

# ANALYSE DE L'EVAPORATION INDUITE PAR LASER D'UNE CIBLE D'AL SOUS CONDITIONS DE FORMATION D'UN PLASMA DE LASER

## Phase condensée

Le transfert d'énergie dans la phase condensée  $0 < r < L_r$ ,  $-L_z < z < L_z$  est régi par l'équation

$$\text{conductivité thermique: } \frac{\partial H_c}{\partial t} + V_c \frac{\partial H_c}{\partial z} = -\text{div} \vec{W}, \quad H_c = \rho_c C_p T_c, \quad \vec{W} = -\lambda \text{grad} T_c \quad (1)$$

Ici l'index "c" indique la phase condensée,  $T_c$ ,  $H_c$ ,  $\vec{W}$  sont la température, l'enthalpie volumétrique et le flux de chaleur,  $V_c$  est la vitesse de récession de la surface (vitesse d'interface),  $\rho_c$ ,  $C_p$ ,  $\lambda$  sont la densité, la chaleur spécifique et la conductivité thermique. Les limites externes du domaine condensé sont isolées de la chaleur, avec la température initiale de la cible  $T_0 = 300$  K.

## Phase gazeuse et plasma

Quand la puissance laser est assez élevée, l'épaisseur optique de la substance évaporée est suffisante pour provoquer une absorption intensive et une avalanche d'ionisation. Le panache d'évaporation résultant est partiellement ou complètement opaque pour le rayonnement laser. Le travail de pression, le taux d'émission d'énergie laser et l'équilibre du rayonnement thermique de plasma déterminent son bilan énergétique. Pour le panache d'évaporation  $0 < (r \times z) < (L_r \times L_z)$ , le système d'équations de la dynamique des gaz et de l'émission est écrit comme suit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \vec{V} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho \vec{V})}{\partial t} + \rho (\vec{V} \cdot \text{grad}) \vec{V} = -\text{grad} P \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\rho e)}{\partial t} + \rho \text{grad} e \vec{V} = -P \text{div} \vec{V} - \text{div} \vec{q} + \frac{\partial G}{\partial z} \quad (4)$$

$$\text{div} \vec{q}_v + \kappa_v U_v = \kappa_v U_{bv}, \quad \vec{q}_v = -\frac{1}{3\kappa_v} \text{grad} U_v, \quad U_{bv} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3 (\exp(h\nu/kT) - 1)}, \quad \vec{q} = \int_v \vec{q}_v d\nu \quad (5)$$

$$P = P(\rho, T), \quad e = e(\rho, T) \quad \kappa_v = \kappa_v(\rho, T, \nu) \quad (6)$$

où  $\vec{V} = (u, v)$  est la vitesse d'expansion,  $\rho$ ,  $P$ ,  $e$  sont la densité, pression et l'énergie interne volumétrique respectivement,  $\vec{q} = (q_r, q_z)$  est le flux de chaleur radiative,  $\kappa_v$  est le coefficient d'absorption du rayonnement de plasma,  $U_v$ ,  $U_{v,eq}$  sont la densité volumétrique du rayonnement et le rayonnement du corps noir, l'index "v" indique les quantités en fonction de la fréquence. L'équation (5) décrit le transfert de rayonnement avec l'approximation de diffusion. Les équations d'état et le coefficient d'absorption (6) sont calculés utilisant une technique basée sur le modèle de Hartree–Fock–Slater.

L'équation de transfert de rayonnement laser le long de l'axe Z décrit les composants incident  $G^-$  et reflété  $G^+$ . Elle est écrite pour la zone de l'action du faisceau laser  $0 < r < r_f$ , où  $r_f$  est le rayon du faisceau:

$$\frac{\partial G^-}{\partial z} - \kappa G^- = 0, \quad \frac{\partial G^+}{\partial z} + \kappa G^+ = 0, \quad G = G^- - G^+, \quad 0 < z < L_z \quad (7)$$

$$z = L_z : G^- = G_0, \quad z = L_z : G^+ = (1 - A(T))G^-$$

où  $A(T)$  indique l'absorptivité de la surface. Le coefficient d'absorption du rayonnement laser  $\kappa$  pour une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  est déterminé par le mécanisme inverse Bremsstrahlung et calculé en tenant compte de la répartition des particules chargées en état d'équilibre.

