

Source X sub-picoseconde par un plasma laser femtoseconde

J.C. Gauthier, A. Rouse, P. Audebert, J.P. Geindre, F. Fallières, A. Mysyrowicz*, G. Grillon* et A. Antonetti*

Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France

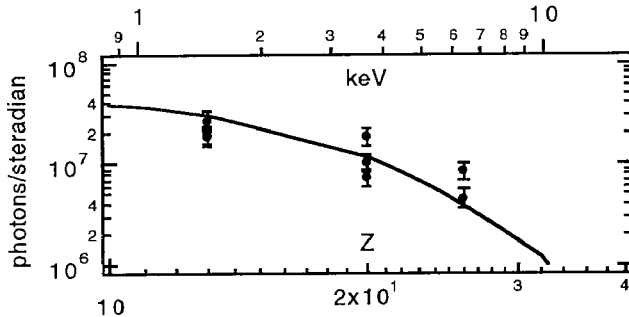
**Laboratoire d'Optique Appliquée, Batterie de l'Yvette, ENSTA, 91120 Palaiseau, France*

Résumé: Nous avons caractérisé l'impulsion d'électrons suprathermiques produits par l'interaction d'une impulsion laser ultra-brève (100fs) et intense ($3 \cdot 10^{16} \text{W/cm}^2$) avec des cibles solides multicouches. L'intensité du rayonnement K_{α} produit par ces électrons est égale à $2.5 \cdot 10^7$ photons/stéradian pour l'aluminium (1.5keV). Avec l'aide de simulations Monte-Carlo, nous avons trouvé que la fonction de distribution est bien représentée par une fonction maxwellienne avec une "température" de 8.5 keV. En mesurant l'intensité relative des raies K_{α} des ions Al I à Al VI, nous avons estimé à 20-30 eV la température de préchauffage de la cible et déterminé l'efficacité de conversion de l'énergie laser en électrons suprathermiques (12.5 %). La dimension de la zone émissive K_{α} est comparable à la tache focale du laser. Des expériences similaires avec des cibles de calcium (3.7keV) et de fer (6.4keV) montrent une réduction de l'intensité émise d'un facteur deux seulement. La brillance de cette source autour de 6 keV est supérieure à celle produite par les plus puissantes sources de rayonnement synchrotron actuelles.

La génération d'impulsions X ultra-brèves et intenses est un challenge dans l'étude de la physique des plasmas de hautes températures et de hautes densités [1]. De tels plasmas sont produits quand une impulsion laser ultra-courte et intense (100 fs, 10^{16-17}W/cm^2) est focalisée sur des cibles solides [2-7]. L'énergie laser absorbée dans l'épaisseur de peau génère un plasma thermique de température égale à plusieurs centaines d'eV à une densité proche de la densité du solide. Plus en profondeur dans la cible, derrière le plasma thermique, les électrons rapides créés par les mécanismes spécifiques de l'interaction de l'onde électromagnétique incidente avec un gradient de densité raide éjectent les électrons liés des couches les plus internes des atomes. Ce processus génère une émission de fluorescence lors de la mise à l'équilibre du système atomique. Nous avons complètement caractérisé l'efficacité de conversion de la source ainsi produite par une calibration absolue et par comparaison des résultats avec les prédictions d'une simulation Monte Carlo.

L'impulsion laser (100 fs FWHM, 1.5 mJ, 620 nm) est obtenue à partir d'un oscillateur fonctionnant en mode bloqués du type CPM suivi par une série d'amplificateur à colorants pompés à 10 Hz par un laser Nd:YAG injecté. Une lentille ouverte à $f/8$, positionnée à 7° par rapport à l'incidence normale, permet d'obtenir des flux sur cible de

l'ordre de $3 \cdot 10^{16}$ W/cm² correspondant à une tache focale de $50 \mu\text{m}^2$ (FWHM) proche de la limite de diffraction.



Nombre de photons K_{α} émis par stéradian en fonction du matériau. L'échelle en haut de la figure représente l'énergie du photon correspondant. Points: expériences. Trait plein: simulation Monte-Carlo en tenant compte de la réabsorption.

Les cibles multi-couches utilisées sont constituées de films d'aluminium de différentes épaisseurs déposés sur des substrats de SiO_2 et CaF_2 . Elles sont disposées sur un système de translation XY afin de présenter une surface de cible non détruite à chaque tir. Les raies d'émission X des deux matériaux constituant la cible sont collectées, simultanément, par un spectrographe du type VonHamos constitué de deux cristaux courbes côte à côte. L'analyse spectroscopique permet d'enregistrer l'intensité des raies en fonction de l'épaisseur d'aluminium. Un détecteur étalonné constitué d'une caméra CCD sensible au rayonnement X a également été utilisé.

Nous avons mesuré et calculé l'efficacité de conversion de l'énergie des électrons en rayonnement K_{α} pour différents matériaux. Les résultats sont présentés sur la figure qui donne le nombre de photons K_{α} (par stéradian et pour les 1.5 mJ du laser) obtenus avec la CCD. Nous avons analysé nos résultats expérimentaux avec des calculs Monte-Carlo pour des cibles solides multi-éléments et multi-couches [8]. Les résultats sont présentés également sur la figure. Ils permettent de déterminer la fonction de distribution électronique des électrons chauds qui présente un caractère Maxwellien avec une "température" de 8.5 keV. Le flux d'électrons correspondant, déterminé à partir de l'énergie du laser (1.5 mJ) et de l'efficacité de conversion (12.5 %), est de 197 ± 40 J/cm². Combinée avec l'efficacité de production K_{α} , connue pour des électrons de 8.5 keV dans l'aluminium, nous obtenons un flux de rayonnement K_{α} de l'ordre de 0.5 J/cm².

Compte tenu du fait que la durée d'impulsion du rayonnement X, gouvernée par les processus non-linéaires de génération des électrons chauds, doit rester dans le domaine subpicoseconde, la brillance de cette source autour de 6 keV est supérieure à celle produite par les plus puissantes sources de rayonnement synchrotron actuelles.

References:

1. M.M. Murnane *et al.*, Science **251**, 531 (1991).
2. O.L. Landen, M. Campbell and M.D. Perry, Opt.Comm **63**, 253 (1987).
3. H.M. Milchberg, R.R. Freeman and S.C. Davey, Phys. Rev. Letters **61**, 2364 (1988).
4. D.G. Stearns *et al.*, Phys. Rev. **37**, 1684 (1988).
5. M.M. Murnane, H.C. Kaypten and R.W. Falcone, Phys. Rev. Letters **62**, 155 (1988).
6. P. Audebert *et al.*, Europhys. Letters **19**, 189 (1992).
7. J.C. Kieffer *et al.*, Phys. Fluids **B5**, 2330 (1992).
8. A. Rousse *et al.* Phys. Rev. E (sous presse, 1994).