

Caractérisation spectrale et temporelle de l'émission X issue de l'interaction laser-agrégats

C. Bonté¹, C. Fourment¹, M. Harmand¹, H. Jouin¹, S. Micheau¹,
O. Peyrusse¹, B. Pons¹, J.J. Santos¹ et F. Dorchies¹

¹ Centre Lasers Intenses et Applications (CELIA), 351 cours de la Libération,
33405 Talence Cedex, France

Résumé. Les agrégats de gaz rares constituent un état de la matière intermédiaire entre les cibles solides massives et les atomes en phase gazeuse. Il a été démontré que les agrégats irradiés sont sources d'ions, d'électrons, de neutrons ainsi que de rayonnement allant du visible aux X durs. Cette source peut-être produite avec un taux de répétition élevé et a l'avantage de ne pas produire de débris, dommageables pour les optiques notamment, et de présenter une très forte conversion de l'énergie laser incidente. Nous nous intéressons au rayonnement X particulièrement, en le caractérisant en intensité, spectre et durée, comme préalable à toute application de cette source X et comme moyen privilégié d'étude de la physique des plasmas nanométriques chauds et denses. En collaboration avec l'INRS-Énergie (Varenne, Qc, Canada), nous avons mis en œuvre une caméra à balayage de fente dont la résolution temporelle est de 800 fs rms. En focalisant des impulsions laser courtes (30 fs – 5 ps) et intenses (jusqu'à 10^{17} W/cm²) sur des agrégats d'argon dont le rayon varie de 15 à 30 nm, nous avons démontré que l'émission X dont l'énergie est supérieure à 2 keV est plus courte que 2 ps, limité par la résolution temporelle. En couplant la caméra à un cristal tronconique, dont la conception a été réalisée au LULI (Palaiseau, France), nous nous sommes intéressés au rayonnement de couche K dans la gamme 2,9 - 3,2 keV. Nous avons démontré que ce rayonnement a une durée inférieure à 3 ps (limite de la résolution temporelle), et que les raies étaient émises avec un écart relatif inférieur à 1 ps. Une simulation basée sur le modèle nano-plasma proposé par T. Ditmire et sur le code collisionnel-radiatif Transpec a été développée au CELIA. Les spectres X résolus en temps calculés reproduisent à la fois la brièveté d'émission du rayonnement X et les états de charge élevés observés.

1. INTRODUCTION

Avec l'avènement des impulsions laser brèves et intenses, de nouveaux procédés pour obtenir des plasmas chauds et denses sont en cours d'étude. L'intérêt pour étudier de telles sources de rayonnements X est double. D'une part, il s'agit d'étudier le rayonnement en vue d'obtenir de l'information sur la physique en jeu aux niveaux atteints de densité et de température électroniques, comme les degrés de charge ionique, les distributions en vitesse des électrons ou des ions, etc. D'autre part, une caractérisation exhaustive de ces sources est indispensable pour d'éventuelles applications. Dans ce contexte, il est nécessaire de caractériser temporellement et spectralement le rayonnement émis lors de l'interaction.

Parmi les différents types de cibles envisagés, de nombreuses études ont montré l'originalité du comportement des agrégats sous irradiation par un champ laser intense. L'absorption de l'énergie laser est très forte ($\sim 80\%$). La température électronique est très élevée (centaines d'eV à quelques keV). Il y a une forte émission de particules (ions multichargés et électrons énergétiques, voire neutrons pour des agrégats deutérés), ou bien encore de rayonnement de grande énergie (EUV et X) [1].

Les différentes études réalisées sur les agrégats sous champ laser intense semblent indiquer qu'ils sont de bons candidats pour constituer une source de rayonnement X intense. En revanche, la question de la durée du rayonnement reste entière. D'une part les modèles ne simulent pas le rayonnement X émis et ne proposent pas toujours de scénario en fonction du temps. D'autre part, deux équipes, qui ont réalisé des expériences avec une résolution temporelle poussée, ont obtenu des résultats contradictoires: Shiraishi *et al.* mesurent une durée de 100 ps, limitée par la résolution temporelle, pour l'émission de

xénon en couche M (~ 1 keV) [2], tandis que Larsson *et al.* mesurent une durée caractéristique de l'ordre de 3 ns, avec une résolution temporelle de l'ordre de 10 ps, pour les raies de couche K de l'argon (~ 3 keV) [3]. Malgré le nombre d'études réalisées, l'interaction laser intense-agrégat n'est pas encore bien comprise. Le manque de connaissance porte sur la dynamique de l'agrégal pendant l'interaction avec le champ laser intense, en particulier la dynamique de l'ionisation, conduisant à des états de charge élevés. L'étude du spectre du rayonnement X peut compléter de façon décisive les informations déjà obtenues. Le rayonnement X provient de la désexcitation d'états électroniques. Le spectre X est ainsi une source d'information sur la distribution de charge des ions. La résolution temporelle de ce spectre X est un moyen unique pour obtenir de l'information sur la dynamique de l'interaction laser intense-agrégats.

