

Laser X-UV en schéma collisionnel OFI à 41,8 nm créé dans des tubes capillaires

G. Vieux¹, B. Cros¹, G. Maynard¹, T. Mocek², I. Bettaibi³, M. Farinet¹, J. Dubau⁴ et S. Sebban³

¹ LPGP, UMR 8578 CNRS, Université Paris-Sud, Bât. 210, 91405 Orsay Cedex, France

² PALS, Department of X-ray Lasers, Na Slovance 2, 18221 Prague, Czech Republic

³ LOA, UMR 7639, CNRS–ENSTA, École Polytechnique, Chemin de la Hunière, 91761 Palaiseau Cedex, France

⁴ LIXAM, UMR 8624, CNRS, Université Paris-Sud, Bât. 350, 91405 Orsay Cedex, France

Résumé. Nous présentons les résultats expérimentaux et théoriques obtenus sur le laser X-UV à 41,8 nm créé en schéma collisionnel à ionisation par champ optique dans des tubes capillaires. Une étude détaillée a été menée dans le but de comprendre les effets liés au guidage. Le plasma amplificateur est créé dans un tube capillaire de quelques cm de long. L'émission X-UV maximum est obtenue en fonctionnant en régime de guidage multimode dans un tube capillaire de 25 mm de long. Le signal X-UV mesuré est 3 fois plus élevé que celui observé dans une cellule de gaz et la divergence du faisceau est réduite d'un facteur 3. Un code numérique, baptisé COFIXE, est en développement pour calculer le signal X-UV émis par le plasma amplificateur. Il inclut le calcul de la propagation du faisceau pompe, de l'état du plasma juste après l'interaction avec le faisceau pompe, le calcul de l'évolution des propriétés locales du plasma pendant les quelques ps suivantes ainsi que le calcul de l'amplification et du transport de l'émission X-UV. Un très bon accord a été obtenu entre les résultats expérimentaux et les résultats théoriques pour plusieurs caractéristiques telles la divergence du faisceau, la corrélation entre la transmission du faisceau pompe guidé et l'énergie du signal X-UV, ainsi que l'amélioration apportée par le guidage.

1. INTRODUCTION

La production de rayonnement laser X-UV basée sur l'ionisation par champ optique (OFI) est un schéma prometteur pour le développement de sources X-UV compactes, cohérentes et à taux de répétition élevé. Un tel schéma laser repose sur la création d'une inversion de population dans un gaz ionisé par un faisceau laser pompe de haute intensité, de courte durée et polarisé circulairement. Le degré d'ionisation du plasma et la distribution en énergie des électrons sont contrôlés par les paramètres du faisceau pompe. Ce schéma permet d'obtenir des émissions laser à des longueurs d'onde inférieures à 50 nm. La démonstration d'une raie lasante à 41,8 nm dans le Xe⁸⁺ en utilisant un schéma par pompage collisionnel a marqué une avancée significative dans ce domaine [1]. Un tel système repose sur l'excitation collisionnelle électronique de gaz ionisés 8 fois par champ optique, nécessitant des intensités laser de 10¹⁶ à 10¹⁷ W/cm². Récemment, la saturation de l'amplification de la raie à 41,8 nm du Xe⁸⁺ a été observée [2-4], et le schéma OFI a été étendu au Kr⁸⁺ avec l'obtention d'une raie lasante à 32,8 nm [5].

Dans ces travaux un plasma sous-dense ($\sim 10^{18}$ cm⁻³) a été créé dans des cellules de gaz sur des distances de l'ordre de quelques longueurs de Rayleigh. Un faisceau pompe circulairement polarisé d'intensité $1-5 \times 10^{17}$ Wcm⁻² a été utilisé pour obtenir par OFI le degré d'ionisation requis de l'espèce ionique. La polarisation circulaire permet la création d'une population d'électrons libres énergétiques qui par collisions avec les électrons liés va permettre le peuplement des états excités des ions Xe⁸⁺ ou Kr⁸⁺. Une limitation de ce schéma est la courte longueur sur laquelle est produit le milieu amplificateur, typiquement quelques mm. Pour allonger la longueur du milieu de gain il est nécessaire de développer une technique de guidage pour confiner l'énergie laser sur de longues distances (quelques cm).

L'interaction peut ainsi être réalisée avec un volume de plasma plus important, résultant en une augmentation de l'émission X-UV.

Récemment, l'amélioration du signal X-UV a été observée en utilisant 2 techniques de guidage: le canal à plasma créé par décharge capillaire [6] et le tube capillaire diélectrique [7]. Dans le premier schéma, un capillaire de quelques cm de long est rempli d'hydrogène ionisé par décharge. Un plasma est formé avec une densité électronique radiale parabolique, structure qui permet le guidage d'une impulsion laser. Un couplage efficace du faisceau laser au mode fondamental du guide d'onde est obtenu lorsque le rayon du faisceau est adapté au rayon du canal à plasma. Un tel canal peut ensuite être dopé avec du xénon, et il a été démontré que dans les conditions de guidage monomode, un milieu lasant était créé le long des 30 mm du tube capillaire avec une augmentation de l'énergie X-UV de sortie [8,9]. La deuxième méthode emploie un tube capillaire creux avec une paroi diélectrique dans lequel le faisceau laser est guidé par réflexions à incidence rasante sur la paroi du tube. Des expériences préliminaires [4] ont démontré la possibilité d'augmenter de manière significative l'amplitude du signal X-UV émis en utilisant des tubes de 15 mm de long.