## Conditions aux limites d'interface

En général, le flux de vapeur quittant la surface dépend de l'état de la substance déjà vaporisée au-dessus de la surface, qui est défini par les équations de la dynamique des gaz.

Les conditions aux limites près de la surface doivent lier six paramètres: la vitesse  $V_c$ , la température surfacique  $T_c$ , la pression  $P_c$ , la température de vapeur, la densité et la vitesse gazo-dynamique aux limites externes de la couche de Knudsen. À cette fin la conservation d'énergie, la masse et le momentum sont utilisés:

$$\lambda_c \frac{\partial T_c}{\partial z} = AG^- + L_v \rho_c V_c, \quad \rho_c V_c = \rho(V_c - v), \quad \rho_c V_c^2 + P_c = \rho(V_c - v)^2 + P, \quad (8)$$

ainsi que deux relations supplémentaires, dépendant de l'approximation de la couche de Knudsen appliquée:

$$\frac{T}{T_c} = \frac{2\gamma M^2 (m^2 + 1/2)^2}{(1 + \gamma M^2)^2 m^2 t^2}, \quad \frac{\rho}{\rho_{sat}} = \frac{tm^2(1 + \gamma M^2)(\gamma M^2 (m^2 + 1/2))^{-1}}{\exp(-m^2) + \pi^{1/2} m(1 + \text{erf}(m))} \quad (9)$$

$$M = v/\sqrt{\gamma RT}, \quad \rho_{sat} = P_{sat}/(RT_c), \quad P_{sat} = P_b \exp\left(\frac{L_v}{RT_c} \left(1 - \frac{T_b}{T_c}\right)\right), \quad R = \frac{R_0}{A}$$

$$f(m) = F(M)(m^2 + 1/2)^2 - m^2(m^2 + \alpha + 3/2) = 0, \quad (10)$$

$$F(M) = 1 + \frac{3\gamma M^2 - 1}{\gamma M^2 + 1}, \quad \alpha = 2t^2 - 2^{-1} \pi^{1/2} m t - 1, \quad t = \frac{2m}{\pi^{1/2}} + \frac{1 + \text{erf}(m)}{\exp(-m^2) + \pi^{1/2} m(1 + \text{erf}(m))},$$

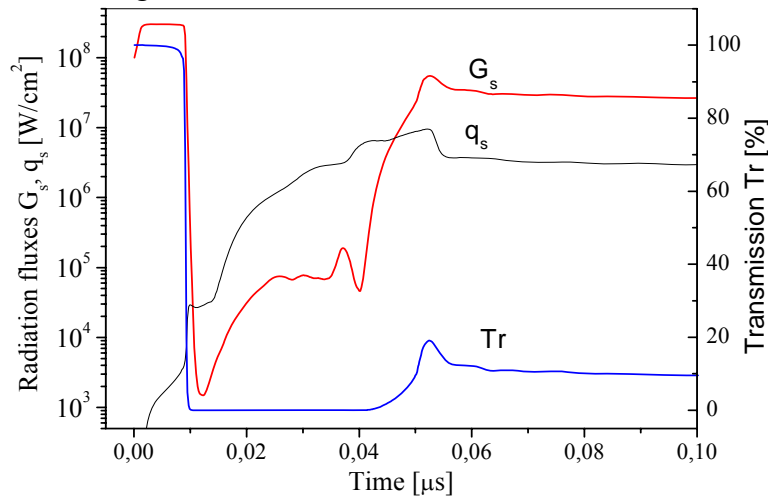
ici  $M$  is le nombre de Mach,  $\rho_{sat}, P_{sat}$  sont la densité de vapeur saturée et la pression correspondant à la température surfacique  $T_c$ ,  $L_v$  est la chaleur latente d'évaporation,  $R, R_0, A$  sont la constante de gaz, la constante universelle de gaz et la mass atomique respectivement,  $\gamma$  est la constante adiabatique égale à 5/3 pour la vapeur monoatomique,  $P_b, T_b$  sont la pression et la température d'ébullition en état d'équilibre sous les conditions normales.

