Injection coaxiale de poudres sous faisceau laser pour la réalisation de revêtements : problèmes physiques associés

Jean Pelletier, P. Sallamand

► To cite this version:

Jean Pelletier, P. Sallamand. Injection coaxiale de poudres sous faisceau laser pour la réalisation de revêtements : problèmes physiques associés. *Journal de Physique III*, 1995, 5 (3), pp.313-331. 10.1051/jp3:1995128 . jpa-00249313

HAL Id: jpa-00249313

<https://hal.science/jpa-00249313>

Submitted on 1 Jan 1995

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.

Classification

Physics Abstracts

81.20J — 81.40 — 78.90

Injection coaxiale de poudres sous faisceau laser pour la réalisation de revêtements : problèmes physiques associés

J. M. Pelletier et P. Sallamand

GEMPPM-Calfetmat, Bat 403, INSA, 69621 Villeurbanne Cedex, France

(Reçu le 19 septembre 1994, révisé le 29 novembre 1994, accepté le 2 décembre 1994)

Abstract. — Laser cladding is an attractive technique for surface treatment ; by injecting an appropriated powder into the laser beam, various coatings can be achieved : metallic, ceramic or metal matrix composites (MMC), on many substrates. In the present work, a physical analysis of the different phenomena occurring during the powder-laser interaction is reported, especially the energy absorption and the resulting temperature evolution. An experimental agreement is observed with experimental results obtained in MMC coatings, manufactured by using a coaxial nozzle.

Résumé. — La technique d'injection de poudre sous un faisceau laser est une technique de traitement de surface qui permet la réalisation de revêtements métalliques, céramiques, composites à matrice métallique (CMM), ..., sur les matériaux les plus divers. Dans cette étude, nous analysons les phénomènes physiques intervenant lors de l'interaction laser-poudre et conduisant à l'absorption de l'énergie et donc à une évolution thermique. Pour valider notre modélisation simplifiée, différents revêtements, notamment CMM, sont réalisés à l'aide d'une buse coaxiale : l'accord est satisfaisant.

1. Introduction

La réalisation de revêtements ou d'alliages de surface par injection de poudres sous faisceau laser est à l'heure actuelle une technique en plein développement, en particulier au niveau du laboratoire [1-3]. Celle-ci fait intervenir différents phénomènes physiques, depuis l'apport de matière, jusqu'à la solidification, en passant, notamment, par l'interaction avec le laser. Comme il existe deux possibilités d'injections de poudre (Fig. 1), deux raisonnements peuvent être développés :

— si l'injection est latérale (Fig. 1a), les particules de poudre ne sont irradiées que pendant un laps de temps très court. Dans ces conditions, différents auteurs [4-6] considèrent que la poudre n'est que très faiblement échauffée lors de son temps de vol (temps entre le début de l'interaction avec le laser et l'arrivée en contact avec l'échantillon) ; ils supposent alors

Fig. 1. — Différents systèmes d'injection de poudre sous faisceau laser : a) injection latérale, b) injection coaxiale.

[Different injection systems for laser cladding : a) lateral injection, b) coaxial injection.]

que les grains fondent, soit instantanément au contact du bain fondu, soit au cœur même du bain fondu. De fait, ils ne cherchent pas à modéliser l'interaction laser-particule, mais ils concentrent plus leur attention sur l'étape ultérieure, à savoir celle où les particules ont intégré le bain liquide (Fig. 2) ;

— si l'injection est coaxiale, le temps de vol τ est nettement supérieur ; l'interaction laser-poudre est nettement plus importante et cette étape énergétique joue un rôle majeur. Lagain [7] a par exemple déterminé, à partir de considérations simples, les distances de parcours nécessaires à la fusion, en tenant compte des propriétés des matériaux et des couplages faisceau-matière.

Dans différentes études [8-10], nous avons présenté l'intérêt et les possibilités offertes par les buses coaxiales, liés notamment au respect de la symétrie axiale du système. Toutefois, des difficultés expérimentales interviennent, en particulier lorsque des mélanges de poudres sont mis en jeu, et surtout lorsque les matériaux en présence ont des caractéristiques très différentes (température de fusion, chaleur latente de fusion, absorptivité, ...). Aussi nous paraît-il utile de revenir sur les différents phénomènes physiques intervenant lors de l'interaction, et tout particulièrement :

— l'absorption de l'énergie,

Fig. 2. — Schéma des différentes zones d'interaction en sortie de la buse d'amenée de poudre.

[Different interaction zones after the nozzle output.]

— l'évolution de température induite par cet apport énergétique ; deux valeurs essentielles apparaissent alors : la température maximale atteinte et le temps de thermalisation, c'est-à-dire le temps mis par une particule pour atteindre une température uniforme.

Nous ne discuterons pas de l'interaction laser-substrat-poudre (Fig. 2), dans la mesure où nous retrouvons alors les mêmes phénomènes que ceux décrits à propos d'une injection latérale et fort bien traités par ailleurs [4, 5].

Pour valider notre analyse, nous présenterons ensuite divers résultats expérimentaux, à savoir des illustrations des dépôts élaborés par injection de poudres sous faisceau laser ; dans un premier temps, il s'agira de dépôts métalliques, pour lesquels la totalité des particules injectées est fondue, puis, dans un deuxième temps, de composites à matrice métallique (CMM), contenant des éléments métalliques passés à l'état liquide, puis solidifiés et des éléments réfractaires (en l'occurrence ici des carbures) non fondus par l'irradiation laser.