Dans cet article, nous présentons une étude du rayonnement X résolu en temps émis par des agrégats irradiés par un champ laser intense. Notre étude s'est concentrée sur des agrégats d'argon (rayon ~ 10 -30 nm) irradiés par une impulsion laser femtoseconde intense (éclairage crête $\sim 10^{15}$ - 10^{17} W/cm²). Une première étape a consisté à développer un système de détection rapide, basé sur l'emploi d'une caméra à balayage de fente. Les résultats de la caractérisation de la résolution temporelle sont présentés dans la section 2. L'emploi de la caméra à balayage de fente a permis dans une première mise en œuvre de mesurer la durée d'émission du rayonnement X. Une seconde mise en œuvre a permis de mesurer le signal émis avec la double résolution spectrale et temporelle. Enfin, une approche originale modélisant l'interaction est présentée en dernière partie, basée sur le modèle nanoplasma [4] et un code collisionnel-radiatif.

2. INSTRUMENTATION

2.1 Introduction

Pour obtenir de l'information sur la durée d'émission d'un rayonnement X, deux approches sont envisageables. Une méthode indirecte consiste à séparer le faisceau laser en deux sous-faisceaux, pour d'une part créer une source de rayonnement X, et d'autre part exciter un processus physique. La variation du délai temporel entre les deux sous-faisceaux permet d'obtenir le signal de corrélation entre la durée du rayonnement X étudié et la durée du processus physique employé. Cette technique a été mise à profit avec de nombreux processus physiques à l'échelle de temps sub-picoseconde [5-10] et des durées aussi brèves que quelques centaines de femtosecondes ont pu être estimées. En contrepartie, un montage spécifique doit être réalisé et il n'est permis de n'avoir de l'information que pour une longueur d'onde prédéterminée seulement.

Une méthode alternative consiste à mesurer directement un spectre avec un détecteur offrant une résolution temporelle. Dans un premier temps, un cristal permet de manière simple de résoudre spectralement une émission X. Dans un second temps, une caméra à balayage de fente (C.B.F.) permet de résoudre temporellement l'émission. Le fonctionnement d'une caméra à balayage de fente peut-être décomposé selon les étapes suivantes. Le rayonnement X est initialement converti en électrons au moyen d'une photocathode en entrée de la caméra à balayage de fente. Ces électrons sont extraits sur la face arrière de la photocathode en appliquant un champ électrique d'extraction important. Les électrons sont ensuite focalisés au moyen de lentilles électrostatiques sur un écran de phosphore situé en sortie de la caméra. Durant leur trajet, le paquet électronique est dispersé temporellement en appliquant un champ électrique transverse rapidement variable, selon un axe perpendiculaire à l'axe de propagation. L'information temporelle est alors obtenue le long de l'axe de ce champ électrique.

Des résolutions temporelles sub-picoseconde ont été obtenues par cette approche depuis une dizaine d'années par différentes équipes [11-13] et des valeurs proches de 250 fs sont les meilleures performances actuelles [14-15], le plus souvent au prix d'une détérioration significative du rapport signal sur bruit. Par ailleurs, le couplage d'une caméra à balayage de fente avec un cristal a été réalisé par quelques équipes [16-17]. La plupart des résultats présentés concernent des travaux obtenus pour un

seul tir, limitant le rapport signal sur bruit à un ratio de l'ordre de 10/1, principalement dû à l'effet de charge d'espace. Aussi, il s'agit d'une véritable gageure que d'obtenir un spectre avec un bon rapport signal sur bruit conjointement avec une résolution temporelle sub-picoseconde.

En cumulant le signal sur plusieurs tirs laser, on peut améliorer le rapport signal sur bruit [18]. Accumuler massivement le signal et diminuer le seuil de détection semble être une approche raisonnable pour obtenir un spectre résolu en temps avec une grande gamme dynamique. L'accumulation du signal induit cependant une limitation dans la résolution temporelle par un effet de gigue temporelle résiduelle ("jitter"), qui dépend principalement de la stabilité des impulsions laser. Pour limiter cette erraticité, on peut employer des commutateurs optiques [19] pour la déclenche des tensions de déflexion. En employant cette solution, nous avons dû procéder *in situ* à une caractérisation complète du système de détection, notamment en terme de résolution temporelle et spectrale, ainsi que de dynamique instrumentale.

