

# Effets de la Nature du Gaz Ambiant sur les Écoulements Induits lors de la Vaporisation d'un Alliage Métallique sous Faisceau Laser

Y. A. Mayi<sup>1,3</sup>, M. Dal<sup>1</sup>, P. Peyre<sup>1</sup>, M. Bellet<sup>2</sup>, C. Metton<sup>3</sup>, C. Moriconi<sup>3</sup>, R. Fabbro<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire PIMM, Arts et Métiers, CNRS, Cnam, HESAM Université, 151 Bd de l'hôpital 75013 Paris, France, yaasin.mayi@ensam.eu

<sup>2</sup>CEMEF, UMR 7635 PSL Research University MINES ParisTech, 06904 Sophia Antipolis, France

<sup>3</sup>Safran Additive Manufacturing, a technology platform of Safran Tech, Rue des Jeunes Bois, Châteaufort, 78114 Magny-Les-Hameaux, France

**Résumé** — Un modèle numérique de vaporisation de l'Inconel 718® sous faisceau laser est proposé afin d'étudier l'effet de la nature de l'atmosphère ambiante – argon ou hélium – sur les écoulements de gaz induits en fabrication additive par fusion de lits de poudres (LBM). Ce modèle développé sous COMSOL Multiphysics® montre que si sous hélium l'aspiration générée par l'éjection de vapeur est plus rapide que sous argon – l'hélium étant moins dense que l'argon –, l'énergie cinétique de l'argon est plus importante. En conséquence en LBM, la dénudation du lit de poudre due à cet effet d'aspiration risque, à paramètres égaux, d'être plus importante sous hélium que sous argon.

**Mots clefs** — Laser, soudage, Laser Beam Melting (LBM), vaporisation, éléments finis.

## 1. Introduction

Il existe une famille de procédés laser – comme le perçage, le soudage ou la fabrication additive par fusion de lits de poudres (LBM) – où les intensités laser mises en jeu sont suffisamment importantes pour vaporiser les alliages métalliques [1,2]. Lorsque ce phénomène se produit, la vapeur métallique se détend dans le gaz environnant et par principe d'action-réaction, un champ de pression est en retour appliqué à l'interface liquide/vapeur. Cette dernière se creuse jusqu'à former un capillaire de vapeur – ou « keyhole » – qui emprisonne le faisceau laser par de multiples réflexions et augmente ainsi l'intensité nette absorbée.

A ces intensités, la pression de recul devient une force motrice de l'hydrodynamique du bain fondu et la chaleur latente de vaporisation intervient dans le bilan énergétique [1,3]. Pour ces raisons, le phénomène de vaporisation sous faisceau laser a fait l'objet de nombreuses études analytiques et expérimentales qui ont servi de base à des modèles numériques.

A partir des principes de la cinétique des gaz, Anisimov (1968) [4], puis Knight (1979) [5] et Samokhin (1990) [6] ont proposé des lois analytiques qui expriment la pression de recul en fonction de la température de la surface de la zone fondue. Plus tard, Semak et Matsunawa (1997) [7] ont développé le modèle dit du « piston », qui étudie le rôle de la pression de recul sur le bilan de masse et d'énergie d'une cellule liquide cylindrique irradiée par un faisceau laser. Cette approche simplifiée donne entre autre les ordres de grandeur de la température en surface du bain liquide en fonction de l'intensité laser absorbée. Elle permet aussi de discriminer les phénomènes d'échanges thermiques dominants en fonction des régimes d'interaction laser-matière. Ainsi, si dans des régimes proches du soudage laser ou du LBM – i.e. intensité  $I \approx 1 \text{ MW/cm}^2$  – la convection dans le bain liquide joue un rôle prédominant dans l'échange énergétique et que les pertes par vaporisation sont relativement faibles, la situation tend à s'inverser lorsque les régimes d'interaction deviennent plus intenses, en perçage – i.e.  $I > 10 \text{ MW/cm}^2$  – ou en ablation – i.e.  $I > 100 \text{ MW/cm}^2$  – par exemple.

Citons également les modèles analytiques de keyhole développés par Fabbro et al. [8,9]. Ces modèles proposent des définitions du seuil de keyhole et en donnent des lois d'échelles pour le soudage [8] le procédé LBM [9].

Les travaux expérimentaux ont également permis d'améliorer la compréhension du phénomène de vaporisation sous faisceau laser. Par exemple, les expériences de Hirano et al. (2011) [1] ont mis en évidence d'une part, que la vaporisation débute à une température seuil proche de la température d'évaporation à pression ambiante et d'autre part, qu'au voisinage de cette température, le gaz ambiant confine les particules de gaz métallique, réduisant ainsi l'intensité de l'évaporation.