2. Absorption de l'énergie

Considérons une particule de poudre, irradiée pendant un temps τ (temps de vol) par un faisceau laser fournissant une irradiance (ou puissance spécifique) I_0 ; l'énergie absorbée par la particule s'écrit alors, en première hypothèse :

$$Q_{abs} = I_0 \eta S_p \tau \quad (1)$$

où η est le rendement d'absorption et S_p la section de la particule. Par la suite, nous supposons que toutes les particules ont la même vitesse (de l'ordre de 10 m/s avec notre dispositif

expérimental) et parcourent la même distance (vu le principe d'injection coaxiale) ; donc τ est une constante. De même, I_0 est supposé fixe (répartition d'énergie uniforme dans le faisceau laser) ; en règle générale, la répartition d'énergie dans un faisceau laser n'est pas uniforme (profil gaussien, annulaire, ...) ; toutefois, des montages optiques appropriés (voir par exemple [11]) permettent d'obtenir une irradiance uniforme sur une surface donnée.

La géométrie des poudres intervient dans l'expression de S_p ; ce facteur dépend bien évidemment de la taille des particules, mais également de leur anisotropie. En effet, des particules non isotropes peuvent présenter une section variable au cours du temps, par exemple si elles tournent sur elles-mêmes ou si elles changent de forme lors de leur passage à l'état liquide. Pour simplifier, nous supposons que nous avons affaire à des particules sphériques, de rayon r_p . D'un point de vue expérimental, cela correspond par exemple à des poudres obtenues par un procédé d'atomisation. Remarquons que pour des particules non sphériques, le rapport surface/volume est plus important que pour des particules sphériques ; l'absorption d'énergie sera donc plus importante et la valeur de η sera augmentée. Les valeurs de température calculées par la suite seront donc plutôt des valeurs par défaut.

Le principal problème provient du coefficient η ; celui-ci dépend en effet de nombreux paramètres [12], notamment :

- la nature du matériau par l'intermédiaire des propriétés optiques vis-à-vis du rayonnement laser (à une longueur λ d'onde donnée). Nous retiendrons principalement la réflectivité (R) et le coefficient d'atténuation linéaire (μ) ;
- l'état de surface des particules : oxydation, rugosité, ..
- la température T ;
- le débit de poudre (F , en g/min).

2.1. INFLUENCE DE LA NATURE DU MATÉRIAU. — La réflectivité R et le coefficient d'atténuation linéaire μ , dépendent, pour un matériau et à une température donnés, de la longueur d'onde (λ) du faisceau incident ; de plus R dépend de l'angle d'incidence et, pour une onde polarisée, de la direction de polarisation ($R_{//}$, $R_{\perp}$). Considérons le cas d'une incidence normale (dans ce cas $R_{//} = R_{\perp}$) et pour la longueur d'onde du laser CO₂, à savoir $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$; le tableau I regroupe quelques valeurs de μ et de R , pour différents matériaux. Il s'agit de valeurs à 20 °C et pour des surfaces propres ; comme nous le verrons par la suite, les effets de la température et de l'environnement sont importants. Nous remarquons que :

- la réflectivité est très élevée pour les éléments métalliques (η sera donc très réduit), mais très faible pour les matériaux non métalliques (isolants ou semi-conducteurs) ;
- la différence est encore plus marquée pour le coefficient d'atténuation linéaire, intervenant dans la loi de Beer-Lambert :

$$I = I_0 \exp(-\mu z) \quad (2)$$

avec : I : intensité de l'onde après une distance z de parcours dans le matériau,
 I_0 : intensité initiale.

L'atténuation de l'énergie laser dans le matériau se fera donc de façon très différente selon les cas : pour un métal, l'énergie photonique est transformée en énergie thermique dans une couche très mince ($\approx 10 \text{ nm}$), alors que pour un matériau isolant, ou plus encore semi-conducteur, la conversion implique des épaisseurs bien plus grandes. L'influence de la taille des particules de poudre sera très différente.

2.1.1. Modélisation. — Pour illustrer cet effet, considérons un matériau bicouche, plan (Fig. 3). Soit I l'intensité incidente au point A et supposons que le faisceau arrive sous incidence normale. L'intensité au point M s'écrit alors :

Tableau I. — Coefficient d'atténuation linéaire et réflectivité de différents éléments pour une longueur d'onde de $10,6 \mu\text{m}$ d'après [12].

[Attenuation coefficient and reflectivity of different elements for a given wavelength ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$) (from ref. [12]).]

	Métallique				Non métallique	
	Al	Cu	Ni	W	SiO ₂	Si (cris.)
μ^{-1}	12 nm	13 nm	37 nm	20 nm	$40 \mu\text{m}$	1 cm
R	0,98	0,99	0,95	0,98	0,2	0,32

Fig. 3. — Modélisation de l'absorption d'énergie du faisceau laser.