2.2 Système de détection rapide

La figure 1 représente le dispositif de détection X ultra-rapide. La source de rayonnement X est le résultat de l'interaction entre une impulsion laser et la cible, comme des agrégats par exemple. Un cristal conique disperse le rayonnement en longueur d'onde avec une focalisation selon une ligne, dans un plan perpendiculaire à un rayon de l'enceinte expérimentale. Le choix des spécificités de ce cristal a été effectué au sein du laboratoire LULI en partenariat avec la société Crismatec. L'ajustement du spectre sur la fenêtre d'entrée de la caméra à balayage de fente est effectué au moyen de platines de translation motorisées, non représentées par souci de clarté de la figure. Les tensions de balayage sont déclenchées par des commutateurs optiques, en employant un signal optique issu de l'impulsion laser principale. En sortie de la caméra à balayage de fente, le signal est rendu plus intense par un amplificateur de luminescence (A.L. sur le schéma), et est alors détecté par une caméra CCD ("charge-coupled device").

La caractérisation complète de la caméra à balayage de fente a été réalisée sur l'installation laser Aurore du laboratoire CELIA, basée sur la technique Chirp Pulse Amplification et employant des cristaux Ti:Saphire [20]. Les impulsions sont délivrées avec un taux de répétition de 1 kHz, et une longueur d'onde centrée sur 805 nm. Nous avons utilisé jusqu'à 5 mJ d'énergie, avec des durées d'impulsion à mi-hauteur allant de 40 fs à quelques picosecondes.

Nous restreignons ici la présentation du système à la seule détermination de la résolution temporelle. Les résultats présentés ont été obtenus en employant une source UV, obtenue en triplant les impulsions laser en fréquence au moyen de cristaux non-linéaire en BBO. Le rayonnement UV est détecté par la caméra à balayage de fente en choisissant une photocathode en palladium en entrée de la caméra.

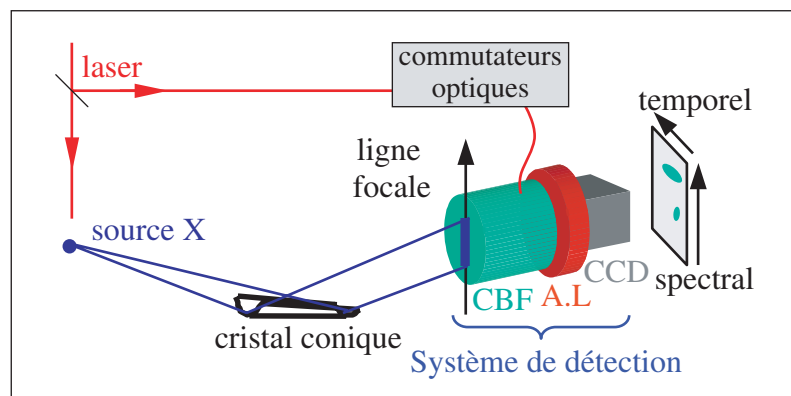


Figure 1. Schéma du dispositif de détection X ultra-rapide, couplé avec un cristal de Bragg.

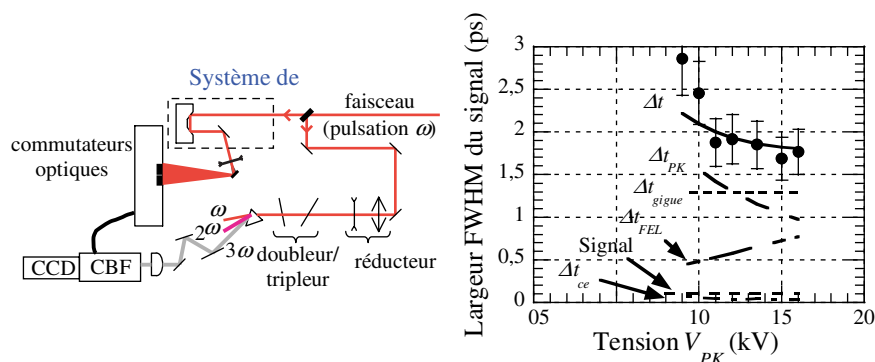


Figure 2. *Figure de gauche:* Schéma du dispositif utilisé pour la caractérisation de la caméra à balayage de fente à l'aide d'impulsions laser triplées en fréquence (3ω). *Figure de droite:* Largeur temporelle de la trace en fonction de la tension V_{PK} appliquée sur la photocathode, et détail des différentes contributions.