Il existe enfin un nombre croissant de modèles numériques multi-physiques des procédés de soudage laser et LBM en régime de vaporisation.

Citons le modèle de soudage laser de Ki et al. (2002), qui résout avec la méthode level-set l'hydrodynamique du bain de fusion en prenant en compte la pression de recul, la tension de surface, la convection thermocapillaire (Marangoni) mais aussi les réflexions multiples du faisceau laser dans le capillaire, via une approche de type ray tracing. Dans la même optique, Courtois et al. (2013) [10] proposent un modèle de multi-réflexions en résolvant les équations du champ électrique (lois de Maxwell) dans le capillaire. Pang et al. (2015) [11] proposent un modèle qui inclut en plus les écoulements de gaz induit par la détente de la plume de vapeur métallique. L'écoulement est supposé monophasique et incompressible.

Dans le cas du LBM, Khairallah et al. (2016) [12] et Tang et al. (2018) [13] reprennent la même physique qu'en soudage laser (à l'exception des écoulements dans la phase gazeuse) avec en plus, l'interaction entre le bain de fusion et le lit de poudre. On trouve en complément, l'étude numérique de l'éjection de vapeur métallique menée par Bidare et al. (2017) [14]. En revanche dans ce modèle, le couplage entre le bain liquide et la vapeur métallique n'est pas traitée et les vitesses d'éjections sont calculées à partir d'une loi empirique qui relie le nombre de Mach à l'intensité laser incidente.

Les expériences récentes en LBM [15] montrent qu'il y a un grand intérêt à étudier les mouvements de circulation de gaz induits par la détente de vapeur (Figure 1). En effet, le gaz éjecté entraîne les particules du lit de poudre par un effet d'aspiration ou de recirculation. Il génère ainsi des projections qui polluent le lit de poudre en retombant dessus (créant des inclusions) et crée une zone vide de poudre autour du cordon, appelée zone dénudée. Pour ces raisons, nous proposons un modèle numérique multiphasique de vaporisation sous faisceau laser où dans un premier temps le laser est statique (configuration 2D axisymétrique) et où le lit de poudre n'est pas représenté (Figure 1).

Nous avons montré dans une étude précédente [16] la faisabilité du modèle numérique en validant expérimentalement la forme et les dimensions des zones fondues obtenues numériquement, et en validant grâce au modèle analytique de Knight [5] les ordres de grandeurs des vitesses de détente de la plume. Cette fois, notre travail se concentre sur l'effet de la nature du gaz sur les écoulements induits par la vaporisation.

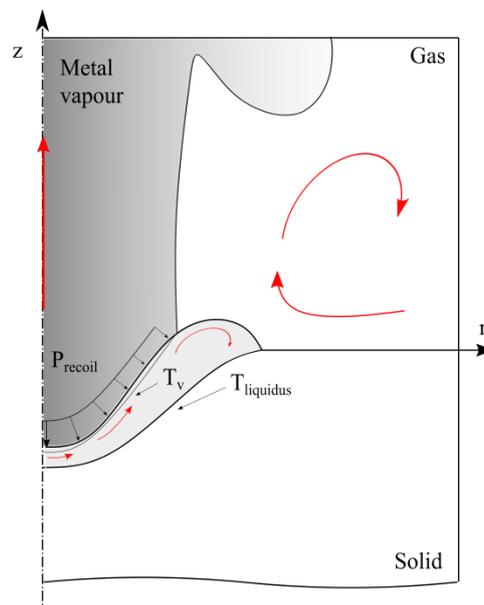


Figure 1 Schéma d'un capillaire de vapeur dans le cas du tir laser statique.

## 2. Modèle numérique

### 2.1. Équations de conservation

Notre modèle numérique est développé à l'aide du logiciel commercial COMSOL Multiphysics® 5.3a [17]. On résout en régime transitoire la loi de conservation de l'énergie (1), la conservation de la masse (2) ainsi que l'équation de Navier-Stokes (3).

$$\rho c_p^{eq} \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p (\vec{u} \cdot \vec{\nabla} T) = \vec{\nabla} \cdot (k \vec{\nabla} T) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = \vec{\nabla} \cdot \left\{ -p \mathbf{I} + \mu \left[ \vec{\nabla} \vec{u} + (\vec{\nabla} \vec{u})^T \right] - \frac{2}{3} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) \mathbf{I} \right\} + K \vec{u} + \rho \vec{g} \quad (3)$$

$\rho$ : masse volumique;  $c_p$ : chaleur spécifique;  $k$ : conductivité thermique;  $\mu$ : viscosité dynamique