[Modelling of the absorption of the laser beam energy.]

$$I(z) = I(1 - R_1) \cdot \exp(-\mu_1 z) \quad (3)$$

μ_1 étant le coefficient d'atténuation linéaire dans le matériau 1 et R_1 sa réflectivité. Deux cas limites se présentent :

a) le matériau 1 (dépôt) est un métal conducteur : μ_1 est très grand ($\approx 10^7 \text{ m}^{-1}$), l'absorption se fait sur une épaisseur très faible (quelques dizaines de nanomètres). Dans ce cas, sauf près de A, l'intensité est nulle et l'énergie absorbée dans une couche d'épaisseur dz (située entre z et $z + dz$) est nulle ;

b) le matériau 1 (dépôt) est partiellement transparent : c'est le cas du silicium à $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ ($\mu_1 \approx 10^2 \text{ m}^{-1}$). Dans ce cas, l'intensité peut être formulée de la façon suivante :

$$I(z) = I(1 - R_1) \exp(-\mu_1 z) \quad (4)$$

$$I(z + dz) = I(1 - R_1) \exp(-\mu_1(z + dz)) \quad (5)$$

L'énergie absorbée dans la couche d'épaisseur dz est tout simplement la différence entre ces deux valeurs :

$$(E_{\text{abs}})_1 = I(z) - I(z + dz) > 0$$

or l'atténuation étant faible, nous avons :

$$E_{\text{abs}} = I(z) - I(z + dz) = dz(dI/dz)$$

$$E_{\text{abs}} = I(1 - R_1) \cdot \mu_1 dz \exp(-\mu_1 z)$$

$$E_{\text{abs}1} = I(z) \cdot \mu_1 dz \quad (6)$$

Mais, arrivant au point B, le faisceau incident est réfléchi partiellement sur le matériau 2, de réflectivité R_2 , et l'on peut écrire (en B) :

- intensité incidente $(I_{\text{inc}})_B = I(1 - R_1) \exp(-\mu_1 e)$,
- intensité réfléchie $(I_{\text{ref}})_B = (I(1 - R_1) \exp(-\mu_1 e)) \cdot R_2$,

d'où une nouvelle contribution de l'onde réfléchie à l'énergie absorbée dans la couche $(z, z + dz)$:

$$\begin{aligned} (E_{\text{abs}})_2 &= IR_2(1 - R_1)(\exp(-\mu_1(e + e - z))(-\exp(-\mu_1(e + e - z - dz)))) \\ &\approx IR_2(1 - R_1) \cdot \mu_1 dz(\exp(-\mu_1(2e - z))) \end{aligned} \quad (7)$$

et ainsi de suite pour les allers et retours successifs :

$$\begin{aligned} (E_{\text{abs}})_3 &= IR_1 R_2 (1 - R_1) \cdot \mu_1 dz(\exp(-\mu_1(2e + z))) \\ (E_{\text{abs}})_4 &= IR_1 R_2 R_2 (1 - R_1) \cdot \mu_1 dz(\exp(-\mu_1(4e - z))) \\ (E_{\text{abs}})_5 &= IR_1 R_2 R_1 R_2 (1 - R_1) \cdot \mu_1 dz(\exp(-\mu_1(4e + z)))... \end{aligned}$$

d'où l'expression de l'énergie totale (E_{abs}) absorbée par la couche entre les cotes z et $z + dz$ (n désignant le numéro du parcours : premier aller ($n = 1$), premier retour ($n = 2$), deuxième aller ($n = 3$), ..) :

$$\begin{aligned} (E_{\text{abs}}) &= I(1 - R_1) \mu_1 dz \sum R_1^n R_2^n \exp(-\mu_1(2ne + z)) \\ &\quad + R_1^n R_2^{n+1} \exp(-\mu_1(2(n+1)e - z)) \end{aligned} \quad (8)$$

2.1.2. Exemple ; cas d'une couche de silicium sur de l'aluminium. — Les valeurs numériques de R_1 et μ_1 sont celles indiquées dans le tableau I.

Le tableau II illustre l'effet de l'épaisseur du dépôt sur l'énergie absorbée ; pour le calcul, le dépôt est découpé en 10 couches d'épaisseur égale au dixième de l'épaisseur du dépôt. Nous avons reporté d'une part l'énergie absorbée dans la première couche (la plus superficielle), ainsi que celle à l'interface dépôt-substrat et, d'autre part, l'énergie totale absorbée dans tout le dépôt.

Les valeurs de l'énergie augmentent très fortement avec l'épaisseur, ce qui contraste avec le cas d'un dépôt métallique pour lequel nous trouverions que l'énergie est toujours la même et absorbée uniquement dans la première couche. Notons cependant que nous n'obtenons pas de saturation de la valeur de l'énergie absorbée, même après 1 mm.

Tableau II. — *Influence de l'épaisseur du dépôt de silicium sur l'énergie absorbée (en % de l'énergie incidente).*

[Influence of the thickness of the silicon coating on the absorbed energy (in % of the incident energy).]