La dernière valeur indéfinie (la nombre de Mach, dans le cas considéré) est obtenue à partir des équations gazo-dynamiques. Quand  $M$  est trouvé, les paramètres  $m, t, \alpha$  nécessaires pour évaluer les relations (9), s'obtiennent à partir de l'équation non-linéaire (10).

## Resultats

Considérons les processus sur la surface d'une cible d'Al irradiée par impulsion laser avec une intensité de  $10^9 \text{ W/cm}^2$ , un profil spatial uniforme et une forme d'impulsion rectangulaire, une longueur d'onde  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ , un spot laser  $r_f = 0.025 \text{ cm}$  et une durée d'impulsion de 100ns.

Au début de l'impulsion laser la substance vaporisée au-dessus de la surface est transparente, par conséquent, le total de l'énergie laser atteint la surface:  $Tr = 100\%$ ,  $G_s = AG_0 = 3 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ .

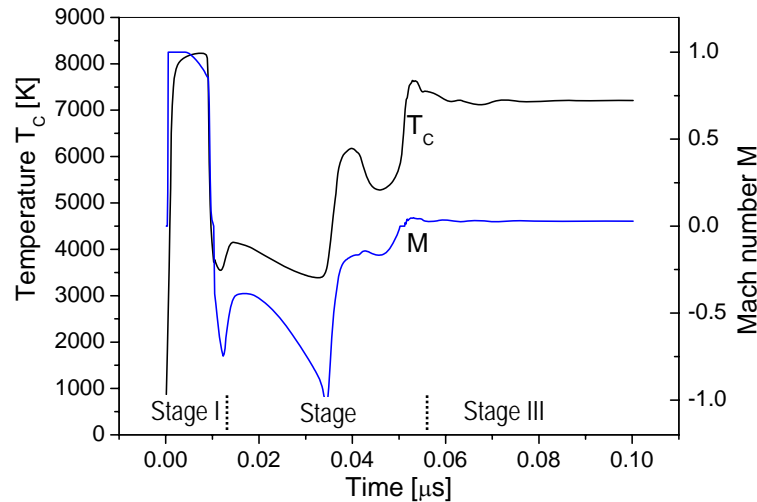


**Fig. 1.** Intensité laser délivrée  $G_s$ , coefficient de transmission  $Tr$  et flux de chaleur radiative  $q_s$  en fonction du temps à  $r=0, z=0$ .

L'évolution du processus change qualitativement quand le panache d'évaporation devient plasma. Le plasma absorbe intensément le rayonnement laser dû à une concentration élevée d'électrons. L'action du laser sur la surface se termine (Fig. 1):  $G_s \approx 10^3 \text{ W/cm}^2$ ,  $Tr \approx 0$ .

Avec l'expansion du plasma, le panache devient partiellement transparent et à partir de  $t \approx 50\text{ns}$  le coefficient de transmission demeure approximativement constant au niveau de  $Tr \approx 10\%$ ,  $G_s \approx 3 \times 10^7 \text{W/cm}^2$

Comme montré sur la fig. 2, trois étapes spécifiques du processus se distinguent. Le dégagement intensif d'énergie laser dans la couche proche de la surface provoque une chauffe rapide et, en peu de temps, l'écoulement de la vapeur atteint la vitesse de son ( $M = 1$ ). C'est pourquoi dans les considérations qui suivront, l'étape I sera comprise comme l'évaporation sonique. Cependant, la température de surface et, par conséquent, la vitesse d'écoulement de la vapeur continuent à augmenter. Le régime stationnaire d'évaporation est atteint dans 2-3 ns

