Lasers X de deuxième génération

Ph. Zeitoun¹, G. Faivre¹, S. Sebban¹, T. Mocek¹, S. Hallou¹, M. Fajardo²,
D. Aubert⁴, Ph. Balcou¹, F. Burgy¹, D. Douillet¹, S. Kazamias³,
G. de Lachèze-Murel⁴, T. Lefrou¹, S. le Pape⁵, P. Mercère¹, A. S. Morlens¹,
J.P. Rousseau¹, C. Valentin¹, F. Delmotte, M.F. Ravet et J. Arnaud⁶

¹ *Laboratoire d'Optique Appliquée, Chemin de la Hunière, 91128 Palaiseau, France*

² *Centro de Física dos Plasmas, Instituto Superior Técnico, 1049-001 Lisboa, Portugal*

³ *Laboratoire d'Interaction du Rayonnement X avec la Matière, Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France*

⁴ *CEA/DIF, BP. 12, 91680 Bruyères-le-Châtel, France*

⁵ *Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses, École Polytechnique, 91128 Palaiseau, France*

⁶ *Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Université Paris Sud, 91405 Orsay, France*

Résumé. Au LOA, nous avons réalisé la première chaîne d'amplification laser fonctionnant dans la gamme spectrale XUV. La chaîne est constituée d'une source, d'un relais d'image et d'un amplificateur. La source de génération d'harmoniques d'ordre élevé avait de bonnes qualités optiques, tandis que l'amplificateur produit intrinsèquement des impulsions de forte énergie. Afin de garder les qualités optiques de la source durant l'amplification, le laser X était pompé par ionisation par effet de champs dans un gaz neutre. La métrologie de ce laser X injecté a permis de mesurer une énergie de sortie de 0.7 μJ et un haut degré de cohérence et de polarisation. La durée de l'impulsion a été estimée à 500 fs. On peut espérer atteindre un éclairement de $1.5 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$ en focalisant le faisceau.

1. INTRODUCTION

Depuis plusieurs décades, les synchrotrons ont été les sources X et XUV les plus utilisées pour des applications en Biologie, Chimie, Physique et pour des développements industriels. Cependant, les applications les plus attractives envisagées pour les dix années à venir requièrent des impulsions de très courtes durées de l'ordre de la femtoseconde et de beaucoup plus forte énergie que celles délivrées par les synchrotrons. Les sources XUV pompées par laser sont peu chères, compactes et donc attractives, mais leurs perspectives de développement montrent qu'elles ne pourront répondre aux exigences citées. En combinant, les bonnes qualités optiques des harmoniques d'ordre élevé avec la forte énergie par impulsion des lasers X, nous avons réalisé le premier laser XUV injecté, totalement saturé, produisant à un taux de répétition de 10 Hz des impulsions d'environ 500 fs de durée et de 0,7 μJ d'énergie. La caractérisation du faisceau a aussi montré un très bon degré de cohérence spatiale et de polarisation. Cette technique (chaîne d'amplification laser XUV) peut être aisément étendue à toutes les installations disposant de sources XUV pompées par laser, ouvrant pleinement la voie à de très nombreuses applications nouvelles.

2. PRÉSENTATION DE LA CHAÎNE D'AMPLIFICATION XUV

La chaîne d'amplification laser XUV est composée de trois parties : l'injecteur (source d'harmoniques d'ordre élevé), l'amplificateur (plasma de laser X), et une optique de relais d'image entre la source

d'harmoniques et l'amplificateur. Le faisceau d'injection est obtenu en focalisant un laser Ti:Sa de 20 mJ, 30 fs, sur une cellule de gaz remplie d'argon [1]. L'interaction du laser avec le gaz produit une émission XUV composée d'un spectre discret des harmoniques impairs du fondamental. La longueur d'onde des harmoniques peut être aisément adaptée à la longueur d'onde du laser X en ajustant la phase spectrale du faisceau infrarouge en modifiant les réglages des réseaux du compresseur placé en fin de chaîne du laser Ti:Sa. Le faisceau XUV d'injection est focalisé sur l'entrée du plasma amplificateur à l'aide d'un miroir torique de 1m:1m de bras de levier. La tache focale des harmoniques au niveau du plasma a été estimée à environ 150 μm de diamètre. La longueur de Rayleigh du torique est beaucoup plus longue que la longueur du milieu amplificateur (4 mm) assurant un couplage optimal entre l'injecteur et l'amplificateur. Le laser X fonctionne sur la transition $3d^9 4d_{J=0} \rightarrow 3d^9 4p_{J=1}$ du Kr^{8+} (ion nickelloïde) et émet à 32.8 nm [2], ce qui correspond à l'harmonique 25 du laser Ti:saphir. Après amplification, le faisceau est analysé soit par un spectromètre XUV en transmission, soit selon la technique d'imagerie monochromatique.