On considère que le métal liquide est un fluide incompressible. Ainsi, dans la phase métallique, le terme  $-\frac{2}{3} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) \mathbf{I}$  disparaît de l'équation de Navier-Stokes (3) et l'équation de continuité (2) se réduit à  $\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0$ . De plus, la transition solide/liquide est traitée grâce à un terme de pénalisation de Darcy [18], qui est une fonction de la fraction de liquide  $f_{liq}$  (4).

$$K = C_1 \frac{(1 - f_{liq})^2}{f_{liq}^3 + C_2} \quad (4)$$

Dans le liquide (i.e.  $f_{liq} = 1$ ),  $K = 0$  et on retrouve l'équation de Navier-Stokes non pénalisée. En revanche dans le solide (i.e.  $f_{liq} = 0$ ),  $K \rightarrow \infty$  et donc le champ de vitesse tend vers zéro. Aussi, la chaleur latente de fusion est introduite via une chaleur massique équivalente (5) [19].

$$c_p^{eq} = c_p + \frac{L_m}{\sqrt{\pi \Delta T^2}} \exp \left[ -\frac{(T - T_m)^2}{\Delta T^2} \right] \quad (5)$$

$$T_m = (T_{liquidus} + T_{solidus})/2, 2\Delta T: \text{intervalle de solidification}$$

Le gaz est quant à lui compressible, supposé parfait (6), dont la masse molaire moyenne  $\tilde{M}$  est une fonction de la fraction de vapeur métallique  $\omega$  (7), calculée grâce à la loi de Fick (8).

$$\rho = \frac{p \tilde{M}}{RT} \quad (6)$$

$$\tilde{M} = \omega M_{\text{metal}} + (1 - \omega) M_{\text{argon}} \quad (7)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (-D_i \vec{\nabla} \omega) + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \omega = 0 \quad (8)$$

## 2.2. Conditions limites

### 2.2.1. Phase métallique

On impose à la surface du matériau un flux de chaleur homogène de rayon  $R_0$  – correspondant à une source continue laser top-hat (9).

$$\varphi_{\text{laser}} = A(\theta) \cos(\theta) \frac{P}{\pi R_0^2} g(t) \cdot (r \leq R_0) \quad (9)$$

$A$ : absorptivité du substrat;  $\theta$ : angle d'incidence;  $P$ : puissance du laser;  $g(t)$ : profil temporel du laser

On intègre également les pertes de chaleur par vaporisation, qui s'expriment en fonction du débit de vaporisation  $\dot{m}$  et de la chaleur latente de vaporisation  $L_v$  (10). En revanche, on considère que les pertes par rayonnements et par convection forcée sont négligeables devant les pertes par vaporisation.

$$\varphi_{\text{vap}} = \dot{m} L_v \quad (10)$$

Le débit de vaporisation peut s'exprimer à partir des calculs proposés par Samokhin [6], qui montre que le débit net de vaporisation s'exprime comme le débit brut de particules émises pendant la vaporisation  $\left(\sqrt{M/2\pi RT} P_{\text{sat}}(T)\right)$  moins la fraction  $\beta_R$  des particules qui recondensent au contact de l'atmosphère environnante  $\left(\beta_R \sqrt{M/2\pi RT} P_{\text{sat}}(T)\right)$ . Conformément aux observations rapportées par Hirano et al. [1],  $\beta_R \approx 1$  lorsque  $T \approx T_V$  et  $\beta_R \rightarrow 0.18$  [6] lorsque  $T \gg T_V$ . Mathématiquement, on peut donc écrire (11):

$$\dot{m} = \begin{cases} 0 & 0 \leq T < T_L \\ a_1 T^3 + b_1 T^2 + c_1 T + d_1 & T_L \leq T < T_R \\ (1 - \beta_R) \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} P_{\text{sat}}(T) & T_R \leq T < +\infty \end{cases} \quad (11)$$

Où  $T_L$  est la température seuil de vaporisation (proche de  $T_V$ ) et  $T_R$  est la température seuil de vaporisation intense. La transition entre ces deux régimes est interpolée par un polynôme de degré trois. Les recommandations formulées par Pang et al. [11] sont appliquées pour déterminer  $T_L$  et  $T_R$ . De plus, la pression de vapeur saturante  $P_{\text{sat}}(T)$  s'exprime via la relation de Clausius-Clapeyron (12)

$$P_{\text{sat}}(T) = P_{\text{amb}} \exp \left[ \frac{ML_V}{RT_V} \left( 1 - \frac{T_V}{T} \right) \right] \quad (12)$$

La pression à l'interface liquide/gaz lors de la vaporisation peut s'exprimer suivant la même logique que le débit de vaporisation (13) [11].

$$P_{\text{surf}} = \begin{cases} P_0 & 0 \leq T < T_L \\ a_2 T^3 + b_2 T^2 + c_2 T + d_2 & T_L \leq T < T_R \\ \frac{1}{2} (1 + \beta_R) P_{\text{sat}}(T) & T_R \leq T < +\infty \end{cases} \quad (13)$$