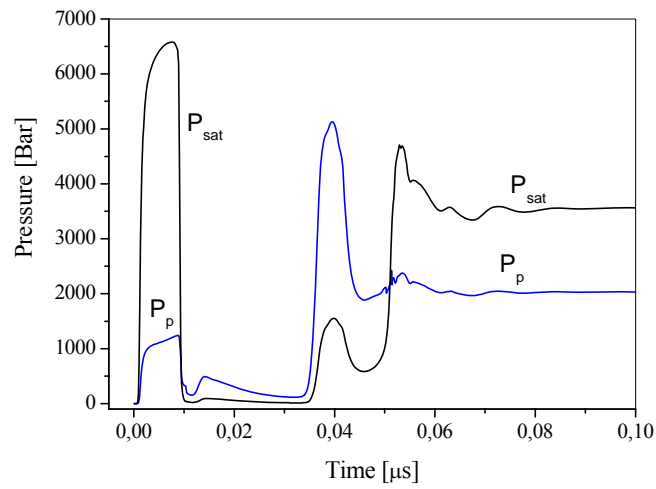


**Fig. 2.** Température de la surface de la cible  $T_c$  et nombre de Mach  $M$  en fonction du temps à  $r = 0$ ,  $z = 0$ .

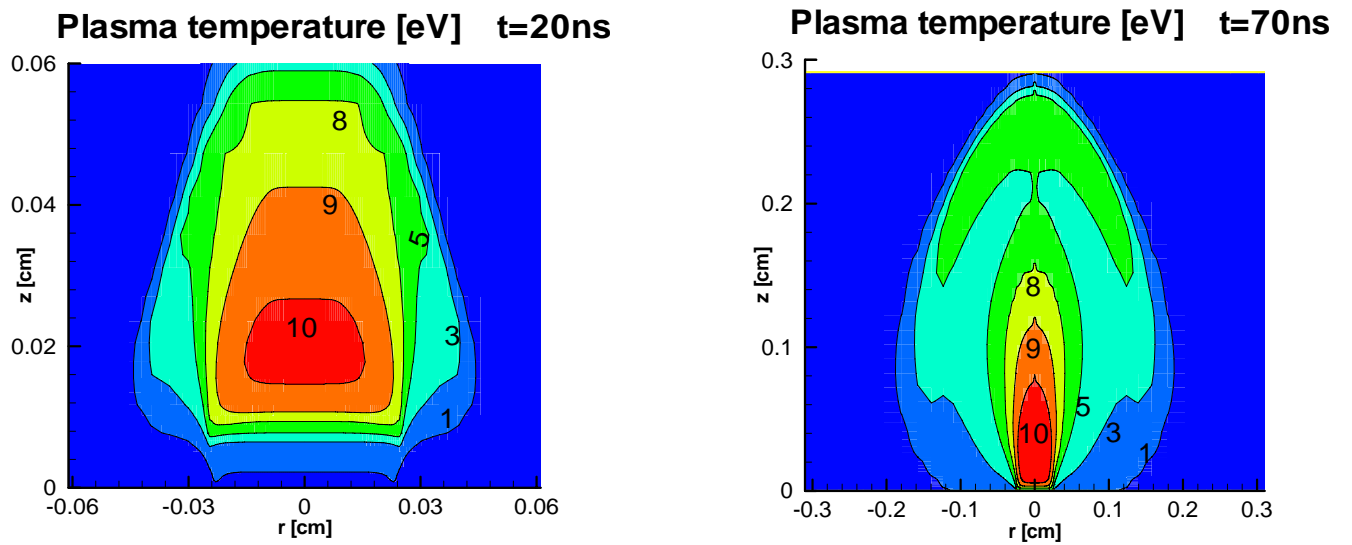
avec une température de surface près du point critique. Le régime stationnaire est caractérisé par l'équilibre entre la quantité d'énergie laser délivrée  $G_s$  et la déperdition d'énergie due à l'évaporation et le flux de chaleur conductrice  $-\lambda \text{ grad}(T_c)$  vers le corps de la cible. Comme montré sur la fig. 3, la condition  $P_{\text{sat}} > P_p$  est satisfaite pendant l'étape I: la pression de vapeur saturée est approximativement 5 fois plus élevée que la pression de plasma.