Dans cet article, nous présentons une étude expérimentale détaillée ainsi que des résultats théoriques sur le laser OFI X-UV à 41,8 nm créé dans des tubes capillaires. Une étude expérimentale extensive a été menée dans le but de comprendre les effets propres au guidage dans cette configuration. Le plasma a été créé à l'intérieur d'un tube capillaire de quelques cm de long, et une émission X-UV maximum est obtenue en opérant en régime multimode avec un signal optimisé pour une longueur de capillaire de 25 mm. Une énergie 3 fois supérieure à celle obtenue dans une cellule de gaz a été mesurée, ainsi qu'une réduction de la divergence d'un facteur 3.

Le reste de l'article est organisé comme suit: la 2^{ème} partie présente les résultats montrant la dépendance du signal X-UV en fonction de la pression du gaz et de la longueur du tube capillaire. Plus particulièrement, une comparaison entre les caractéristiques des faisceaux X-UV produits en cellules de gaz et en tubes capillaires est présentée. Les résultats de simulation sont discutés en regard des résultats expérimentaux dans la 3^{ème} partie.

2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

2.1 Dispositif expérimental

L'expérience a été conduite au Laboratoire d'Optique Appliquée avec le système laser de la salle jaune. Ce système laser Ti:Sa centré à une longueur d'onde de 820 nm délivre sur cible une énergie de l'ordre de 1 J par impulsion avec une durée de 40 fs. Le schéma expérimental est représenté sur la Figure (1).

Une lame quart d'onde est utilisée après compression pour changer la polarisation du faisceau. Le faisceau est focalisé à un rayon (à $1/e^2$ de l'intensité) $w_0 = 25\text{-}30\ \mu\text{m}$ par un miroir sphérique sur axe d'une longueur focale de 2 m. Une intensité maximum entre $(0,5 - 1) \times 10^{18}\ \text{W/cm}^2$ est obtenue. Le tube capillaire est monté sur un support motorisé à 5 degrés de liberté (3 translations et 2 rotations) qui permet le micro-positionnement du plan d'entrée du tube capillaire sur l'axe et dans le plan focal du faisceau laser. Un pourcent du faisceau transmis est réfléchi par 2 lames de verre successives puis envoyé sur un diagnostic optique. Un doublet utilisé à $f/10$ image le plan focal ou le plan de sortie du tube capillaire sur une caméra CCD 16 bits équipée d'un objectif de microscope, avec une résolution de $1\ \mu\text{m}$ par pixel. Un trou de 5 mm de diamètre est percé au centre de la première lame de verre pour permettre la transmission du rayonnement X-UV jusqu'aux diagnostics X-UV. Un spectromètre à réseau en transmission localisé à 2 m du plan focal est utilisé pour l'analyse spectrale de l'émission dans le domaine $0 - 50\ \text{nm}$, avec une résolution de $4,5 \times 10^{-2}\ \text{nm}$. Un miroir avec un revêtement Mo:B₄C:Si réfléchissant quelques pourcents à 45° pour la raie à 41,8 nm est mis dans le trajet du faisceau pour dévier le faisceau X-UV sur une caméra CCD 16 bits pour la mesure du profil en champ lointain. 2 feuilles d'aluminium d'épaisseur $0,25\ \mu\text{m}$ sont utilisées pour absorber l'énergie du

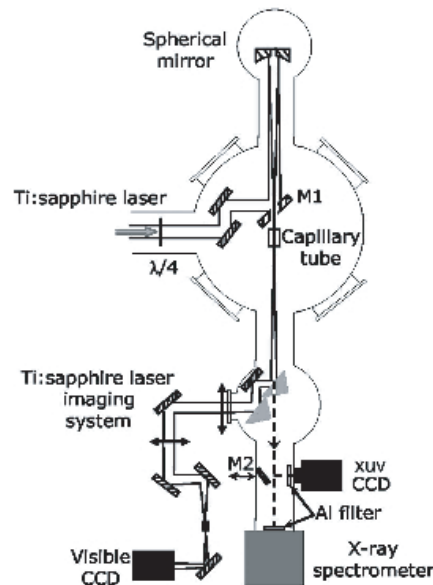


Figure 1. Dispositif expérimental.

faisceau infrarouge. Le tube capillaire en verre possède un diamètre intérieur de $305 \pm 10 \mu\text{m}$ pour un diamètre extérieur de 2,6 mm. Deux fentes usinées à 3 mm des extrémités du tube permettent l'injection du gaz à l'intérieur du tube. Le capillaire est placé à l'intérieur d'une cellule hermétique remplie de gaz. Ainsi les seules fuites de gaz à l'intérieur de l'enceinte se produisent à travers les extrémités du tube.