Le schéma du dispositif employé est présenté sur la figure 2 à gauche. Le faisceau laser est partagé en deux sous-faisceaux. L'un sert de signal de déclenche aux commutateurs optiques pour la déclenche des tensions de déflexions au sein de la caméra à balayage de fente. L'autre sous-faisceau est doublé et triplé en fréquence, puis les composantes correspondant à la longueur d'onde initiale (ω), doublée (2ω) et triplée (3ω) sont séparées au moyen d'un prisme. Le faisceau UV 3ω est alors focalisé en entrée de la caméra à balayage de fente par une lentille plano-cylindrique.

La résolution temporelle Δt de l'instrument dépend *a priori* de multiples facteurs. En les considérant indépendants les uns des autres, on peut les convoluer [21] de la manière suivante :

$$\Delta t^2 = \Delta t_{FEL}^2 + \Delta t_{PK}^2 + \Delta t_{ce}^2 + g\Delta t_{gigue}^2 \quad (1)$$

avec Δt_{FEL} la contribution due à la focalisation imparfaite du tube de la C.B.F. sur l'axe temporel, Δt_{PK} la contribution due à la dispersion énergétique initiale des électrons à la surface de la photocathode, Δt_{ce} la contribution due aux effets de charge d'espace lors du transport des électrons au sein de la caméra à balayage de fente, et Δt_{gigue} la contribution due à la gigue temporelle qui représente la variation tir à tir de la synchronisation du balayage temporel.

Les trois premières contributions sont liées intrinsèquement à la C.B.F. (*i.e.* la résolution temporelle en mode monocoup). La gigue temporelle n'existe en revanche qu'en mode récurrent et ne dépend que de la maîtrise du système de commande des rampes de tension. La contribution de chacune de ces composantes a été évaluée en fonction de la tension d'extraction en entrée de la caméra à balayage de fente. Ces contributions et leur convolution ainsi que les mesures de la largeur temporelle de la trace du signal 3ω résolu sont présentés en figure 2 à droite. Les composantes liées à la gigue temporelle et la dispersion des électrons au niveau de la photocathode sont obtenues par un ajustement sur les points expérimentaux. Nous nous rendons compte à l'aide de ce schéma que la contribution liée à la photocathode est inversement proportionnelle au champ d'extraction et est prépondérante pour les basses valeurs de tension appliquée sur la photocathode. En revanche, la contribution liée à la gigue temporelle est bien rendue compte par une valeur constante de $1,3 \pm 0,2$ ps FWHM pour des tensions d'extraction V_{PK} plus importantes. Au final, nous obtenons la résolution temporelle correspondant aux conditions d'utilisation de notre instrument ($V_{PK} = 15$ kV): $1,8 \pm 0,3$ ps FWHM. Ces mesures ont été effectuées sur des temps d'acquisition relativement courts (~ 1 s, soit 1000 tirs au kHz). Pour des temps beaucoup plus longs, la gigue intégrée se dégrade un peu suite à des fluctuations lentement variables dans le temps, amenant la résolution temporelle à des valeurs plus proches de 2 à 3 ps FWHM pour des acquisitions sur 15 mn. On pourra se référer à une étude approfondie du système de détection rapide et de la caméra à balayage de fente en particulier, présentée par ailleurs [22].

3. RÉSULTATS ET MODÉLISATION

3.1 Mesure de la durée de l'émission X

La première mise en œuvre de notre système de détection X ultra-rapide a consisté à mesurer la durée du rayonnement X émis lors de l'interaction entre une impulsion laser et des agrégats.

Une première étape a consisté à s'assurer que le signal mesuré était effectivement restreint au seul rayonnement X, en sélectionnant la partie la plus énergétique du rayonnement en appliquant un nombre suffisant de filtres. Pour cela, nous pouvons évaluer l'incidence de la composante basse énergie dans la mesure de la durée du rayonnement X comme suit. D'une part, le signal émis par des agrégats d'argon autour de 3 keV a été estimé à environ 10^8 photons par tir [23], pour des conditions d'éclairement de $1,6 \cdot 10^{16}$ W/cm² (correspondant à des impulsions de 3,0 mJ en énergie et de 500 fs en durée) sur des agrégats de taille typique de 35 nm, ce qui correspond à une efficacité de conversion de l'énergie laser de l'ordre de 10^{-5} . D'autre part, il a été mis en évidence [24] que le signal émis par des agrégats de xénon dans la gamme 70-250 eV avait une efficacité de conversion de l'énergie laser de près de 10^{-1} . Aussi, il est impératif que la transmission du/des filtre(s) appliqué(s) soit au moins supérieur d'un facteur 10^4 pour la gamme X par rapport à la gamme XUV.