Les effets mécaniques interfaciaux sont également intégrés dans l'hydrodynamique du bain à travers la pression de Laplace et l'effet Marangoni (14).

$$\vec{f}_\sigma = \sigma \kappa \vec{n} + \vec{\nabla}_S \sigma \quad (14)$$

### 2.2.2. Phase gazeuse

L'éjection de vapeur est obtenue en imposant une condition de Dirichlet sur la frontière liquide/vapeur. Celle-ci s'exprime naturellement en posant un bilan de quantité de mouvement (15) à l'interface [20].

$$\rho_L (\vec{u}_L \cdot \vec{n} - V_I) = \rho_V (\vec{u}_V \cdot \vec{n} - V_I) = \dot{m} \quad (15)$$

$V_I$  : vitesse de l'interface liquide/vapeur ; indices  $L$  et  $V$  : liquide et vapeur respectivement ;  $\vec{n}$  : normale à l'interface

Enfin, on impose la pression ambiante à la limite supérieure du domaine gazeux.

### 2.3. Suivi d'interface

Pour ce type d'application, il est nécessaire d'utiliser des outils numériques afin de conditionner et de suivre l'interface liquide/vapeur. Dans la littérature, deux familles de méthodes peuvent être rencontrées, catégorisées comme Eulériennes ou Lagrangiennes [21]. Si chacune d'elles présente des avantages, nous privilégions la représentativité de la notion de discontinuité d'interface obtenue avec les méthodes Lagrangiennes (la méthode ALE pré-implémentée sous COMSOL Multiphysics®).

## 2.4. Propriétés thermo-physiques

L'étude porte sur la vaporisation de l'Inconel 718® [22] sous atmosphère inerte d'argon (Ar) et d'hélium (He) (Table 1). L'une des difficultés réside sur les propriétés de la vapeur métallique qui, à part la masse volumique que l'on peut estimer grâce à la loi des gaz parfait, restent inconnues. Les paragraphes suivant précisent donc les hypothèses formulées à ce sujet.

Table 1 Propriétés des gaz simulés (à 298 K) [23].

Propriétés	Argon	Hélium
Masse volumique (kg/m <sup>3</sup> )	1.6	1.6·10 <sup>-1</sup>
Capacité thermique massique à pression constante (kJ/kg/K)	5.2·10 <sup>-1</sup>	5.2
Conductivité thermique (W/m/K)	1.7·10 <sup>-2</sup>	1.5·10 <sup>-1</sup>
Viscosité dynamique (Pa·s)	2.3·10 <sup>-5</sup>	2.0·10 <sup>-5</sup>

### 2.4.1. Hypothèse sur le coefficient de diffusion d'espèces

Le calcul de la proportion de vapeur métallique (équation 8) nécessite une valeur du coefficient de diffusion  $D_i$ . Dans les gaz, le transport convectif étant bien plus sensible que la diffusion (cf. §3), nous traitons ce coefficient dans un premier temps comme un coefficient de stabilisation numérique fixé à  $2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  – le plus petit coefficient qui assure la stabilité du calcul.

On trouve difficilement dans la littérature des informations relatives à la diffusion de vapeurs métalliques dans des atmosphères inertes. Ce coefficient est difficile à déterminer puisqu'il dépend entre autre de la concentration locale des espèces chimiques, de la température et de la pression [24]. A titre d'information, l'ordre de grandeur du coefficient de diffusion d'un mélange équimolaire de deux gaz nobles à l'équilibre, se situe entre  $10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  et  $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$  à 1000 K en fonction des espèces [25]. L'ordre de grandeur de notre coefficient de stabilisation numérique semble donc cohérent avec la physique, mais *une étude ultérieure sur la sensibilité du calcul à ce paramètre est nécessaire.*

### 2.4.2. Hypothèses sur la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la viscosité dynamique

Il existe très peu de travaux sur la mesure ou l'estimation des propriétés thermo-physiques des plumes de vapeur métalliques. On peut citer par exemple les calculs de B.S. Yilbas et Z. Yilbas (1988) [26] qui estiment, dans une étude sur l'interaction laser-vapeur métallique, la conductivité thermique du cuivre gazeux à environs  $10 \text{ W/m/K}$ , soit un ordre de grandeur plus faible que la valeur de la conductivité thermique du cuivre solide – mais aussi un à deux ordres de grandeurs plus élevés que la conductivité thermique des gaz inertes sélectionnés.

Dans notre modèle, on suppose que la plume de vapeur à la même conductivité thermique, chaleur spécifique et viscosité dynamique que l'atmosphère environnante. De la même façon, une étude ultérieure sur l'impact de ces hypothèses sur le calcul est nécessaire.