Pour déterminer les effets propres au guidage, la cellule a aussi été utilisée sans tube capillaire: les bords de la cellule étaient alors fermés par de fines fenêtres en verre dans lesquelles des orifices étaient usinés par le faisceau infrarouge. Des tubes capillaires et cellules de longueurs variables comprises entre 16 et 56 mm ont été utilisés.

2.2 Propriétés du faisceau infrarouge au voisinage du plan focal

Un miroir adaptatif a été utilisé après compression pour corriger le front de phase du faisceau infrarouge. La correction affecte une importante région au voisinage du plan focal et induit des changements significatifs en comparaison avec la répartition d'énergie d'un faisceau gaussien sur une distance de quelques cm autour du plan focal le long de l'axe de propagation du faisceau. L'intensité utilisée dans cette expérience est plus de 10 fois supérieure à l'intensité nécessaire pour ioniser 8 fois le xénon. On s'attend à un volume important de plasma où les ions Xe^{8+} sont produits, et dépendant de la répartition d'énergie du faisceau IR. La tache focale a été mesurée à haute énergie. La Figure (2a) représente une image typique, dans le vide, du faisceau IR dans le plan focal, et le profil radial moyen correspondant est illustré par la Figure (2b). La ligne pointillée représente une fonction gaussienne double qui s'ajuste étroitement au profil expérimental jusqu'à un rayon de $60 \mu\text{m}$. La première gaussienne est caractérisée par un rayon de $30 \mu\text{m}$ et contient 28% de l'énergie collectée. Avec cette approximation l'intensité maximum pour ce tir est $\sim 5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$. Pour toutes les données présentées dans cet article, l'intensité maximum était comprise entre $5\text{-}10 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$.

La répartition d'énergie a aussi été mesurée dans différents plans autour du plan focal: jusqu'à 1 cm après le plan focal, le rayon du faisceau contenant jusqu'à 50% de l'énergie diverge comme un faisceau gaussien avec une longueur de Rayleigh $z_R \sim 3 \text{ mm}$. Au-delà, le faisceau devient annulaire.

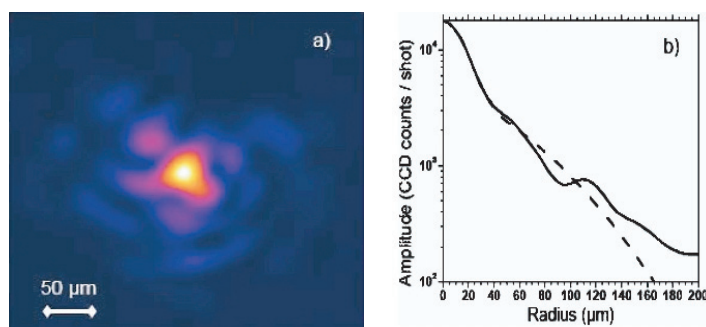


Figure 2. (a) Image de l'intensité IR dans le plan focal mesurée dans le vide. (b) Profil radial moyen correspondant (ligne continue) et fit avec une double gaussienne (ligne pointillée).

2.3 Caractérisation du faisceau X-UV

Dans le but d'évaluer les effets du guidage sur le faisceau X-UV observé, des mesures identiques ont été effectuées avec et sans guide d'onde, en utilisant une cellule de gaz de longueur identique au capillaire.

2.3.1 Observation du signal X-UV

Le signal X-UV en sortie de la cellule de gaz a été mesuré en fonction de la polarisation du faisceau IR incident en tournant une lame quart d'onde. Il a été vérifié que le signal maximum observé en sortie de capillaire et en sortie de cellule de gaz étaient obtenus pour la même position de la lame quart d'onde.

L'amplitude du signal X-UV est maximum lorsque la position du plan focal du faisceau IR dans le vide est située après le plan d'entrée de la cible. Dans les conditions expérimentales, la distance optimum entre le plan d'entrée de la cible et le plan focal du laser était de 8 mm pour la cellule de gaz et de 3 mm pour le capillaire. La Figure (3) représente deux spectres enregistrés pour une cellule de gaz de longueur 25 mm [Figure (3a)] et un tube capillaire de 25 mm de long [Figure (3b)], pour une pression de xénon de 11 mbar.

Un fort signal laser à 41,8 nm est observé pour la cellule de gaz et le tube capillaire. Le signal X-UV enregistré en sortie du tube capillaire est 14,5 fois plus important que celui obtenu en cellule de gaz.