Nous nous sommes assurés que l'application de quatre filtres composés chacun de $6,0 \mu\text{m}$ de mylar ($\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$) et de $0,3 \mu\text{m}$ d'aluminium permettait de ne mesurer que le rayonnement dont l'énergie est supérieure à 2 keV [22]. L'intensité du rayonnement dont l'énergie est supérieure à 2 keV en fonction du temps est représentée en figure 3. Les conditions expérimentales correspondent à une énergie sur cible de 1,6 mJ avec une durée d'impulsion de 700 fs à mi-hauteur, et une taille moyenne d'agrégat R_{agr} de 27,5 nm. Cette mesure démontre pour la première fois que le rayonnement X a une durée d'émission très brève, limitée par la résolution temporelle de l'instrument: 2 ps à mi-hauteur. Le signal est constitué d'un pic gaussien (fonction de réponse de l'appareil) et d'un éventuel épaulement aux temps longs. L'analyse indique que cet épaulement d'une durée de l'ordre de quelques picosecondes contiendrait de l'ordre de 5 % du signal détecté.

3.2 Mesure de spectres X résolus en temps

En insérant un cristal dans le dispositif expérimental, nous avons pu mesurer un spectre résolu en temps comme décrit en section 2. Nous pouvons préciser ici succinctement les corrections à apporter au signal tel qu'il est mesuré. Il faut corriger le signal d'une rotation (angle entre la caméra CCD et l'axe de la C.B.F.), des courbures statique et dynamique de l'image [22], de la dispersion temporelle du cristal

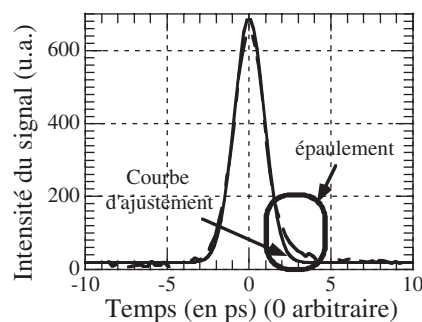


Figure 3. Évolution du signal mesuré en fonction du temps. En tirets: mesure. En trait plein: courbe d'ajustement gaussienne (correspondant à la fonction de réponse de la caméra à balayage de fente). Les conditions expérimentales correspondent à 1,6 mJ sur cible, 700 fs FWHM de durée laser en polarisation linéaire, et un rayon moyen des agrégats de 27,5 nm.

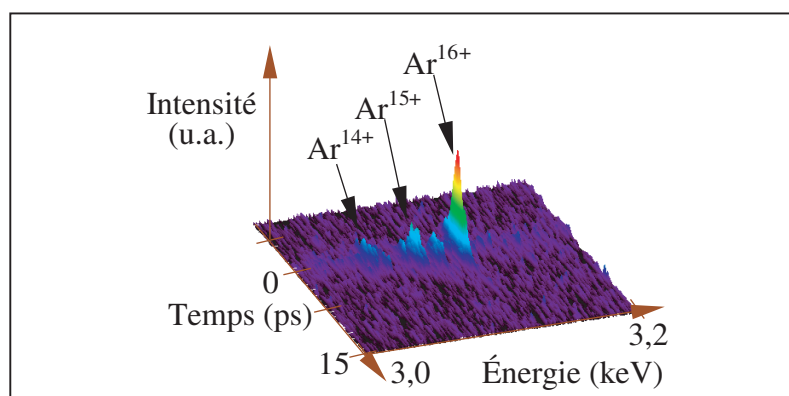


Figure 4. Spectre X de couche K mesuré par la C.B.F. Les conditions expérimentales sont de 3,5 mJ sur cible, avec une durée d’impulsion de 300 fs à mi-hauteur et un rayon moyen des agrégats R_{agr} de 27,5 nm. Le résultat présenté correspond à l’accumulation de 10 mesures de 900 s avec une cadence effective d’interaction de 40 Hz (360 000 tirs sur cible).

conique et enfin du décalage éventuel des images les unes par rapport aux autres pour un grand nombre de fichiers acquis.