## 3. Résultats et discussion

### 3.1. Caractéristiques de la plume de vapeur

Le temps d'interaction laser-matière simulé  $\tau = 0.1 \text{ ms}$ , correspond à un temps caractéristique d'interaction en LBM, d'un laser de diamètre  $100 \mu\text{m}$  se déplaçant à une vitesse de  $1 \text{ m/s}$ .

La Figure 2 compare les plumes de vapeur (délimitées arbitrairement par  $\omega = 1\%$ ) émises sous Ar et sous He. Notons en remarque préliminaire leur forme caractéristique en « champignon ». Cette forme est due à l'instabilité hydrodynamique de Rayleigh-Taylor qui se produit à l'interface entre deux fluides de densités différentes, soumis à un champs d'accélération (gravité comprise) [27]. On étudie qualitativement cette forme via le rapport des masses volumiques des deux fluides  $\rho_2/\rho_1$  ( $\rho_2 > \rho_1$ ) – ou équivalentement, au nombre d'Atwood  $A = \Delta\rho/\Sigma\rho$ . Ainsi, on apprend que lorsque  $\rho_2 \rightarrow \rho_1$  – i.e.  $A \rightarrow 0$  – on favorise en plus l'apparition de spirales sur les bords de la plume dues à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz [27]. Dans notre cas,  $A_{vap/Ar} = 0.75$  tandis que  $A_{vap/He} = 0.16$ . Ceci est donc cohérent avec le fait que la plume générée sous He a une forme en champignon plus prononcée que celle générée sous argon (Figure 2). Un plus grande diffusion thermique/chimique ou une viscosité de la plume plus importante atténueraient d'avantage cet effet [27].

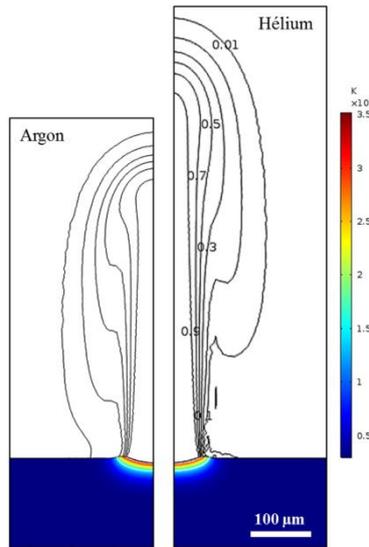


Figure 2 Fraction de vapeur métallique (iso contours), comparaison de la morphologie des plumes de vapeur.  
 $P = 200 \text{ W} \mid R_0 = 50 \mu\text{m} \mid t = 0.4\tau$

La Figure 3a compare la masse volumique des plumes sous Ar et sous He (pour  $r = 0$  et  $t = \tau$ ). Sur les 25 premiers microns, celle-ci diminue jusqu'à atteindre une valeur minimale  $\rho_{\min} \approx 0.2 \text{ kg/m}^3$ . Au regard de l'équation 6, cette tendance s'explique comme suit. A l'interface liquide/gaz, la pression est égale à la pression de recul et la température  $T \geq T_v$ . Avec l'altitude, alors que la pression tend vers pression atmosphérique, la température reste sensiblement constante (autour de 3590 K ici). En conséquence  $\rho$  tends vers sa valeur minimale et dans le même temps, le gaz atteint sa vitesse maximale  $u_{\max}$ . Au-delà, les différences de masses volumiques et de vitesses de plume se creusent : l'He étant moins dense que l'Ar, la plume est moins ralentie. En conséquence, l'air chaud est plus rapidement transporté verticalement et donc, la température étant plus élevée, la masse volumique est plus faible.

Aussi, nous vérifions que compte tenu des ordres de grandeurs du coefficient de diffusion chimique évoqué plus haut et des vitesses d'éjection de la plume, le transport convectif domine la diffusion chimique. En effet pour une vitesse caractéristique d'éjection de 200 m/s, une dimension caractéristique de 100  $\mu\text{m}$  (diamètre de faisceau) et un coefficient de diffusion de  $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ , le nombre de Péclet  $Pe = LU/D_i = 200 \gg 1$ . Notons également que dans le régime d'interaction laser-matière sélectionné, la plume de vapeur reste subsonique – à température de vaporisation de l'Inconel 718®, la célérité du son  $c = \sqrt{\gamma R_s T}$  est d'environ 900 m/s (en prenant  $\gamma = 5/3$ ).

Enfin, il est important de noter que la plume se recondense à quelques centaines de microns au-dessus du substrat (Figure 3a). Se forment alors des nano-agglomérats – qui en LBM retombent sur le lit de poudre ou encrassent les optiques de la machine [28]. Ce changement d'état n'est pas inclus dans notre modèle.