Figure 1. Schéma de la chaîne d'amplification XUV, composée de l'injecteur, de l'amplificateur et d'un relais d'image.

3. AMPLIFICATION EN RÉGIMES DE FAIBLE SIGNAL OU SATURÉ

Le retard entre le faisceau de création du plasma amplificateur et le faisceau de création des harmoniques a été ajusté afin de produire la plus forte amplification, ce qui correspond à synchroniser l'arrivée du faisceau d'injection avec l'instant de gain maximum dans le plasma. Sur la figure 2a, on peut observer quatre spectres d'émission correspondant à (a) les harmoniques seules, (b) le laser X seul, (c) le laser X et les harmoniques injectés mais asynchrones, (d) les harmoniques correctement synchronisés avec l'instant de gain maximal. On observe une très forte amplification allant de 20 (fig. 2a) à 600 selon les conditions d'injection. Comme on pouvait s'y attendre, si les harmoniques sont injectés trop tôt ou trop tard, aucune amplification n'est observée. Nous avons mesuré que l'amplification maximale apparaissait environ 5 ps après l'arrivée du laser IR pompant le laser X, et qu'elle dure environ 8 ps.

Nous avons observé que le niveau d'injection avait une influence forte sur le facteur d'amplification. Il est important de connaître le niveau d'injection comparativement à l'intensité de saturation du laser X. Pour cela, nous avons d'abord établi la courbe d'amplification du laser X fonctionnant dans le régime d'émission spontanée (2b). Cette courbe est obtenue en mesurant l'intensité du laser X pour différentes longueurs de milieu amplificateur. Les intensités de sortie ont été interpolées en utilisant les habituelles formules d'amplification considérant l'effet de saturation. L'interpolation permet d'estimer l'intensité

de saturation et le coefficient de gain en faible signal (80 cm^{-1}). La saturation est atteinte pour un plasma de 1,7 mm de long. Considérant cette courbe d'amplification, nous avons constaté que le spectre, montré sur la figure 1d, a été obtenu avec une injection 4,5 fois supérieure à l'intensité de saturation. Malgré ceci, une forte amplification a été observée. Pour une injection 50 fois plus faible que l'intensité de saturation, l'amplification était d'environ 200, produisant une intensité de sortie 38 fois plus forte que l'intensité de saturation. Il est, ici, intéressant de remarquer que, dans tous les cas, l'intensité du laser X injecté est toujours plus forte (environ dix à vingt fois) que celle du laser X en émission spontanée.

Figure 2. (à gauche) Spectres des harmoniques seuls (a), laser X seul (b), harmoniques+laser X asynchrones (c) et harmoniques synchronisés avec le laser X (d). (à droite) Courbe d'amplification du laser en émission spontanée (carré) et injecté (rond). La courbe représente l'interpolation de l'amplification montrant que le milieu n'est amplificateur que sur 3.5 mm (au lieu de 4 mm pour la dimension de la cellule utilisée pour l'injection). Les flèches présentent les niveaux d'injection et les pointillés permettent de calculer l'énergie attendue selon la courbe interpolée.

4. MÉTROLOGIE DU LASER X DE DEUXIÈME GÉNÉRATION

Le rayonnement harmonique possédant une durée très courte (20 fs environ), la durée finale du laser X injecté dépend uniquement de la forme spectrale du rayonnement amplifié, et non pas de l'hydrodynamique comme pour tous les lasers X en émission spontanée. Le laser X injecté est le seul laser X en limite de Fourier. Actuellement, nos estimations théoriques de largeur de raie indiquent que la durée du laser X injecté est de 500 fs, ce qui en fait le premier laser X sub-picoseconde.