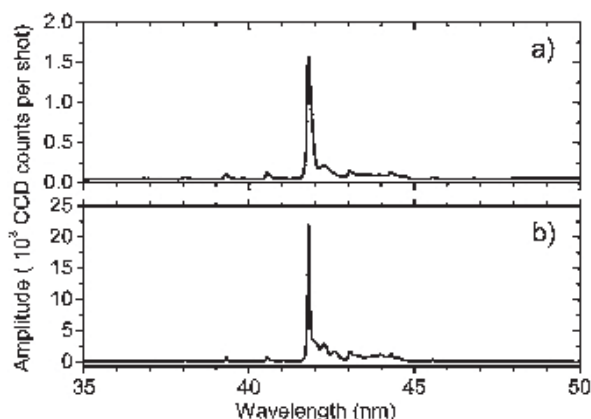


Figure 3. Spectre à 41,8 nm obtenu dans le xénon pour une pression de 11 mbar (a) pour une cellule de gaz de 25 mm et (b) pour un tube capillaire de 25 mm.

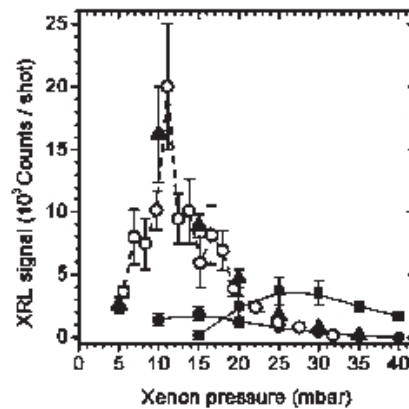


Figure 4. Amplitude du signal X-UV en fonction de la pression de xénon pour une cellule de 16 mm (carrés), tubes capillaires de 16 mm (ronds), 25 mm (cercles), 30 mm (triangles).

2.3.2 Dépendance en pression

Une étude détaillée de la dépendance de l'amplitude du signal X-UV en fonction de la pression de xénon a été menée. La Figure (4) illustre les résultats expérimentaux obtenus pour une cellule de gaz de 16 mm (carrés), un tube capillaire de même longueur (ronds), un tube capillaire de 25 mm de long (cercles) et un tube capillaire de 30 mm de long (triangles). Chaque point est une valeur moyenne de 3 tirs. Le rayonnement X-UV émis par les tubes capillaires a une amplitude maximum pour une pression comprise dans l'intervalle 10 – 15 mbar, alors qu'à l'intérieur de la cellule de gaz l'amplitude maximum est obtenue pour une pression plus élevée, de 25 mbar.

2.3.3 Dépendance en longueur

La Figure (5) représente l'amplitude du signal X-UV en fonction de la longueur de la cible pour les tubes capillaires (ronds) et pour les cellules de gaz (carrés) remplis de xénon avec dans chaque cas une pression correspondant à l'optimum, i.e. 10 – 15 mbar pour le capillaire et 25 mbar pour la cellule. Les

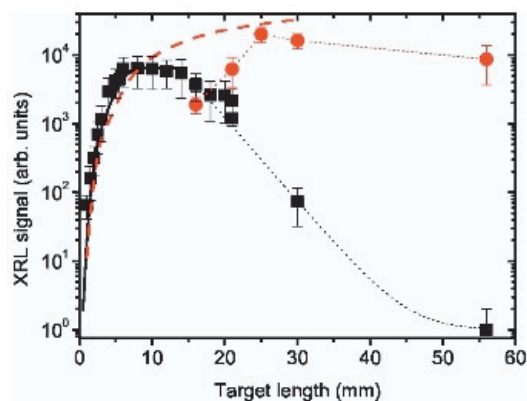


Figure 5. Amplitude du signal X-UV en fonction de la longueur de la cible: cellule avec une pression de 25 mbar (carrés), tube capillaire avec une pression de 10 mbar (ronds). Courbes théoriques pour la cellule de gaz (trait plein), tube capillaire (trait pointillé).

lignes en pointillé ne sont qu'un guide pour les yeux alors que la ligne pleine (tirets) est le résultat de simulation pour la cellule (capillaire) obtenu avec le code COFIXE. Une cellule avec une longueur variable a été utilisée permettant une variation fine de la longueur de 1 à 21 mm.

Les Figures (4) et (5) montrent que le signal X-UV maximum est obtenu en sortie d'un tube capillaire de 25 mm de long pour une pression de 11 mbar. Le signal est 75 fois plus fort que le signal émis par une cellule de gaz de longueur identique. Le signal X-UV émis dans les tubes capillaires reste élevé dans l'intervalle des longueurs étudiées, avec un maximum pour une longueur 25 – 30 mm. L'amplitude est divisée par 2 lorsque la longueur passe de 25 à 56 mm. La croissance rapide du signal pour de petites longueurs de cellule est exponentielle avec un facteur de gain $G = 28 \pm 2 \text{ cm}^{-1}$. Le signal sature ensuite et atteint un plateau suivi d'une chute exponentielle donnée par $e^{-\alpha(L-13,4)}$ avec $\alpha = 2,8 \text{ cm}^{-1}$.