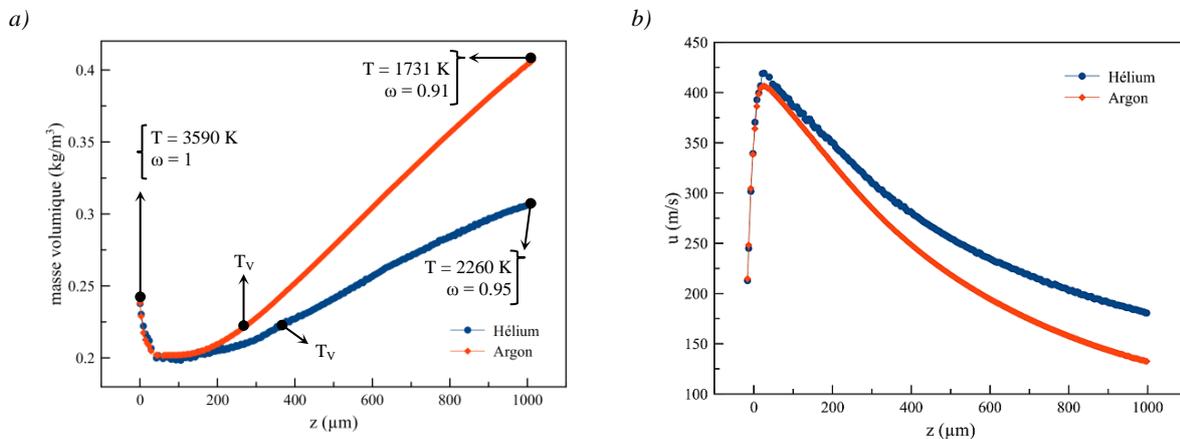


Figure 3 a) Masse volumique et b) Vitesse de détente de la plume sur l'axe de symétrie ( $r=0$ ) en fonction de l'altitude  $z$ .  $P = 200 \text{ W} \mid R_0 = 50 \mu\text{m} \mid t = \tau$

### 3.2. Etude du potentiel de dénudation

Nous avons expliqué en introduction que les travaux sur le procédé LBM expliquent la dénudation par un phénomène de recirculation/d'aspiration. Pour étudier le potentiel de dénudation des atmosphères – i.e. répondre à la question *dénude-t-on plus sous argon ou sous hélium ?* – on se propose d'étudier l'équilibre d'un grain d'Inconel 718® posé sur un substrat plus ou moins rugueux et cohésif (comme le serait un lit de poudre) et soumis à son poids  $\vec{P}$ , aux composantes normale  $\vec{N}$  et tangentielle  $\vec{T}$  du substrat et à une force de trainée  $\vec{F}_t$  due à une vitesse de recirculation horizontale. Supposons pour simplifier que  $\|\vec{N}\| = \|\vec{T}\|$ . Dans ce cas le grain est entraîné lorsque  $\|\vec{F}_t\| > \|\vec{P}\|$ .

On exprime donc la norme de la force de trainée comme  $F_t = 0.5\rho S C_x U^2$  – où le coefficient de trainée  $C_x$  pour une sphère vaut  $18.5/Re^{0.6}$  ( $0.3 \leq Re \leq 1000$  [29]). A vitesse de recirculation fixée, un gaz plus dense dénuderait plus, puisque  $F_t \propto \rho^{0.4}$ . En revanche pour une même vitesse verticale de plume, un gaz moins dense aurait tendance à être aspiré vers la plume à plus haute vitesse et  $F_t \propto U^{1.4}$ .

La Figure 4a compare donc les vitesses de cisaillement générées sous He et sous Ar à une altitude  $z = 25 \mu\text{m}$  du substrat. Le caractère « rotationnel » de la vitesse de cisaillement se note dans le changement de signe de cette dernière. On note que conformément à nos attentes, la vitesse d'entraînement horizontale est plus importante sous He que sous Ar –  $v_{\text{max,He}} \approx 3 \cdot v_{\text{max,Ar}}$ . La Figure 4b donne ainsi la force de trainée correspondante, ramenée au poids d'un grain d'Inconel 718® de  $50 \mu\text{m}$  de diamètre. D'après notre raisonnement, un grain de poudre unitaire serait aspiré vers la plume sur de plus longues distances sous He que sous Ar. Autrement dit, on dénuderait plus sous He que sous Ar.

