

Étude de l'ablation d'une cible de cuivre par un laser à excimères KrF

F. Garrelie, C. Girault, C. Champeaux et A. Catherinot

URA 320 du CNRS "Matériaux Céramiques et Traitements de Surface", Equipe "Plasma - Laser - Matériaux", Faculté des Sciences, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges cedex, France

Résumé : Cet article est consacré au diagnostic du panache plasma créé lors de l'interaction entre un laser à excimères (KrF) et une cible de cuivre par spectroscopie optique d'émission résolue en temps et spatialement. L'expansion du panache sous différents gaz ambiants et pour différentes pressions a été suivie par imagerie résolue en temps .

L'étude par spectroscopie optique d'émission a permis d'identifier les différentes espèces radiatives présentes dans le panache : pour une fluence laser de 35 J/cm^2 et une pression dans l'enceinte de $5 \cdot 10^{-2}$ mbar, seules les raies d'émission de Cu^* et Cu^{+*} ont été détectées.

Les vitesses de temps de vol de ces différentes espèces ont été déterminées en suivant l'évolution temporelle du signal émis par une tranche de plasma à la longueur d'onde d'une raie fixée. L'étude de la raie d'émission de Cu^* à $324,75 \text{ nm}$ conduit pour des distances par rapport à la surface inférieures ou égales à 4 mm , à une vitesse moyenne d'éjection dans la direction orthogonale à la cible de $1,4 \cdot 10^4 \text{ m/s}$. Pour des distances supérieures à 4 mm , la vitesse moyenne obtenue est de $6,7 \cdot 10^3 \text{ m/s}$. Cette diminution de la vitesse résulte des collisions entre les particules éjectées et les atomes du gaz ambiant.

L'évolution temporelle du signal émis par la raie à $493,16 \text{ nm}$ de Cu^{+*} est très différente de celle obtenue pour la raie de Cu^* : elle présente deux pics distants d'environ 90 ns . La vitesse déduite de l'évolution du premier pic avec la distance est d'un ordre de grandeur supérieure à celle des atomes de cuivre ($1,2 \cdot 10^5 \text{ m/s}$). Pour la seconde composante, la vitesse d'éjection est voisine de $5,5 \cdot 10^4 \text{ m/s}$. Cette observation semble confirmer ce que C. Germain [1] a déjà observé lors de l'ablation d'une cible de carbone : il semblerait que le front du panache de matière éjectée soit, pour l'essentiel, constitué d'ions. Derrière ces ions, le plasma serait constitué d'un nuage globalement neutre comprenant des atomes de cuivre, des ions Cu^+ probablement créés dans le panache, des électrons...

A partir de l'élargissement par effet Stark des raies d'émission, nous avons pu obtenir une estimation de la densité électronique dans le panache. Les paramètres permettant de la calculer à partir de la largeur à mi-hauteur d'une raie d'émission n'étant pas connus de façon fiable pour le cuivre, la densité électronique a été déterminée par l'élargissement des raies de l'aluminium, la cible de cuivre ayant été remplacée par une cible mixte cuivre-aluminium. Afin d'obtenir une information locale sur la densité électronique, nous avons réalisé une inversion d'Abel du profil. A une hauteur de 1 mm de la surface et avec un délai de 100 ns après le début de l'impulsion laser, la densité électronique varie de $1,4 \cdot 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ au centre du panache à $5 \cdot 10^{17} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ sur la périphérie (à une distance de 4 mm du centre du panache).

Afin de compléter cette étude et de quantifier l'effet de l'atmosphère ambiante sur l'expansion de la bulle plasma, une étude du panache a été effectuée par imagerie résolue en temps. Chaque image représente le panache plasma à un temps donné après le début de l'impulsion laser pour une durée d'intégration du signal fixée à 10 ns et une fluence laser de 3 J/cm^2 . Nous avons pu suivre l'influence de la pression et de la nature du gaz ambiant sur l'expansion du panache.

Sous vide, la hauteur du front du panache varie linéairement avec le délai par rapport au début de l'impulsion laser.

L'évolution temporelle de la position du front du panache pour une pression ambiante d'argon ou d'hélium de 50 Pa est reportée sur la figure 1. Elle est assez bien décrite par l'équation de propagation du front d'une onde de choc [2], et ce quelle que soit la nature du gaz ambiant.

Pour des pressions plus élevées, l'expansion ne peut pas être décrite par un modèle unique (figure 2) : à partir d'un certain délai, la propagation du front du panache semble être mieux décrite par un modèle de force de viscosité [3] prenant en compte la nature du gaz ambiant : le transfert d'énergie lors des collisions entre particules éjectées et particules du gaz ambiant est différent selon la masse des atomes constituant le gaz ambiant.

Le diagnostic du panache par spectroscopie optique d'émission résolue en temps et spatialement a permis d'identifier les espèces émettrices du plasma, d'accéder à leur vitesse d'éjection et d'estimer la densité électronique locale dans le panache. L'étude par imagerie résolue en temps a permis de mettre en évidence le rôle du gaz ambiant dans l'expansion du panache et de mieux cerner l'influence de la nature du gaz résiduel.

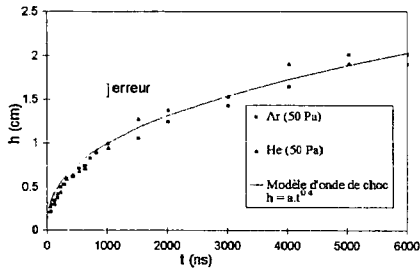


Figure 1 : évolution temporelle de la hauteur du front du panache pour une fluence laser de 3 J/cm^2 et une pression ambiante d'argon ou d'hélium de 50 Pa.

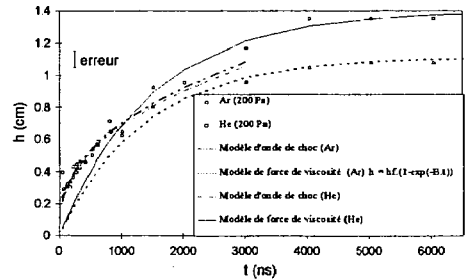


Figure 2 : évolution temporelle de la hauteur du front du panache pour une fluence laser de 3 J/cm^2 et une pression ambiante d'argon ou d'hélium de 200 Pa.

- [1] C. GERMAIN, C. GIRAULT, J. AUBRETON, A. CATHERINOT, S. BEC, A. TONCK, *Annales de Physique, Colloque C1 supplément au n° 5 19*, C1-183 (1994)
- [2] Ya. B. ZEL'DOVICH and YU. P. RAIZER, in *physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena, Vol. 1*, Academic Press, New York (1966)
- [3] D. B. GEOHEGAN in *Laser Ablation of Electronic Materials : Basic mechanisms and Applications*, edited by E. Fogarassy and S. Lazare (Elsevier-North Holland, Amsterdam) p73