Le signal optimisé à la sortie du capillaire de 25 mm est 3 fois plus élevé que le signal en sortie d'une cellule de gaz de 8 mm remplie avec une pression de 25 mbar de xénon, pression permettant d'obtenir une amplitude maximum dans le cas sans guidage. Lorsque la longueur du tube est allongée au delà de 30 mm et la longueur de la cellule au delà de 16 mm, l'émission X-UV décroît rapidement montrant une forte absorption de la raie laser à 41,8 nm dans le plasma de Xe, lorsque la charge moyenne des atomes de Xe devient inférieure à 8.

2.3.4 Corrélation entre le guidage et l'émission X-UV

Pour comprendre l'importance des conditions de propagation du faisceau IR sur la génération de rayonnement X-UV, les propriétés du faisceau IR ont été mesurées dans le vide et en présence de xénon.

La transmission du faisceau IR et sa relation à l'émission X-UV ont été étudiées en détail pour un tube capillaire de 30 mm de long. Pour un même tir la transmission du faisceau IR a été mesurée ainsi que l'amplitude de l'émission X-UV en fonction de la pression de xénon. Les résultats sont représentés sur la Figure (6). La transmission du faisceau IR est de l'ordre de 90-95% dans le vide. Avec l'augmentation de la pression de Xe, la transmission de l'énergie IR décroît doucement jusqu'à 60%, puis de manière plus rapide pour des pressions supérieures à 10 mbar. L'émission X-UV augmente rapidement pour des pressions allant jusqu'à 10 mbar, où un maximum est atteint. Le signal décroît ensuite lentement. L'optimum du signal X-UV est obtenu à une pression pour laquelle la transmission IR reste élevée. Pour des pressions supérieures à 10 mbar, l'énergie X-UV de sortie décroît de manière similaire à la transmission IR.

A cause de la forte chute de l'efficacité du guidage pour des pressions supérieures à 10 mbar, la valeur de pression optimum dans le capillaire est inférieure à celle de la cellule de gaz, comme observé Figure (4).

2.3.5 Empreintes du faisceau X-UV en champ lointain

La Figure (7) représente une empreinte du faisceau X-UV en champ lointain mesurée à la sortie d'une cellule de 8 mm de long pour une pression de Xe de 25 mbar [Figure (7a)] et à la sortie d'un capillaire de longueur 25 mm et une pression de 11 mbar [Figure (7b)]. La caractéristique principale est la réduction de la divergence d'un facteur >2 . La mesure de divergence passant d'une valeur de 12,5 mrad à la sortie de la cellule à une valeur de 5,5 mrad en sortie de capillaire. De plus, les 2 empreintes possèdent une structure fine qui indique que la source X-UV a une haute cohérence longitudinale (temporelle) mais une faible cohérence transverse (spatiale).

3. RÉSULTATS NUMÉRIQUES ET DISCUSSION

Un code numérique nommé COFIXE [10] a été développé pour calculer le signal X-UV émis par une source plasma. Ce code inclut le calcul de la propagation du faisceau pompe, la détermination de l'état

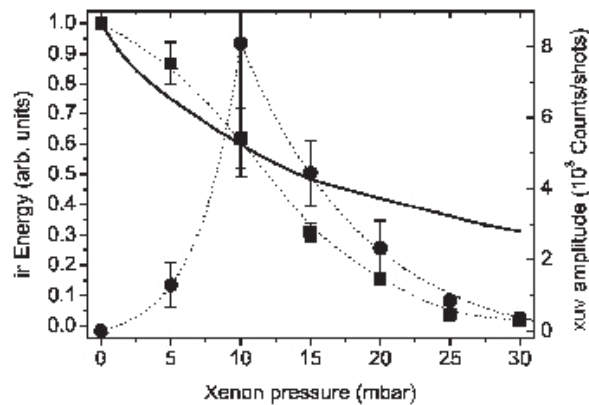


Figure 6. Transmission du faisceau IR (carrés) et amplitude du signal X-UV (ronds) en fonction de la pression de xénon. Résultat théorique (ligne pleine) pour la transmission du faisceau IR en considérant une paroi froide et non ionisée.

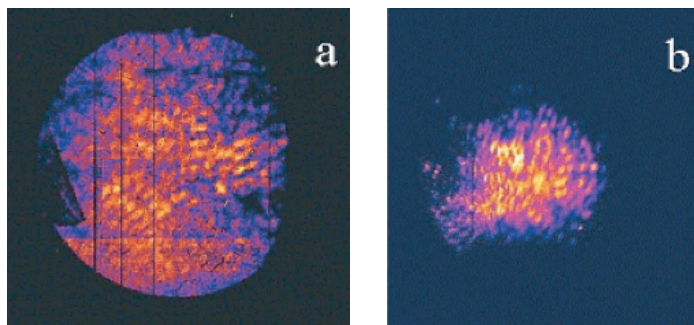


Figure 7. Empreintes en champ lointain à la sortie (a) d'une cellule de 8 mm de long à une pression de 25 mbar et (b) un tube capillaire de 25 mm de long à une pression de 11 mbar.

du plasma juste après l'interaction avec le faisceau IR, le calcul de l'évolution des propriétés locales du plasma pendant les quelques picosecondes qui suivent, ainsi que le calcul de l'amplification et le transport de l'émission X-UV.