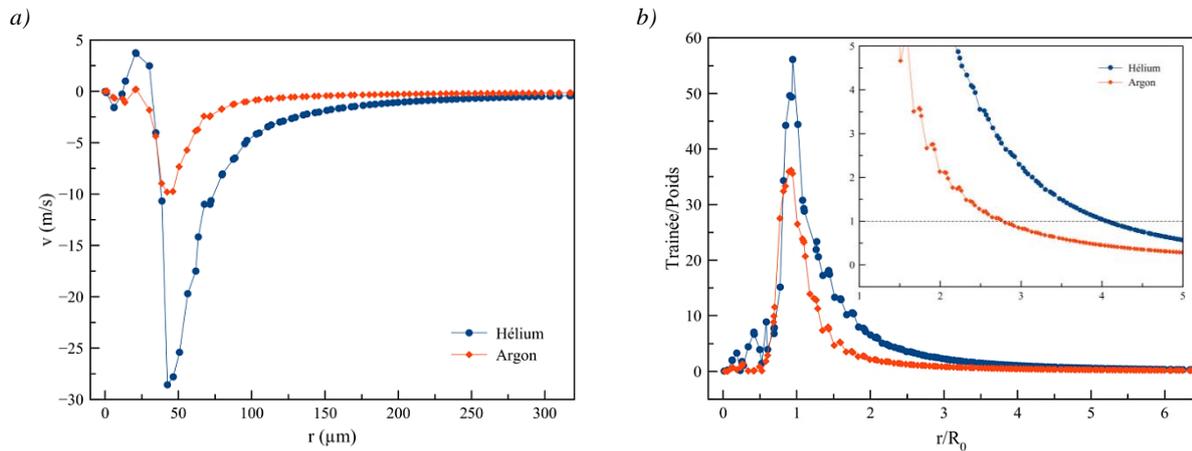


Figure 4 a) Vitesse de cisaillement en fonction de la distance  $r$  à l'axe de symétrie. b) Force de trainée sur un grain d'Inconel 718® (50  $\mu\text{m}$  de diamètre) normalisée par le poids, à  $z = 25 \mu\text{m}$  au-dessus du substrat (où  $u = u_{\text{max}}$ ).  $P = 200 \text{ W}$  |  $R_0 = 50 \mu\text{m}$  |  $t = \tau$

La Table 2 donne les vitesses de décollement – la vitesse minimale pour laquelle un grain unitaire serait attiré vers la plume – sous He et sous Ar pour trois diamètres de grains différents. Cette vitesse minimale est deux fois plus importante sous He que sous Ar.

Table 2 Vitesse de décollement d'un grain unitaire soumis à la recirculation sous Ar et sous He.

Diamètre de grain ( $\mu\text{m}$ )	$V_{D,Ar}$ (m/s)	$V_{D,He}$ (m/s)
15	0.12	0.24
30	0.27	0.5
50	0.49	0.95

Nous avons enfin procédé à un test simple, où une buse de 2 cm de diamètre souffle un débit d'argon au-dessus d'un lit de poudre d'épaisseur  $50 \mu\text{m}$  (avec un grain médian de  $30 \mu\text{m}$  de diamètre) déposé à l'aide d'une lame de rasoir. Le décollement du lit de poudre se produit à pour des vitesses d'argon comprises entre 2,5 m/s et 3 m/s, soit dix fois plus importantes que celles prédites pour un grain unitaire. Ceci s'explique par le fait que les grains sont en interactions entre eux et parce qu'ils connaissent une forme de cohésion (humidité, ...). Si en revanche on reporte la plage des vitesses de décollement du lit de poudre sur la courbe de vitesse de cisaillement (Figure 4a), on trouve une distance de décollement comprise entre  $70 \mu\text{m}$  et  $75 \mu\text{m}$  de l'axe de symétrie – soit une distance de

dénudation comprise entre 20  $\mu\text{m}$  et 25  $\mu\text{m}$  si l'on tient compte du rayon du bain liquide ( $\approx R_0$ ). Cette distance de dénudation est largement inférieure aux distances typiquement trouvées dans la littérature [28]. Plusieurs raisons sont possibles : soit la dénudation s'explique par d'autres phénomènes combinés (comme des effets de capillarité), soit la vitesse de gaz réellement vue par le lit de poudre estimée par expérience de la buse (à partir du débit de sortie de la buse) est surestimée, soit enfin les vitesses cisaillement calculée par le modèle numérique sont sous-estimées.