Epaisseur du dépôt	1 ^{re} couche	10 ^e couche	E_{abs} total
10 μm	$E_{\text{abs}} \approx 0,00192$	0,00192	0,0192
20 μm	0,00378	0,00378	0,0378
50 μm	0,00895	0,00894	0,0894
100 μm	0,0165	0,0164	0,164
200 μm	0,0284	0,0279	0,287
500 μm	0,0511	0,0462	0,479
1 mm	0,0747	0,0517	0,597
			$\approx 60 \%$

La figure 4 illustre la différence de comportement entre un dépôt de nickel et un dépôt de silicium (P_{abs} = puissance absorbée) pour une puissance incidente de 1 W. Nous avons pris 95 % pour la réflectivité du nickel à l'état solide. Remarquons sur la figure que dès que l'épaisseur moyenne traversée dépasse environ 20 μm , la puissance absorbée est plus grande pour le silicium que pour le nickel.

Le cas d'une particule sphérique est plus complexe à analyser qu'une configuration plane, l'épaisseur de matériau rencontrée par le faisceau laser étant variable selon la position du point d'incidence, de même, l'angle d'incidence varie (entre 0 et 90°), ce qui peut modifier la réflectivité. Donc seule une valeur approchée pourrait être obtenue, en considérant une valeur moyenne traversée et une incidence moyenne.

NB : dans la mesure où le matériau présente une très faible atténuation linéaire, la partie complexe de son indice est pratiquement nulle ($n_c = 4 \pi \lambda \alpha$).

Fig. 4. — Influence de la nature du dépôt et de son épaisseur sur la puissance laser absorbée (puissance incidente : 1 W).

[Influence of the composition and the depth of the coating on the absorbed laser energy (input laser power : 1 W).]

2.2. INFLUENCE DE L'ÉTAT DE SURFACE. — Comme nous l'avons vu, la différence de comportement entre un matériau métallique et un matériau isolant est très importante. Il est donc évident que, par exemple, la présence d'une couche d'oxyde à la surface d'une particule métallique modifiera totalement l'interaction laser-particule.

Le phénomène d'oxydation semble cependant pouvoir être réduit, dans la mesure où, vu la nature même du procédé, les particules de poudre sont constamment en présence d'un gaz neutre, généralement de l'argon. Il n'en demeure pas moins qu'une modification de leur état de surface (état chimique) n'est pas à exclure et que la maîtrise de l'environnement est un facteur essentiel pour la reproductibilité des expériences.

Pour les échantillons massifs, l'état géométrique de la surface (rugosité) est un autre facteur important [12]. Pour les poudres, notamment les poudres sphériques, cette rugosité est généralement faible et ne devrait pas jouer un rôle important ; les phénomènes de réflexion diffuse ne devraient pas intervenir. Par ailleurs, si les particules sont sphériques, l'angle d'incidence est donc variable et elles réalisent en quelque sorte une moyenne de la valeur de la réflectivité dans tout le domaine angulaire ($0 - \pi/2$), et ce quelle que soit la polarisation du faisceau laser. Il est bien évident que ce n'est qu'une moyenne grossière, car tous les paramètres sont interdépendants : angle d'incidence, épaisseur traversée, ...

En résumé, c'est la présence ou non, en surface des poudres, d'une couche d'oxyde qui est le paramètre à contrôler. Ceci met en évidence le rôle essentiel de la conception des buses de projection dans la maîtrise de l'environnement des particules.

2.3. RÔLE DE LA TEMPÉRATURE. — Les valeurs indiquées dans le tableau I pour la réflectivité correspondent à la température ambiante. Une élévation de cette température conduit, pour les éléments métalliques, à une diminution de la réflectivité ; les valeurs rapportées dans la bibliographie sont très disparates, et ce pour deux raisons :

— les mesures en elles-mêmes sont très délicates,

— il est difficile de limiter l'effet de l'oxydation, dans le cas général (cf. ci-dessus pour l'influence d'une couche d'oxyde).

Retenons cependant que c'est au passage entre l'état solide et l'état liquide que les modifications sont les plus marquées. Il est ainsi couramment admis [12] que pour le fer ou l'aluminium, la réflectivité à l'état liquide est de l'ordre de 60 %. Cette variation peut conduire à un effet d'emballement thermique, avec éventuellement un passage rapide à l'état vapeur. Un cas apparaît important : c'est celui d'éléments dont la température de vaporisation est relativement peu différente de leur température de fusion ; dans ce cas, si l'absorption d'énergie à l'état liquide est forte, l'échauffement dans cet état sera rapide et le passage à l'état vapeur sera très facilement atteint (ce qui est bien évidemment préjudiciable à l'obtention d'un bon revêtement). Néanmoins, il apparaît raisonnable de considérer que la majeure partie de l'énergie apportée par le faisceau laser est utilisée pour amorcer l'échauffement (là où la réflectivité est très forte). Les ordres de grandeur trouvés sont donc plausibles.

2.4. INFLUENCE DU DÉBIT DE POUDRE. — Le débit de poudre régit le pourcentage d'énergie transmise à travers le nuage de poudre (Fig. 2) et qui atteindra par conséquent le substrat (ou le bain fondu), pourcentage perdu pour l'absorption par les grains de poudre. Ce débit permet de définir un paramètre de concentration volumique de grains dans l'espace entre la buse et la pièce et un coefficient d'atténuation β de l'énergie, défini comme suit :

$$E = E_0 \exp(-\beta z) \quad (9)$$

avec : E_0 : énergie initiale,
 $\beta = S_p N_p$, où S_p est la section efficace d'une particule, et N_p est la concentration volumique des particules,
 z : distance parcourue.