Le spectre compris entre 3,0 et 3,2 keV du rayonnement émis lors de l’interaction laser-agrégat est présenté en figure 4 en fonction du temps. Les conditions expérimentales correspondent à une énergie sur cible de 3,5 mJ avec une durée d’impulsion de 300 fs à mi-hauteur et un rayon moyen d’agrégat de 27,5 nm. Ce résultat correspond à l’accumulation de 10 mesures de 900 s réalisées avec une cadence effective d’interaction de 40 Hz, soit près de 360 000 interactions. Le temps total de l’ensemble des mesures était de l’ordre de 3 heures pour le résultat présenté ici. Réaliser une sommation sur plusieurs mesures impose de s’assurer d’un excellent contrôle des conditions d’interaction et de vérifier la stabilité du système tout le long de chacune des mesures. De ces mesures, nous pouvons observer que la durée d’émission du rayonnement correspondant aux raies de couche K est inférieure à 3 ps, qui est ici la limite de résolution temporelle de notre système de détection. Egalement, nous pouvons observer que les différentes raies sont séparées par un intervalle temporel inférieur à une picoseconde, qui est la limite imposée par la méthode d’analyse des données. Autrement dit, l’état de charge moyen des ions d’argon constituant les agrégats passe de Ar^{13+} à Ar^{16+} en moins d’une picoseconde.

3.3 Modélisation

Pour rendre compte des états de charge anormalement élevés, différents modèles ont été avancés, comme le Coherent Electron Motion Model [25] ou l’Ionization Ignition Model [26]. Ces premières approches ne donnent cependant pas une description complète de l’interaction et ne proposent pas de scénario complet en fonction du temps. Outre les approches particulières ou de dynamique moléculaire [27-28] restreintes à des agrégats de taille modeste, ne correspondant pas à nos conditions expérimentales, un modèle dit “nanoplasma” présenté en 1996 par T. Ditmire [4] décrit de manière relativement complète l’interaction laser-agrégat. Cette approche considère l’agrégat comme une sphère diélectrique homogène, conduisant à une résonance pour l’absorption de l’énergie à une densité électronique n_e valant trois fois la densité critique n_c , où n_c est définie par $4\pi^2 c^2 m_e \epsilon_0 / (q_e \lambda)^2$ avec m_e la masse de l’électron, ϵ_0 la constante de permittivité du vide, c la vitesse de la lumière dans le vide, q_e la charge de l’électron et λ la longueur d’onde du laser. Ce modèle prend en compte l’ionisation par effet de champ ainsi que l’ionisation collisionnelle. L’absorption de l’énergie est réalisée par le chauffage des électrons par bremsstrahlung inverse. Si les électrons sont suffisamment énergétiques, ils peuvent quitter l’agrégat,

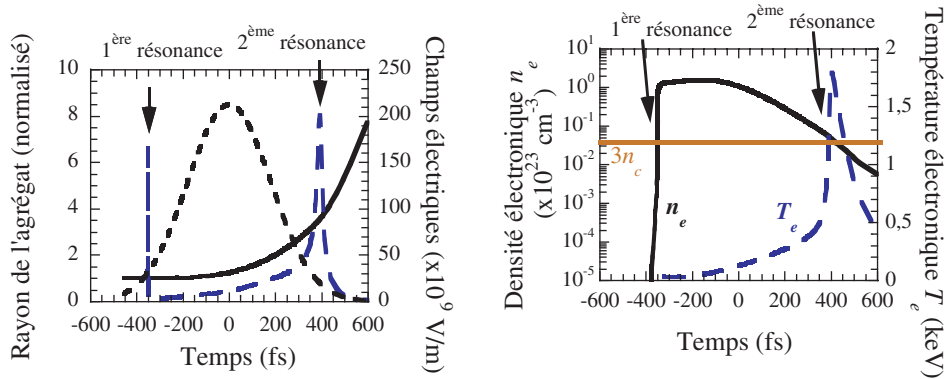


Figure 5. *Figure de gauche:* Profil du rayon de l'agrégat, des champs électriques interne et externe en fonction du temps, respectivement en trait plein, tirets longs et pointillés. *Figure de droite:* Densité électronique n_e et température électronique T_e en fonction du temps, respectivement en trait plein et tirets longs. L'éclairement crête est de 1.10^{16} W/cm 2 avec une durée d'impulsion laser à mi-hauteur de 300 fs et un rayon initial d'agrégat de 275 Å.

contribuant ainsi à une pression coulombienne au sein de l'agrégat. Cette pression, conjointement à la pression hydrodynamique permet de décrire l'évolution du rayon en fonction du temps.