Le code COFIXE a été utilisé avec les paramètres de l'expérience présentée dans la section précédente. Le faisceau IR, circulairement polarisé, centré autour de 820 nm, a une intensité maximum dans le vide de $5,1 \times 10^{17}$ W/cm² et un profil radial dans le plan focal donné par une fonction gaussienne double représentée sur la Figure (2b). La durée de l'impulsion est 40 fs (FWHM). Les plans focaux sont choisis aux positions optimums observées expérimentalement: à 8 mm de l'entrée de la cellule de gaz et à 3 mm de l'entrée du capillaire. Dans le cas du tube capillaire, des conditions aux limites spécifiques sont prises en compte à l'entrée du tube ainsi qu'à la paroi du capillaire pour calculer la réflexion pendant la propagation à l'intérieur du tube.

3.1 Carte des états d'ionisation

La Figure (8) représente la carte des états d'ionisation moyens des ions Xe dans le cas d'une cellule de gaz pour une pression de 25 mbar [Figure (8a)] et dans le cas d'un tube capillaire pour une pression de 10 mbar [Figure (8b)]. 4 régions peuvent être distinguées sur ces figures.

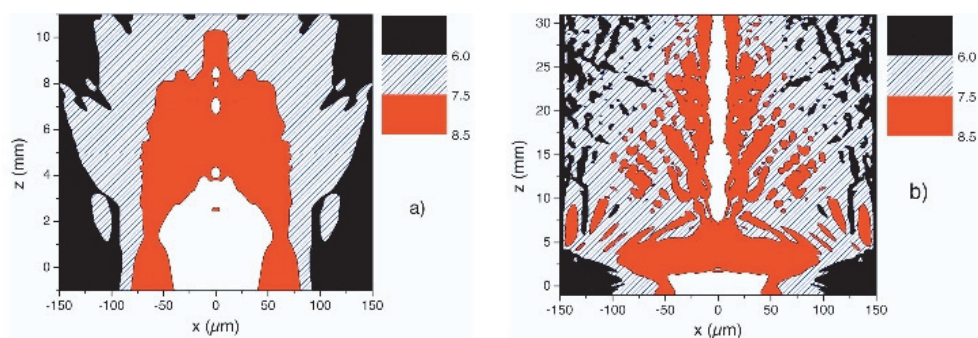


Figure 8. Carte des états d'ionisation moyens d'un plasma de Xe créé par OFI (a) dans une cellule de gaz de 10 mm de long et (b) dans un tube capillaire de longueur 3 cm et de rayon $150 \mu\text{m}$.

La première région (zone en blanc) correspond à une région où l'état d'ionisation est supérieur à 8, correspondant à des intensités maximums supérieures à $8 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Le taux de recombinaison étant trop faible pour que ce processus joue un rôle pendant les quelques ps de l'amplification X-UV, cette région ne contribue pas au signal X-UV. La seconde région (zone rouge) correspond à une zone où les intensités maximales sont comprises entre $1,8 \times 10^{16}$ et $8 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Pour cet intervalle d'intensités l'état d'ionisation dominant créé par OFI est le Xe^{8+} . Cette région peut contribuer à l'émission X-UV par pompage du niveau fondamental au niveau excité par collisions électroniques. Dans la troisième région (zone hachurée) des ions Xe^{6+} et Xe^{7+} sont principalement produits. Ces 2 types d'ions peuvent contribuer à l'émission X-UV dans le cas d'une ionisation ultérieure et d'une excitation par collisions électroniques ou absorption de photons pour une durée suffisamment courte. Dans l'état actuel du développement du code atomique, seuls les ions dans l'état fondamental et les ions lasants sont pris en compte et l'excitation par transfert radiatif n'est pas considérée. Ainsi, dans les simulations ces deux types d'ions ne fournissent qu'une faible contribution à l'amplification du signal X-UV. La dernière région (zone noire) correspond aux ions dans un état de charge faible qui ne participent pas à l'amplification du signal X-UV, mais au contraire peuvent absorber des photons X, conduisant à une réduction du signal.

L'amplification de l'émission X-UV peut intervenir sur plusieurs mm dans une cellule de gaz et sur toute la longueur (plusieurs cm) dans un tube capillaire, les effets de la réflexion sur la paroi étant clairement montrés.

3.2 Amplitude du signal X-UV

La Figure (9) présente les résultats numériques de l'énergie X-UV émise par un plasma dans une cellule de gaz [Figure (9a)] et dans un tube capillaire [Figure (9b)] en fonction de la longueur de la cible et pour différentes pressions de Xe. Toutes les courbes montrent des caractéristiques communes: une croissance exponentielle pour des longueurs de cible de l'ordre de quelques mm, suivie par une croissance linéaire et la saturation. Pour des longueurs de cible supérieures à quelques mm, la croissance quasi linéaire du signal avec la longueur de la cible indique que l'amplification a atteint le régime de saturation. L'amplification de l'émission X-UV s'arrête lorsqu'il n'y a plus de plasma amplificateur: à cause de la défocalisation induite par le gradient de densité des électrons libres la croissance s'interrompt pour de plus petites longueurs de propagation lorsque la pression est augmentée. Comme le montre la Figure (9), le régime quasi linéaire est plus prononcé pour de basses pressions et lorsque le guidage est utilisé. Le régime de guidage est plus efficace à basses pressions pour lesquelles la longueur du plasma à l'intérieur du capillaire est multipliée par un facteur supérieur à 2 comparé à la cellule de gaz.