Ce paramètre β n'est pas facile à mesurer expérimentalement et les calculs font intervenir des théories complexes (lois de propagation des rayonnements en milieu diffus, lois de Mie,... [13]). Par conséquent, ils sont susceptibles d'être entachés d'erreurs importantes. Ces erreurs sont d'autant plus grandes que les phénomènes de diffusion multiple à l'intérieur du nuage de poudre sont importants, autrement dit que N_p est élevé. En première approximation, nous supposons donc que le milieu est dilué, donc qu'il n'y a pas de réflexions multiples. Nous avons montré par ailleurs [14] que l'apparition de ce phénomène de réflexion multiple, complexe, a tendance à améliorer l'absorption globale de l'énergie du faisceau et donc à accroître la température atteinte.

3. Evolution thermique résultante

L'énergie ayant été absorbée par les particules, il devient alors possible d'effectuer un bilan thermique ; cela est important puisque, connaissant les irradiances, le temps de vol et les propriétés thermiques des matériaux, il sera possible de calculer la température de la particule avant son entrée dans le bain liquide et donc de préciser son état (liquide ou solide).

Considérons une particule isolée assimilable à un milieu homogène, isotrope et fini, soumise à une irradiation. Comme il n'existe pas, à l'intérieur de la particule, de terme source ni de puits de chaleur, l'équation de la chaleur s'écrit [15] :

$$\Delta T - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{k} \frac{dk}{dT} (\text{grad } T) = 0 \quad (10)$$

avec : k : conductivité thermique,
 α : diffusivité thermique.

3.1. THERMALISATION DES PARTICULES. — De façon générale, la résolution de cette équation n'est pas simple, même en prenant pour hypothèse que les paramètres physiques k et α sont indépendants de la température. Cependant, pour une sphère de taille réduite, soumise à une brusque élévation de la température, il est possible de montrer [7] qu'en un point M' distant de r d'un point source M , l'équation (1) a pour solution :

$$T_{(x,t)} = \frac{k}{(\alpha t)^{3/2}} e^{\left(\frac{-r^2}{4\alpha t}\right)}. \quad (11)$$

Après dérivation, il apparaît que le temps t_M au bout duquel la température sera maximale au point M' s'écrit simplement :

$$t_M = r^2 / (6 \alpha), \quad (12)$$

terme qui est fonction uniquement du rayon et de la diffusivité de la particule.

Tableau III. — *Temps nécessaire à l'homogénéisation de la température pour deux diamètres de particules soumises à un flux d'énergie.*

[Required duration for the temperature homogeneization for two different diameters of irradiated particles.]

	Al	Cu	Ni	Ti
$r = 20 \mu\text{m}$	$6,5 \times 10^{-7} \text{ s}$	$5,7 \times 10^{-7} \text{ s}$	$2,9 \times 10^{-6} \text{ s}$	$7,2 \times 10^{-6} \text{ s}$
$r = 50 \mu\text{m}$	$4,2 \times 10^{-6} \text{ s}$	$3,6 \times 10^{-6} \text{ s}$	$1,8 \times 10^{-5} \text{ s}$	$4,5 \times 10^{-5} \text{ s}$

Pour des éléments de type métallique ou carbure, et pour des rayons de particules de 20 ou 50 μm (ordre de grandeur des particules utilisées pour les dépôts sous faisceau laser ou plasma), le temps nécessaire à l'homogénéisation de la température est de l'ordre de quelques dixièmes à quelques dizaines de microsecondes (tableau III). Sachant que pour notre montage expérimental et également pour la plupart des buses coaxiales utilisées en technologie laser, les temps de vol des particules sont de l'ordre de la milliseconde, nous pouvons en conclure que la température peut être considérée comme uniforme dans tout le volume de la particule pendant la majeure partie de l'irradiation laser. Pour l'alumine, l'hypothèse peut encore être faite, voire également pour les particules de SiO_2 de petite taille ; seul le cas des gros grains de silice pose problème.

3.2. TEMPÉRATURE ATTEINTE LORS DE L'IRRADIATION. — Un simple bilan énergétique pour la particule conduit à écrire :

$$Q_i = Q_{\text{abs}} - Q_r - Q_c \quad (13)$$

Le terme émissivité fait partie des termes difficilement accessibles à la mesure, puisque dépendant lui-même de la température. Gaussorgues [16] relie l'émissivité à la variation de la résistivité électrique en fonction de la température, pour les éléments métalliques. Cependant, là aussi, ces valeurs sont approximatives, puisqu'elles dépendent de l'état de surface. Seule une valeur moyenne peut être retenue.

Enfin, les particules étant entraînées par un milieu fluide avec une différence de vitesse les unes par rapport aux autres (notion de coefficient d'entraînement), il se produit un flux thermique du milieu le plus chaud vers le plus froid, de façon à homogénéiser la température ; c'est le phénomène de convection décrit par la loi de Newton :

$$Q_c = H \cdot S \cdot (T_s - T_0) \quad (16)$$

où $H(\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \text{K}^{-1})$ est le coefficient d'échange entre les deux milieux.

