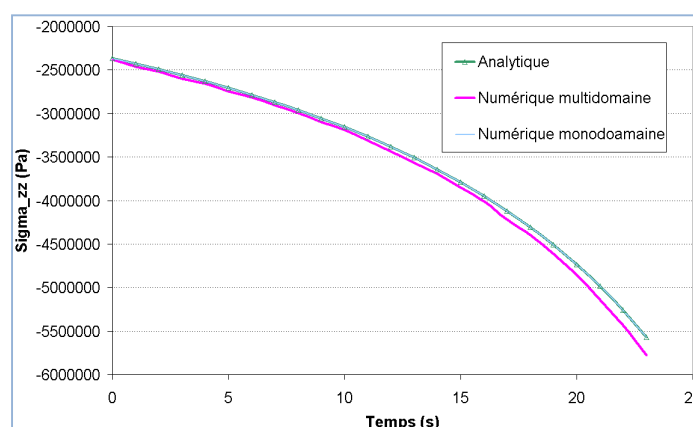


Figure 13: Comparaison entre les résultats analytiques, numériques en monodomaine et numériques en multidomaine de la composante verticale de la contrainte

Le graphique de la Figure 13 présente la comparaison entre les résultats analytiques et les résultats de la simulation numérique, dans les cas en monodomaine et multidomaine. Dans ces cas tests, les valeurs ne respectent pas les valeurs réelles du procédé, des paramètres fictifs sont utilisés pour voir la robustesse du code de calcul. De plus ces cas sont simulés pour une loi linéaire où $m=1$ et la consistance K est constante à 100MPa.

Conclusion

Le procédé SPS est une technologie prometteuse dans le domaine de la métallurgie des poudres. Cependant, il est nécessaire de comprendre les phénomènes qui entrent en jeu lors du procédé pour pouvoir contrôler la microstructure des matériaux fabriqués après compaction. Dans ce travail, nous avons montré les premières approches pour simuler le couplage électrique thermique. Nous avons étudié la distribution du courant électrique dans l'ensemble de la géométrie du modèle SPS, pour passer ensuite à l'étude de la distribution de la température, sachant que le chauffage est assuré par l'effet Joule. Nous avons conclu que l'échantillon est chauffé en partie par conduction thermique à travers les différentes pièces de la machine. Néanmoins, il apparaît des non homogénéités thermiques aux premiers instants. Ces hétérogénéités au sein de l'échantillon varient comme tous les paramètres sont thermodépendants. Cependant ce couplage électrique thermique nécessite encore plusieurs modifications dans le but d'ajouter les phénomènes négligés et qui peuvent affecter les résultats. Tout d'abord les résistances de contact doivent être modélisées puisqu'elles peuvent modifier les gradients thermiques [8]. Dans la suite, il faudra introduire le couplage entre la porosité des échantillons et les propriétés thermophysiques. D'autre part, dans la deuxième partie, nous avons traité le problème mécanique, ayant expliqué tout d'abord la loi de comportement qui convient à notre modèle, pour passer à la validation du modèle mécanique, pour une loi simplifiée et sur un cas test, et ceci en comparant avec des calculs analytiques. Dans le travail qui suivra, nous développerons le

modèle pour valider la loi de comportement en prenant en compte sa non linéarité. Par la suite, il sera intéressant de coupler la mécanique avec les problèmes électrique et thermique afin de visualiser les effets des interdépendances entre les différents phénomènes. Enfin nous nous proposerons d'appliquer le modèle développé sur des géométries types ainsi que sur des géométries industrielles.

Références

- [1] Abouaf M., C. J.-L. (1988). Finite element simulation of hot isostatic pressing of metal powders. *Int. J. Num. Meth. Eng.* , 25, 191-212.
- [2] Bruchon, J. D. (s.d.). Using a signed distance function for the simulation of metal forming processes: Formulation of the contact condition and mesh adaptation from a lagrangian approach to an eulerian approach. *International Journal for numerical methods in engineering-Online* .
- [3] Coupez, T. (2000). Génération de maillage et adaptation de maillage par optimisation locale. *Revue européenne des éléments finis* , 9, 4, 403-423.
- [4] Gruau, C. (2004). *Génération de métriques pour adaptation anisotrope de maillages, applications à la mise en forme des matériaux* . France: Ph.D. Thesis, Ecole Des Mines De Paris.
- [5] Hachem, E. (2009). *Stabilized Finite Element Method for Heat Transfer and Turbulent Flows inside Industrial Furnace*. Ph.D. Thesis, Mines ParisTech.
- [6] Molénat, G., Durand, L., Galy, J., & Couret, A. (s.d.). Temperature control in Spark Plasma sintering: an FEM approach. *Journal of Metallurgy* .
- [7] Shima S., O. M. (1976). Plasticity theory for porous metals. *Internatonal Journal of Mechanical Science* , 18, 285-291.
- [8] Zavaliangos, A., Zhang, J., Krammer, M., & Groza, J. (2004). Temperature evolution during field activated sintering. *Materials Science and Engineering* , A 379, 218_228.