## 4. Conclusion

Un modèle numérique de la vaporisation de l'Inconel 718® irradié par un faisceau laser dans un régime d'intensité caractéristique du LBM a été proposé et utilisé afin d'étudier l'effet de la nature du gaz environnant – argon (Ar) ou hélium (He) – sur l'hydrodynamique de la plume de vapeur métallique. Nous avons montré que (1) la plume de vapeur est plus rapide sous He car ce gaz est moins dix fois moins dense que l'argon (2) en LBM la plume de vapeur est émise à des vitesses subsoniques (3) la recirculation générée sous He est plus rapide que sous Ar et en conséquence, même si l'Ar est plus dense, son potentiel de dénudation est inférieur à celui de l'He (on dénuderait plus sous He que sous Ar. Ces premiers résultats sont prometteurs puisqu'avec un modèle 2D axisymétrique on parvient à entrevoir des explications à des phénomènes qui impactent négativement le procédé LBM (à savoir la dénudation). Les prochaines étapes seront (1) d'étudier plus systématiquement la sensibilité du modèle aux hypothèses formulées sur les propriétés de la plume de vapeur (2) de confronter notre interprétation de la physique de la vaporisation à des observations expérimentales détaillées.

## Références

- [1] K. Hirano, R. Fabbro, M. Muller, J. Phys. D. Appl. Phys. 44 (2011) 435402.
- [2] W.E. King, H.D. Barth, V.M. Castillo, G.F. Gallegos, J.W. Gibbs, D.E. Hahn, C. Kamath, A.M. Rubenchik, J. Mater. Process. Technol. 214 (2014) 2915–2925.
- [3] J. Girardot, Interaction Laser/Matière En Régime de Percage Par Percussion, ENSAM, 2014.
- [4] S.I. Anisimov, Sov. Phys. JETP 27 (1968) 182–183.
- [5] C.J. Knight, AIAA J. 17 (1979) 519–523.
- [6] A.A. Samokhin, Effect of Laser Radiation on Absorbing Condensed Matter, Nova Science Publishers, 1990.
- [7] V. Semak, A. Matsunawa, J. Phys. D. Appl. Phys. 30 (1997) 2541–2552.
- [8] R. Fabbro, M. Dal, P. Peyre, F. Coste, M. Schneider, V. Gunenthiram, J. Laser Appl. 30 (2018) 032410.
- [9] R. Fabbro, J. Mater. Process. Technol. 264 (2019) 346–351.
- [10] M. Courtois, M. Carin, P. Le Masson, S. Gaied, M. Balabane, J. Phys. D. Appl. Phys. 46 (2013) 505305.
- [11] S. Pang, X. Chen, J. Zhou, X. Shao, C. Wang, Opt. Lasers Eng. 74 (2015) 47–58.
- [12] S.A. Khairallah, A.T. Anderson, A. Rubenchik, W.E. King, Acta Mater. 108 (2016) 36–45.
- [13] C. Tang, J.L. Tan, C.H. Wong, Int. J. Heat Mass Transf. 126 (2018) 957–968.
- [14] P. Bidare, I. Bitharas, R.M. Ward, M.M. Attallah, A.J. Moore, Acta Mater. 142 (2017) 107–120.
- [15] M.J. Matthews, G. Guss, S.A. Khairallah, A.M. Rubenchik, P.J. Depond, W.E. King, Acta Mater. 114 (2016) 33–42.
- [16] Y.A. Mayi, M. Dal, P. Peyre, M. Bellet, C. Metton, C. Moriconi, R. Fabbro, in: Proc. 2018 COMSOL Conf., Lausanne, 2018.
- [17] Comsol Mutliphysics User's Guide, (2018).
- [18] V.R. Voller, C. Prakash, Int. J. Heat Mass Transf. 30 (1987) 1709–1719.
- [19] C. Bonacina, G. Comini, A. Fasano, M. Primicerio, Int. J. Heat Mass Transf. 16 (1973) 1825–1832.
- [20] G. Tryggvason, A. Esmaeeli, J. Lu, S. Biswas, Fluid Dyn. Res. 38 (2009) 660–681.
- [21] M. Dal, R. Fabbro, Opt. Laser Technol. 78 (2016) 2–14.
- [22] K.C. Mills, Recommended Values of Thermophysical Properties for Selected Commercial Alloys, Woodhead Publishing Limited, Cambridge, 2002.
- [23] Air Liquide Group, (2018).
- [24] Y. Cressault, A.B. Murphy, P. Teulet, A. Gleizes, M. Schnick, J. Phys. D. Appl. Phys. 46 (2013) 415207.
- [25] T.R. Marrero, E.A. Mason, J. Phys. Chem. Ref. Data 1 (1972) 3–118.
- [26] B.S. Yilbaş, Z. Yilbaş, Pramana 31 (1988) 365–381.
- [27] H.J. Kull, Phys. Rep. 206 (1991) 197–325.
- [28] V. Gunenthiram, P. Peyre, M. Schneider, M. Dal, F. Coste, R. Fabbro, J. Laser Appl. 29 (2017) 022303.
- [29] R.L.C. Flemmer, C.L. Banks, Powder Technol. 48 (1986) 217–221.