H est fonction de la nature du gaz et de la particule, ainsi que de la taille de la sphère et des paramètres d'écoulement [7].

$$H = \text{Nu} \cdot \frac{\gamma}{d} \quad (17)$$

avec Nu : nombre de Nusselt,
 γ : coefficient de conduction thermique,
 d : diamètre de la particule.

$$\text{Nu} = 2 + 0,6 \sqrt{d \frac{|U - V|}{\nu}} \left(\frac{\eta c_p}{\gamma} \right)^{1/3} \quad (18)$$

avec ν : viscosité cinématique du fluide,
 η : viscosité dynamique du fluide,
 U : vitesse du fluide,
 V : vitesse de la particule.

Ainsi, pour déterminer le coefficient d'échange entre les deux milieux, il faut connaître la vitesse relative fluide particule et les viscosités du fluide. Il est intéressant de constater qu'à haute température le terme radiatif est très supérieur au terme convectif (puissance 4). Si nous regroupons tous ces termes, nous obtenons la formulation décrivant l'évolution de la température de la particule :

$$Q_i = Q_{\text{abs}} - Q_r - Q_c$$

$$\Delta T = \frac{(I_0 \eta S_p \tau) - \varepsilon \sigma S (T_s^4 - T_0^4) - HS_p (T_s - T_0) - m \delta \Delta H_f}{mc_p} \quad (19)$$

Nous pouvons alors tracer un réseau de courbes permettant de déterminer la température pour des paramètres expérimentaux donnés ($T = f(I_0, \eta, S_p, \tau)$) et ce en tenant compte de la nature du matériau et des pertes. Cela est représenté sur la figure 5 pour des particules de nickel et d'aluminium.

Nous tenons à rappeler que ces valeurs ne sont qu'approximatives, compte tenu des différentes hypothèses. Cependant, elles peuvent permettre de connaître dans quel état ces particules arrivent à la surface du bain fondu. L'extension de cette formule au nuage de particules

Fig. 5. — Evolution de la température des particules de nickel de diamètre $d = 100 \mu\text{m}$ en fonction de l'irradiance et du temps de vol ($\eta = 30 \%$).

[Temperature evolution of nickel particles (diameter $100 \mu\text{m}$) vs power density and interaction time ($\eta = 30 \%$).]

est délicate, car il faut tenir compte de la diffusion multiple, des réflexions, etc. Tous ces phénomènes sont surtout influencés par la répartition des particules ou plus précisément du nombre de particules contenues dans le volume soumis au rayonnement comme nous l'avons vu précédemment.

NB : Nous avons par ailleurs supposé que l'énergie absorbée par la particule provient uniquement du faisceau laser incident et n'est pas soumise à la diffusion du rayonnement par les proches voisins. Cette hypothèse se justifie dans le cas d'un milieu dilué, c'est-à-dire avec un débit de poudre faible.

4. Exemples d'applications

A l'heure actuelle, deux types de poudres sont effectivement utilisés pour la réalisation de revêtements par faisceau laser :

- les poudres métalliques : base Ni, base Co, base Al, ..
- les poudres carbures : SiC, TiC, WC, ..

Nous nous proposons de montrer, en nous appuyant sur les considérations ci-dessus, que la réalisation expérimentale est effectivement possible.

4.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL : LASER ET SYSTÈME DE PROJECTION. — La source laser utilisée est une source CO_2 , de puissance comprise entre 200 et 3 800 W (CILAS CI4000). Le faisceau est focalisé sur l'échantillon à l'aide d'une lentille en ZnSe, de focale 254 mm. Le point focal est toujours placé dans l'échantillon, à 70 mm en dessous de la surface de celui-ci.

La pièce est placée sur une table X-Y, pilotée par une commande numérique, autorisant des vitesses de déplacement jusqu'à 30 cm/s.

Fig. 6. — Micrographie d'un alliage de surface base Al-Ni, sur un substrat base Al-Si (coupe transversale).

[Micrograph of an Al-Ni base surface alloy, on an Al-Si base substrate (cross-section).]

dule d'Young, ... Le renfort peut se présenter sous la forme de fibres, de plaquettes ou de particules plus ou moins sphériques. Cette dernière géométrie présente l'avantage d'une plus grande isotropie et la fait donc préférer pour les applications mettant en jeu les propriétés multidirectionnelles des matériaux ou leur comportement en tribologie, notamment la résistance à l'usure. Aussi est-ce ce type de renfort que nous allons considérer dans cette étude.

Concernant la nature du renfort, deux grandes familles de matériaux sont utilisés : les oxydes (Al_2O_3 , ZrO_2 , ...) ou les carbures (TiC , SiC , WC , B_4C , ...), en raison de leur stabilité chimique, de leur température de fusion élevée (très supérieure à celle de la matrice) et de leurs propriétés mécaniques intéressantes (dureté, module d'Young). Nous retiendrons principalement les carbures.

Pour les échantillons massifs, les méthodes d'élaboration sont assez nombreuses ; pour les alliages d'aluminium, citons par exemple le forgeage à l'état liquide (« squeeze casting »), l'infiltration, ... [18].

Dans cette étude, nous nous proposons de montrer que les faisceaux laser de forte énergie peuvent constituer une méthode intéressante d'élaboration de dépôts CMM à la surface de différents substrats métalliques : base Al, Fe, Cu, ... Le but est de réaliser un matériau à gradient fonctionnel, possédant en surface, sur une épaisseur compatible avec ce que nécessitent la plupart des applications mécaniques (typiquement de l'ordre du millimètre), les propriétés intéressantes des CMM. Les faisceaux laser possèdent pour cela divers avantages :

- souplesse du procédé,
- localisation de l'élaboration,
- grande vitesse d'exécution, donc de solidification, avec pour conséquence métallurgique, l'obtention d'une microstructure fine.