Après la formation du plasma, l'apport d'énergie à la surface de la cible est terminée. Sa température et la pression de vapeur saturée diminuent rapidement. A l'instant  $t \approx 12\text{ns}$  la condition  $P_{\text{sat}} < P_p$  est réalisée et le processus passe de l'évaporation à la condensation (Fig. 2 et 3, l'étape II,  $M < 0$ ). La majorité de temps la condensation se déroule en régime subsonique. Le nombre de Mach diminue brusquement pour atteindre la valeur de -1 à  $t \approx 40\text{ns}$ , où la perturbation, produite dans la zone d'ignition initiale du plasma, atteint la surface (voir le pic de la courbe  $P_p$  sur la fig. 3).

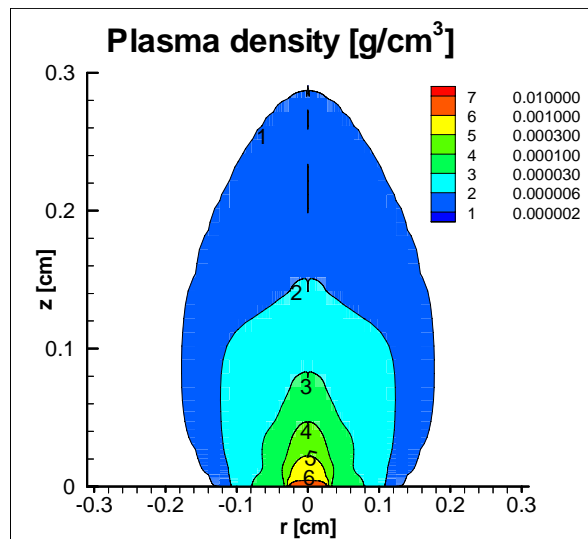
La pression élevée de plasma a comme conséquence son expansion rapide. En l'absence du flux de vapeur de la surface vers le plasma, l'expansion mène à une restauration partielle de la transparence et déclenche l'étape subsonique d'évaporation (Fig. 2 et 3, l'étape III) à très bas nombre de Mach près des conditions de l'évaporation convective,  $M \approx 0.05$ . La comparaison de types d'évaporation dans les étapes I et III donne la compréhension des rapports de la température et des paramètres gazo-dynamiques. La température et la pression de vapeur saturée dans l'étape III sont seulement légèrement inférieures aux celles dans l'étape I (Fig. 2 et 3), cependant le flux est ralenti par une forte contre-pression de plasma. L'effet du rayonnement thermique de plasma est représenté par le flux de rayonnement atteignant la surface dans le centre du faisceau,  $q_s = q_z(r = 0, z = 0)$  (Fig. 1). Dans l'étape II le rayonnement de plasma est de  $10^7 \text{W/cm}^2$ , ce qui garde la température de surface relativement élevée. Dans l'étape III le flux de rayonnement de plasma est  $\approx 3 \times 10^6$ , ce qui est d'un ordre de grandeur inférieur à la puissance laser.



**Fig. 3.** Pression de vapeur saturée  $P_{sat}$  et pression de plasma  $P_p$  au centre du faisceau laser en fonction du temps.



**Fig. 4.** Champs de températures du plasma à  $t = 20ns$  (a) et  $t = 70ns$  (b)



**Fig. 5.** Champs de densité du plasma à  $t = 70ns$ .