Ce modèle a été repris au laboratoire et permet d'obtenir l'évolution de la densité électronique n_e ainsi que de la température électronique T_e en fonction du temps. Les figures 5 nous permettent d'élaborer un scénario de l'interaction. La figure 5 à gauche représente en fonction du temps l'évolution du rayon de l'agrégat (en trait plein, échelle de gauche) ainsi que des champs électriques laser externe et interne (respectivement en pointillés et tirets longs), pour un éclairement crête de 6.10^{15} W/cm 2 , une durée d'impulsion de 300 fs à mi-hauteur et un rayon initial d'agrégat de 275 Å. Le scénario de l'interaction peut se décomposer de la manière suivante :

- Aux premiers instants de l'interaction, le champ électrique au sein de l'agrégat s'identifie avec le champ laser, supposé de profil gaussien. L'ionisation par effet de champ permet alors de créer une population d'électrons au sein de l'agrégat. Ceci peut s'observer sur la figure 5 à droite. Cette figure représente en fonction du temps l'évolution de la densité électronique n_e et de la température électronique T_e (respectivement en trait plein et en tirets longs), pour les mêmes conditions d'interaction.
- On peut voir en effet aux premiers instants une brusque montée de la densité électronique, et son passage une première fois par la valeur $3n_c$, représentée également sur la figure, et cette première résonance correspond à un pic du champ électrique au sein de l'agrégat, avant que ce champ interne ne devienne pratiquement nul (à ~ -370 fs).
- La densité électronique continue de croître légèrement sous l'effet de l'ionisation collisionnelle avant de diminuer sous l'effet de l'accroissement du volume de l'agrégat. La densité électronique n_e passe alors une deuxième fois par la valeur $3n_c$.
- La résonance induit une brusque montée du champ électrique au sein de l'agrégat puis sa valeur s'identifie à nouveau au champ électrique extérieur. A cette seconde résonance, la température électronique T_e atteint sa valeur maximale.
- La pression hydrodynamique augmente ainsi brusquement, et conduit à l'explosion de l'agrégat, comme on peut voir avec l'évolution temporelle du rayon de l'agrégat.

La connaissance des paramètres hydrodynamique n_e et T_e en fonction du temps nous permettent de calculer le spectre d'émission au cours de l'interaction au moyen du code collisionnel-radiatif Transpec [29]. La figure 6 à gauche présente le spectre X calculé en fonction du temps. On voit que la durée du rayonnement X est très brève: inférieure à 200 fs. En outre, l'écart temporel relatif entre les raies est

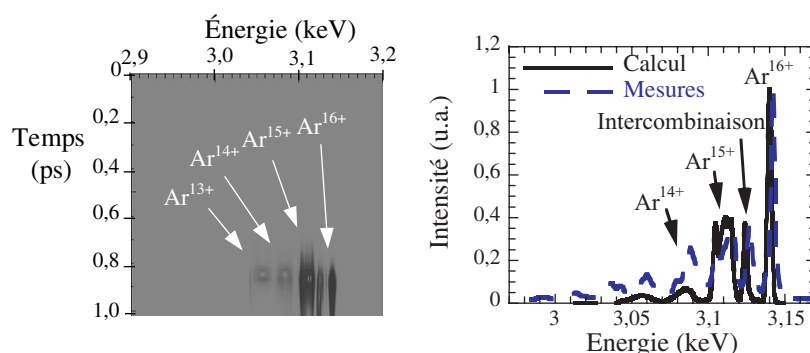


Figure 6. *Figure de gauche:* spectre X calculé pour un éclairement crête de 6.10^{15} W/cm², résolu en temps. *Figure de droite:* spectre X calculé pour un éclairement crête de 6.10^{15} W/cm², intégré en temps (en trait plein), et résultat de mesure obtenu avec le spectromètre intégré en temps pour un éclairement crête de $(5 \pm 4).10^{15}$ W/cm². Le rayon moyen de l'agrégat est de 27,5 nm.

inférieur également à 200 fs. Ces résultats sont en accord avec nos résultats expérimentaux, où la durée d'émission de chacune des raies a été estimée à moins de 3 ps, limite de la résolution temporelle de notre instrumentation, avec un écart temporel relatif des raies inférieur à 1 ps, limite de résolution là encore de notre instrumentation.

La figure 6 à droite présente le spectre X calculé, intégré en temps (en trait plein) ainsi que la mesure obtenue avec un spectromètre intégré en temps (en tirets longs), pour des conditions expérimentales semblables. L'approche consistant à coupler le modèle nanoplasma avec un code collisionnel-radiatif est satisfaisante: des états de charge Ar^{16+} sont atteints par le calcul, et les rapports d'intensité des raies d'émission calculées sont en très bon accord avec les mesures.