Une première phase d'optimisation est donc nécessaire, avant d'obtenir des CMM corrects, c'est-à-dire :

- sains (exempts de porosités et de fissures),
- homogènes (répartition uniforme des particules de carbures),
- présentant une bonne adhésion au support, sans dilution excessive des éléments d'apport (la dilution optimale étant située vers 5 %).

Les valeurs typiques sont les suivantes :

- $P = 2\,400\text{--}3\,300\text{ W}$,
- $v = 10\text{--}20\text{ mm/s}$,
- $\Phi_f = 4\text{ mm}$,
- $F = 8\text{--}16\text{ g/min}$.

La figure 7 illustre un exemple de CMM formés. Le composite formé est sain, avec une répartition uniforme des renforts. En une seule passe, les épaisseurs obtenues sont de l'ordre de 1 mm ; pour réaliser des surfaces importantes, des passes parallèles sont effectuées, avec un recouvrement partiel ($\delta = 50\%$).

Fig. 7. — Micrographie d'un revêtement composite à matrice métallique (matrice : base nickel, renfort : carbure de tungstène), sur un acier.

[Micrograph of a metal matrix composite coating (matrix : Ni-base alloy, reinforcing particles : WC) on a steel.]

La diffraction des rayons X permet l'identification des phases présentes dans les CMM [10]. Les phases présentes dans le matériau de départ se retrouvent dans le CMM formé : les particules de renfort (à base de carbures de tungstène : WC, W_2C , WC_{1-x}) se retrouvent présentes, inchangées après élaboration du CMM sous faisceau laser.

Un paramètre important lors de l'élaboration est la température. Pour la mesurer, nous avons utilisé un pyromètre optique, bi-couleur, pointant sur la zone d'interaction entre le faisceau, la poudre et le substrat. La figure 8 illustre l'évolution de la température lors d'une opération type de dépôt. La température se situe entre 1 800 et 2 000 °C, c'est-à-dire au-dessus de la température de fusion des poudres métalliques (base Ni), mais en dessous du point de fusion des carbures (WC , W_2C , ...), au moins égale à 2 500 °C. Le domaine obtenu autorise donc bien la fusion des éléments destinés à former la matrice métallique, sans altérer les éléments destinés au renfort.

Fig. 8. — Evolution de la température dans la zone d'interaction laser-poudre-substrat, lors de la réalisation d'un CMM.

[Temperature evolution in the laser-powder interaction zone, during laser cladding process.]

Cette observation thermique est donc en bon accord avec les résultats, aussi bien de la diffraction des rayons X que de la micrographie optique.

La projection laser possède un autre avantage par rapport aux méthodes plus classiques de solidification : son aspect dynamique. En effet, les particules de poudres se trouvent prises dans un bain liquide, qui est le siège de forts mouvements de convection. Ces mouvements ont pour effet de brasser le bain et donc de conduire à une uniformisation de la répartition des particules non dissoutes, telles que les carbures. L'analyse physique de ces mouvements a fait l'objet de nombreux travaux, depuis la première étude de Marangoni [4, 19, 20, 21]. Ils trouvent leur origine dans l'existence de gradients thermiques à l'intérieur même du bain liquide, gradients dus, d'une part, à la répartition non uniforme d'énergie dans le faisceau laser incident (répartition d'énergie à maximum central dans notre cas) et, d'autre part, au déplacement de l'échantillon sous le laser, créant ainsi un bain liquide dissymétrique, par inertie thermique.

4.4. DISCUSSION. — Les résultats expérimentaux illustrent le fait que, pour une irradiance donnée (I_0) et pour un temps d'interaction donné (τ), c'est-à-dire pour une fluence donnée, il est possible de porter certains éléments métalliques à l'état liquide sans fondre les carbures qui les accompagnent.

Comme nous l'avons vu plus haut, la difficulté de calcul des valeurs numériques réalistes des températures atteintes réside dans l'estimation du rendement d'absorption η . En première approximation considérons deux poudres :

- de caractéristiques respectives c_{p1} , ρ_1 , T_{f1} , ΔH_{f1} , c_{p2} , ρ_2 , T_{f2} , ΔH_{f2} ,
- sphériques, de même rayon r_p ,
- ayant le même rendement d'absorption η , quel que soit l'état (solide ou liquide)

et négligeons les pertes d'énergie par rayonnement et convection ; cela se justifie, dans la mesure où ces pertes doivent être faibles et, qui plus est, voisines, dans la mesure où elles ont la même surface émettrice, des valeurs proches de l'émissivité et du coefficient d'échange.