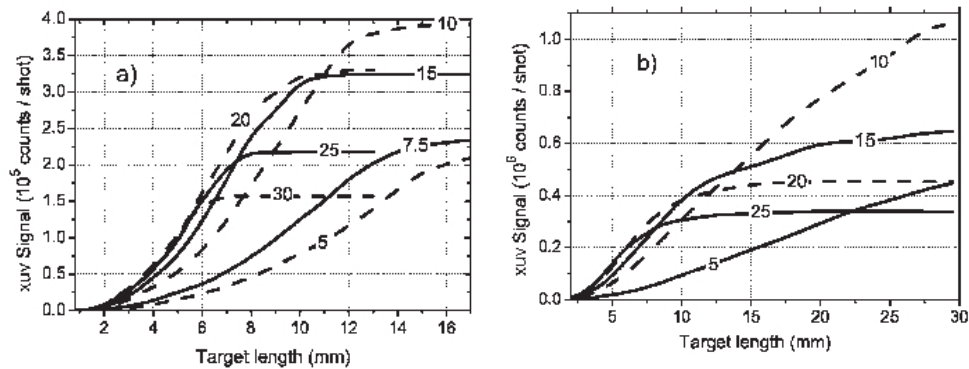


Figure 9. Résultats numériques de l'énergie X-UV émise par un plasma dans une cellule de gaz (a) et dans un tube capillaire (b) en fonction de la longueur de la cible.

3.3 Dépendance en longueur

Les résultats de simulation montrant la variation du signal X-UV en fonction de la longueur de la cible sont représentés Figure (5) (lignes pleine et pointillée). Les données numériques ont été ajustées de manière à reproduire la valeur maximum du signal expérimental obtenu dans la cellule de gaz de longueur 8 mm. La courbe théorique reproduit parfaitement les données expérimentales pour la cellule de gaz, décrivant la même croissance exponentielle jusqu'à la saturation. Comme le montrent les Figures (8a) et (9a), la simulation prédit une longueur de plasma amplificateur de 8 mm dans une cellule de gaz à une pression de 25 mbar, en accord avec les résultats expérimentaux présentés Figure (5). Les effets de l'absorption n'ont pas encore été inclus dans le code, ce qui explique que les données théoriques ne couvrent pas tout le domaine des données expérimentales.

3.4 Empreintes de faisceaux en champ lointain

L'empreinte du faisceau en champ lointain nous donne des informations sur quasiment toute l'énergie X-UV émise par une source plasma. La forte amélioration de la qualité du faisceau observée expérimentalement est correctement reproduite par la simulation qui prédit une divergence de 17 mrad pour la cellule de gaz et de 4,6 mrad pour le tube capillaire, comparable aux 12,5 mrad et 5,5 mrad mesurées.

3.5 Dépendance en pression

Les résultats numériques de la variation du signal X-UV en fonction de la pression de la cible sont représentés sur la Figure (10) pour (a) des cellules de gaz de longueurs 4 mm (cercles), 8 mm (triangles), 16 mm (carrés) et (b) des tubes capillaires de longueurs 16 mm (carrés), 25 mm (triangles), 30 mm (étoiles). Sur ces figures ont été ajoutés des résultats expérimentaux déjà présentés sur la Figure (4) [carrés noirs sur la Figure (10a) pour une cellule de 16 mm de long et triangles noirs sur la Figure (10b) pour un tube capillaire de 25 mm de long.]

En accord avec la Figure (9), les résultats de simulation illustrés sur la Figure (10), montrent un signal X-UV maximum décalé vers les plus basses pressions lorsque la longueur de la cible est augmentée. Les résultats expérimentaux représentés sur la Figure (4) pour le tube capillaire montrent le même comportement lorsque la longueur du tube est allongée de 16 à 25 mm. La différence principale entre la cellule de gaz et le tube capillaire est la présence dans le cas du capillaire d'un pic étroit centré autour de 10 mbar observé sur les résultats expérimentaux et théoriques pour des longueurs de 25 et