4. CONCLUSION

Nous avons développé au laboratoire CELIA un système de détection rapide basé sur une caméra à balayage de fente, dont l'ensemble permet d'obtenir un spectre résolu en temps avec une résolution de 1,8 ps à mi-hauteur en mode cumulé. Une première mise en œuvre de l'instrument nous a permis de démontrer que la durée de l'émission X produite lors de l'interaction laser-agrégat d'argon est inférieure à 2 ps, limite de la résolution instrumentale. Une seconde mise en œuvre nous a permis d'obtenir un spectre résolu en temps, dans la gamme spectrale de 3,0 à 3,2 keV. L'émission correspondant à la raie He_α et à ses satellites a une durée très brève, inférieure à la résolution temporelle de notre instrument, et l'écart temporel relatif entre l'émission des raies est inférieur à 1 ps. Ce résultat démontre une dynamique d'ionisation allant jusqu'à l'état Ar^{16+} sub-picoseconde.

Une approche originale pour rendre compte de ces résultats expérimentaux consiste à calculer les paramètres hydrodynamiques de densité n_e et de température électroniques T_e en fonction du temps à l'aide d'un code basé sur le modèle nanoplasma, proposé par T. Ditmire. Ces paramètres hydrodynamiques sont alors injectés dans un code collisionnel-radiatif afin de calculer le spectre d'émission en fonction du temps lors de l'interaction laser-agrégat. Les résultats sont en très bon accord avec l'observation d'états de charge très élevés, allant jusqu'à Ar^{16+} , et de manière plus générale avec les profils de spectres intégrés en temps mesurés. En outre, cette approche indique que la durée d'émission du rayonnement X est plus courte que 200 fs, et que la dynamique de l'ionisation est de l'ordre d'une centaine de femtosecondes.

Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier D. Descamps et S. Petit pour leur apport considérable au maintien et l'amélioration des qualités de l'installation Aurore du CELIA, ainsi que A. Le Goff pour son assistance technique. Ce travail est en partie soutenu par le Fond Européen de Développement Economique Régional et le conseil Régional d'Aquitaine.

Références

- [1] J. Tisch et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **205** (2003) 310-323
- [2] T. Shiraishi et al., Phys. Rev. A **65** (2002) 045201
- [3] J. Larsson et al., Rev. Sci. Instrum. **70** 5 (1999) 2253-2256
- [4] T. Ditmire et al., Phys. Rev. A **53** 5 (1996) 3379-3402
- [5] K. Sokolowski-Tinten et al., Nature **422** (2003) 287-289
- [6] A. Cavalleri et al., Phys. Rev. B **63** (2001) 193306
- [7] F. Råksi et al., J. Chem. Phys. **104** 15 (1996) 6066-6069
- [8] P. Palianov et al., SPIE proceedings **5482** 1 (2004) 21-25
- [9] A. Rousse et al., Nature **410** (2001) 65-68
- [10] K. Sokolowski-Tinten et al., Phys. Rev. Lett. **87** 22 (2001) 225701
- [11] R. Shepherd et al., Rev. Sci. Instrum. **66** 1 (1995) 719-721
- [12] A. Maksimchuk et al., Rev. Sci. Instrum. **67** 3 (1996) 697-699
- [13] P. Gallant et al., SPIE proceedings **3157** (1997) 44-51
- [14] M.M. Shakya et al., Appl. Phys. Lett. **87** (2005) 041103
- [15] V. Losovoi et al., SPIE proceedings **4948** (2003) 297-304
- [16] P. Audebert et al., Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 025004
- [17] P. Gallant et al., Phys. Plasmas **10** 3 (2003) 577-580
- [18] U. Andiel et al., Rev. Sci. Instrum. **74** 4 (2003) 2369-2374
- [19] G. Mourou et al., Appl. Phys. Lett. **35** 7 (1979) 492-495
- [20] V. Bagnoud et al., Appl. Phys. B **70** (2000) S165-S170
- [21] G.L. Stradling et al., SPIE proceedings **693** 83 (1986)
- [22] C. Bonté, Thèse de l'Université Bordeaux I n°3154 du 28 Avril 2006
- [23] F. Dorchie et al., Phys. Rev. E **71** (2005) 066410
- [24] K. Kondo et al., Applied Surface Science **197-198** (2002) 138-144
- [25] A. McPherson et al., Phys. Rev. Lett. **72** 12 (1994) 1810-1813
- [26] C. Rose-Petruck et al., Phys. Rev. A **55** 2 (1997) 1182-1190
- [27] I. Last et al., J. Chem. Phys. **107** 17 (1997) 6685-6692
- [28] M. Eloy et al., Phys. Plasmas **8** 3 (2001) 1084-1086
- [29] O. Peyrusse, Phys. Fluids **4** 7 (1992) 2007-2017