La réalisation d'un CMM correct suppose donc qu'il y ait fusion des grains métalliques (indice 1), sans que le grain de carbure (indice 2) soit passé à l'état liquide. Cela impose que :

$$\Delta\theta_1 < \frac{\rho_2 c_{p2}}{\rho_1 c_{p1}} (T_{f2} - T_0) - \frac{\Delta H_{f2}}{c_{p2}} \quad (20)$$

D'un point de vue numérique, considérons les valeurs regroupées dans le tableau IV ; ceci entraîne :

$$\Delta\theta_1 < 1\,500\,^{\circ}\text{C}$$

ce qui est tout à fait envisageable ; de plus cette valeur peut être augmentée, du fait que dès qu'il y a passage à l'état liquide, l'absorption du faisceau laser devient bien plus importante, typiquement 2 à 3 fois plus élevée [12]. Donc toute la gamme de température entre T_{f1} (1 000 °C) et 1 500 °C est à reconsidérer. Si nous ajoutons cet effet, en prenant $\eta_{\text{liquide}} = 3\,\eta_{\text{solide}}$, nous aboutissons à :

$$\Delta\theta_1 < 2\,500\,^{\circ}\text{C}.$$

Ce résultat est tout à fait en accord avec les résultats expérimentaux, à savoir qu'il est possible de réaliser des CMM à matrice base Ni-Cr-B-Si, contenant des carbures de tungstène, avec une température moyenne en cours d'élaboration de l'ordre de 1 900 à 2 000 °C. La modélisation présentée ici fournit donc des résultats intéressants, et ce malgré sa simplicité et les hypothèses restrictives faites.

Le même type de raisonnement peut être appliqué à d'autres poudres, de nature différente.

5. Conclusion

Différents mécanismes physiques interviennent lors de la réalisation des revêtements par injection de particules de poudres sous faisceau laser. L'absorption d'énergie dépend essentiellement de deux paramètres : la réflectivité et le coefficient d'atténuation linéaire ; ces valeurs dépendent très fortement du matériau considéré et conduisent à des comportements très différents. Par exemple, pour une particule métallique l'énergie absorbée par unité de surface est indépendante de l'épaisseur, alors que pour un isolant ou un semiconducteur, cette énergie est très variable, d'où l'influence de la granulométrie des particules injectées et des problèmes posés lors de la réalisation des CMM.

La thermalisation des poudres est très rapide, comparée au temps d'interaction laser-poudre, d'où la possibilité de considérer que la température est constante dans tout le volume. Cette température est calculable par une simple équation de bilan thermique ; le terme prépondérant est la variation d'énergie interne des particules.

D'un point de vue expérimental, l'utilisation d'une buse coaxiale permet la réalisation de dépôts soit purement métalliques, soit composites, avec des conditions expérimentales en accord avec les prévisions de la modélisation simplifiée décrite ici.

Bibliographie

- [1] Pelletier J. M., Bonnet-Jobez S., Saif Q., Kirat P. and Vannes A. B., *J. Mat. Eng.* **13** (1991) 281.
- [2] Pelletier J. M., Sahour M. C., Pilloz M. and Vannes A. B., *J. Mat. Sci.* **28** (1993) 5184.

- [3] Zhou X. B. and De Hosson J. T. M., *Acta Metall Mater.* **42** (1994) 1155.
- [4] Picasso M. and Hoadley A. F. A., *Int. J. Num. Methods for heat and fluid flow* **4** (1994) 61-83.
- [5] Hoadley A. F. A. and Rappaz M., *Metall. Trans.* **B23** (1992) 631.
- [6] Chan C., Mazumder J. and Chen M. M., *Metall. Trans.* **15A** (1984) 2175.
- [7] Lagain P., Thèse, Aix-Marseille (1989), p. 249.
- [8] Dezert D., Kinkelin K., Pelletier J. M. et Vannes A. B., *Bulletin du Club Laser de Puissance, Paris*, **12** (1993) 48-55.
- [9] Sallamand P. and Pelletier J. M., *Mat. Sci. Eng.* **A171** (1993) 263-272.
- [10] Pelletier J. M., Sallamand P. and Criqui B., *Lasers in Engineering* **3** (1994) 15-27.
- [11] Merlin J., Li J. C., Oliveira C., Manderscheid T. et Corbet A., *J. Optics* **21** (1990) 51-61.
- [12] Von Allmen M., *Laser beam interactions with materials ; physical principles and applications* (Springer Verlag, Berlin, 1982) p. 282.
- [13] Kastler A., *La diffusion de la lumière dans les milieux troubles* (Hermann Ed., Paris, 1952) p. 77.
- [14] Pelletier J. M., Sahour M. C., Pilloz M. and Vannes A. B., *J. Mat. Sci.* **28** (1993) 5184-5188.
- [15] Carslaw H. S. and Jaeger J. C., « *Conduction of heat in solids* », Oxford Clarendon Press, Oxford (1959) 276 p.
- [16] Gaussorgues, *Thermographie infrarouge*, 2^e éd., *Techniques et Documentation* (Lavoisier, Paris, 1987).
- [17] Lucas L. D., *Techniques de l'Ingénieur*, Paris, France (1978) form M67.
- [18] Clyne T. W. and Withers P. J., *An introduction to MMC* (Cambridge University Press, Cambridge, 1993).
- [19] Marangoni C., *Ann. Phys. Chem.* **143** (1871) 337.
- [20] Koul S. and Wang Y. H., *Metall. Trans.* **17A** (1986) 2265-2277.
- [21] Tsai M. C. and Kou S., *Int. J. Num. Meth. Fluids* **9** (1989) 1503-1516.