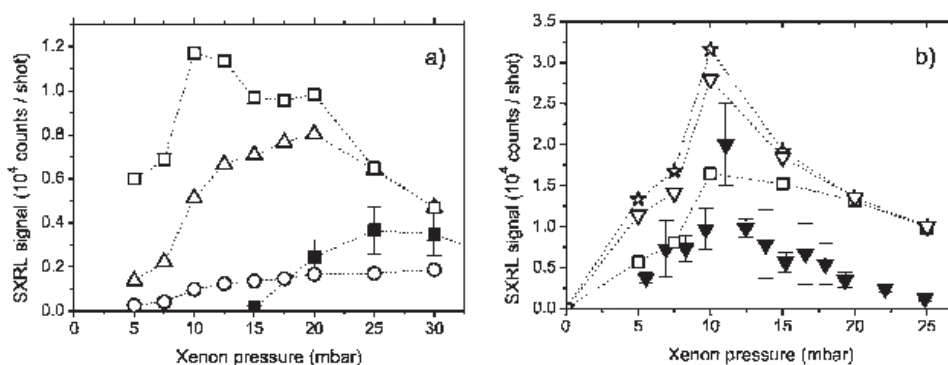


Figure 10. Résultats de simulation de l'émission X-UV en fonction de la variation de pression pour (a) une cellule de gaz de longueur 4 mm (cercles), 8 mm (triangles), 16 mm (carrés), et pour (b) un tube capillaire de longueur 16 mm (carrés), 25 mm (triangles), 30 mm (étoiles); résultats expérimentaux pour (a) une cellule de 16 mm (carrés noirs), (b) un tube capillaire de 25 mm (triangles noirs).

30 mm. Pour une longueur de 16 mm, ce pic n'apparaît pas. Ce résultat attendu est la démonstration de l'importance du guidage, principalement lorsque la longueur de cible est grande.

Pour les cellules de gaz de longueur de 8 et 16 mm, les courbes théoriques ont une largeur à mi-hauteur de ~ 20 mbar, en bon accord avec l'expérience. Cependant le maximum atteint théoriquement augmente avec la longueur de la cellule alors que la valeur du maximum expérimental pour 16 mm est plus basse que la valeur [voir Figure (5)] obtenue pour 8 mm et 25 mbar. À haute pression, l'absorption, non incluse dans les simulations, peut réduire de manière significative le signal de sortie pour des longueurs importantes de cible. Cependant la différence entre les résultats expérimentaux et théoriques à basse pression peut seulement être expliquée par une surestimation du gain théorique à basse pression.

4. CONCLUSION

Nous avons présenté les résultats expérimentaux et théoriques pour une source laser émettant à 41,8 nm et créée par ionisation par champ optique d'un gaz de xénon contenu dans une cellule de gaz et un tube capillaire. Des longueurs de cible assez importantes pour observer le phénomène de réabsorption ont été utilisées, et la longueur optimum pour obtenir un signal X-UV maximum a été déterminée. Dans les cellules de gaz, sans guidage, le signal X-UV maximum a été mesuré à une pression de 25 mbar et pour une longueur de 6 – 8 mm. Il a été observé que l'augmentation de la longueur du plasma avec réduction de la pression du gaz ne peut pas compenser le fait que le gain local a sa valeur maximum à 20 – 25 mbar.

Dans le cas du tube capillaire, la situation est différente. Le guidage du faisceau pompe permet d'augmenter la longueur du milieu amplificateur d'un facteur 4 – 5 et d'augmenter l'énergie du signal X-UV d'environ le même facteur. Une forte corrélation entre l'efficacité du guidage de l'impulsion IR et l'énergie du signal X-UV émis a été observée. La forte chute de la transmission du faisceau pompe à haute pression induit un décalage, comparé au cas de la cellule, de la pression optimum vers les basses valeurs. Un pic étroit autour de 10 mbar a été observé. L'influence importante du guidage indique qu'une amélioration de l'émission X-UV est encore possible en améliorant l'efficacité du guidage à haute pression, par exemple, en utilisant un matériau différent pour la paroi du capillaire.

Un code numérique COFIXE a été développé. Il permet de calculer l'amplification et le transport de l'émission X-UV sur de longues distances et permet une comparaison quantitative directe avec les résultats expérimentaux. Un très bon accord entre expérience et théorie a été obtenu pour plusieurs

caractéristiques comme la divergence du faisceau, la corrélation entre la transmission du faisceau IR et l'énergie X-UV ainsi que l'amélioration apportée par le guidage.

Références

- [1] B.E. Lemoff et al., Phys. Rev. Lett. 74, 1574 (1995).
- [2] S. Sebban et al., Phys. Rev. Lett. 86, 3004 (2001).
- [3] S. Sebban et al., J. Opt. Soc. Am. B 20, 195 (2003).
- [4] T. Mocek et al., Phys. Rev. A 71, 013804 (2005).
- [5] S. Sebban et al., Phys. Rev. Lett. 89, 253901 (2002).
- [6] D. J. Spence et al., J. Opt. Soc. Am. B 20, 138 (2003).
- [7] F. Dorchies et al., Phys. Rev. Lett. 82, 4655 (1999).
- [8] A. Butler et al., Phys. Rev. Lett. 91, 205001 (2003).
- [9] A. Butler et al., Phys. Rev. A 70, 023821 (2004).
- [10] B. Cros et al., Phys. Rev. A 73, 033801 (2006).