Le laser X injecté a aussi été caractérisé en terme de propriétés optiques du faisceau, comme la divergence, la cohérence spatiale ou la polarisation. Nous avons utilisé les images monochromatiques du faisceau obtenues en renvoyant le laser X vers une caméra CCD à l'aide d'un miroir plan, XUV multicouches, interférentiel. Le traitement en Mo/Si/B₄C assure une bonne réjection des harmoniques précédents (35,65 nm) et consécutifs (30,37 nm) à l'harmonique 25. La première conclusion est que, comme constaté sur les spectres, le laser X injecté est beaucoup plus énergétique (15 fois) que le laser X fonctionnant en émission spontanée. En utilisant la calibration *a priori* de la CCD et la calibration expérimentale des filtres, on peut estimer que le laser X injecté a une énergie de 0,7 μJ par tir. On observe aussi que la divergence du faisceau injecté est beaucoup plus faible (1 mrad) que celle du laser X en émission spontanée (> 12 mrad).

Le miroir XUV multicouches a aussi été utilisé comme polariseur. En mesurant la réflexion du seul harmonique 25 en fonction de son angle de polarisation, on peut estimer un facteur d'extinction de 20

Figure 3. (a) Image de la section du faisceau XUV en fausses couleurs. Plus l'image est claire, plus le signal est fort. Les traits bleus sont l'ombre de fils d'alignement. (b) Contour en 3D de l'image (3a). En violet est présenté le laser X en émission spontanée et en gris le laser X injecté. L'insert montre l'harmonique d'injection seul.

entre les polarisations s- et p-. Nous avons alors étudié l'influence du plasma amplificateur sur l'angle de polarisation du faisceau laser X injecté. Nous n'avons constaté aucune perte ou variation de polarisation comparativement à l'harmonique 25 seul. Le laser X en émission spontanée est non polarisé, comme la théorie le prévoit. Il est important de noter qu'il est très aisé de modifier la polarisation des harmoniques en changeant la polarisation du laser IR de pompe. Ainsi, nous avons produit le premier laser X à polarisation variable.

Sur l'ensemble des images du laser X, nous avons observé de nombreuses franges de diffraction fortement contrastées (dûes à la présence de fils placés près du miroir) dans le faisceau laser X injecté, tandis que les franges sont difficilement observables pour le laser X en émission spontanée. Ceci montre que le laser X injecté conserve le haut degré de cohérence spatiale des harmoniques, tandis que, logiquement le laser X en émission spontanée est très faiblement cohérent. D'autre part, il a été démontré que les harmoniques possèdent un bon front d'onde [3] et nous avons précédemment montré expérimentalement que la faible densité du milieu amplificateur assure un bon front d'onde au laser X en émission propre [4]. Ainsi, grâce aux excellentes propriétés optiques (cohérence, front d'onde, énergie) et à la courte durée de ce nouveau type de laser X on peut considérer que, moyennant de disposer d'une optique de qualité, le faisceau est focalisable en limite de diffraction ($0.1 \mu\text{m}$) produisant un éclairement de $1.5 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$.

Figure 4. Zooms sur les images de diffraction pour le laser X injecté (a) et en émission spontanée (b).

5. CONCLUSION

Nos travaux actuels suivent actuellement deux voies. D'une part, nous poursuivons l'étude du laser X injecté en cible gazeuse, en essayant de caractériser les paramètres encore peu connus (durée, spectre) et en essayant d'augmenter l'énergie de sortie. En utilisant des milieux amplificateurs plus longs (capillaires creux remplis de gaz), il a été démontré que l'on pouvait augmenter trente fois l'énergie de sortie par rapport à un laser X en cellule de gaz. On peut donc espérer produire un faisceau de 20 μJ , ce qui ferait de ce laser X le plus énergétique des lasers X ultra-brefs. Ces études seront réalisées début 2005.

Les lasers X injectés peuvent atteindre des performances encore bien supérieures en utilisant des cibles solides. L'intérêt d'une cible solide réside dans la densité d'ions lasants qui est beaucoup plus élevée que pour une cible gazeuse. Nos calculs montrent que l'on devrait produire des lasers X injectés d'environ 1mJ par impulsion de 100 fs de durée. Une fois focalisé ce faisceau devrait produire des éclaircissements de l'ordre de 10^{19} - 10^{20} Wcm^{-2} .

Bibliographie

- [1] Kazamias, S. et al., Phys. Rev. Lett., 90, 193901 (2003).
- [2] Sebban, S. et al, Phys. Rev. Lett., 89, 253901 (2002).
- [3] Lee, D.G., Park, J.J., Sung J.H., and Nam, C.H., Opt. Lett, 28, 6, 480 (2003).
- [4] Le Pape, et al, Eur. Phys. J. AP, **20**, 197 (2002).