

Spectroscopie X de couches L et M de plasmas hors équilibre thermodynamique local de niobium, tantale et tungstène

A.-C. Bourgaux¹, S. Bastiani-Ceccotti¹, J.-R. Marques¹, T. Vinci¹, A. Levy¹, P.-M. Leguay², F. Dorchies², H.-K. Chung³, R. Marjoribanks⁴ et P. Audebert¹

¹ *Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, UMR 7605, École Polytechnique, CNRS, CEA, UPMC, 91120 Palaiseau Cedex, France*

² *Univ. Bordeaux, CEA, CNRS, CELIA (Centre Lasers Intenses et Applications) UMR 5107, 33400 Talence, France*

³ *International Atomic Energy Agency, Vienna International Centre, PO Box 100, A-1400 Vienna, Austria*

⁴ *Department of Physics, 60 St George St Toronto, Ontario, M5S 1A7, Canada*

Résumé. Nous présentons les premiers résultats d'une expérience réalisée sur l'installation LULI2000 du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses. Au cours de celle-ci, nous avons étudié l'émission X de plasmas de niobium, tantale et tungstène, dans des conditions hors équilibre thermodynamique local (de l'ordre de 1,5 keV en température, et 10^{20} cm⁻³ en densité électronique). Nous avons mesuré le spectre X émis dans la gamme 2,4-2,9 keV à l'aide d'un spectromètre à cristal tronconique. Nous avons également mis en place des diagnostics hydrodynamiques (diffusion Thomson et émission propre résolues en temps) afin de bien caractériser le plasma étudié. Une étude est en cours afin de comparer les mesures aux simulations. Nous comparons les mesures hydrodynamiques au code MULTI pour ajuster certains paramètres expérimentaux mal connus et déterminer l'évolution du plasma, puis utilisons ces résultats dans les calculs de spectres effectués à l'aide du code FLYCHK.

1. INTRODUCTION

L'étude des plasmas hors équilibre thermodynamique local est de portée très générale car ceux-ci peuvent être des plasmas astrophysiques, des plasmas laser X, ou de nombreux plasmas de laboratoire. Ces plasmas sont difficiles à caractériser et les calculs d'émission sont complexes dans ces conditions.

La spectroscopie d'émission de couche L et M pour des plasmas hors équilibre thermodynamique local est encore peu étudiée : l'émission dépend de l'évolution temporelle du plasma, les calculs sont complexes et des mesures expérimentales sont nécessaires afin de les valider. Ces mesures doivent s'attacher à bien caractériser le plasma émetteur, d'un point de vue hydrodynamique, dans le but de contraindre les codes de physique atomique.

Notre équipe a déjà mené plusieurs campagnes expérimentales de ce type, sur d'autres éléments (Xe, Kr, Br) [1–3], au cours desquelles le dispositif expérimental a été progressivement amélioré et s'est enrichi de nouveaux diagnostics.

L'expérience présentée ici avait pour objet l'étude de l'émission de couche L de plasmas de niobium, et de couche M de plasmas de tantale et de tungstène. Les propriétés spectroscopiques du tungstène, utilisé dans les parois de tokamaks, sont importantes pour les plasmas de fusion par confinement magnétique. Ces plasmas étaient créés par laser, sur l'installation LULI2000 du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses.

This is an Open Access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution License 2.0, which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

Nous avons réalisé des mesures spectroscopiques et hydrodynamiques et nous avons comparé ces résultats à des modélisations à l'aide des codes MULTI (hydrodynamique) [4] et FLYCHK (physique atomique) [5].

2. CONDITIONS HORS ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL

Les plasmas sont rarement à l'équilibre thermodynamique (une seule température pour les électrons, les ions et le rayonnement, états d'énergie et d'ionisation répartis selon les loi de Boltzmann et Saha-Boltzmann, rayonnement suivant la loi de Planck). Cependant, lorsque le nombre de collisions est suffisamment important, que l'évolution temporelle du système n'est pas trop rapide et que les gradients de densité et de température ne sont pas trop forts, on peut localement avoir thermalisation du système. Les électrons et les ions sont alors en équilibre thermodynamique local (ETL). Lorsque cet équilibre local n'est pas atteint, on parle de plasma hors équilibre thermodynamique local (HETL). Dans ce cas, on doit prendre en compte l'évolution temporelle du plasma et les populations électroniques et ioniques résultant d'un équilibre collisionnel radiatif ; les calculs deviennent sensiblement plus complexes.

Les codes détaillés de physique atomique sont capables de calculer l'émission d'un plasma HETL. Cependant, lorsqu'il faut prendre en compte l'évolution temporelle du plasma pour calculer l'émission, on a recours à des codes simplifiés pour que le temps de calcul ne soit pas rédhibitoire et qu'ils puissent être couplés à des codes hydrodynamiques. Il peut arriver que les calculs ne soient alors plus suffisamment précis pour bien décrire les résultats expérimentaux mesurés.

Les codes calculant l'émission HETL d'un plasma utilisent de nombreux paramètres hydrodynamiques (température, densité...), et les résultats des calculs varient fortement avec ces paramètres. Pour valider les codes il faut donc contraindre ces paramètres hydrodynamiques. Cela nécessite de réaliser des expériences mesurant de manière simultanée et indépendante l'évolution hydrodynamique du plasma et son émission.

3. RÉALISATION DE L'EXPÉRIENCE

3.1. Montage expérimental et cibles utilisées

Le plasma était créé et chauffé par deux faisceaux laser formant un angle de 10° , de longueur d'onde 532 nm, synchrones, d'une durée de 1,5 ns, focalisés sur $400 \mu\text{m}$ de diamètre à l'aide de lames de phase (HPP), pour une intensité totale de l'ordre de $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

Nous avons étudié des plasmas de niobium, tungstène et tantale, en utilisant deux types de cibles solides : des cibles massives et des cibles dites « dots ». Les cibles massives étaient des feuilles métalliques de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les cibles « dots » étaient constituées d'un plot du matériau étudié, de $10 \mu\text{m}$ d'épaisseur et $400 \mu\text{m}$ de diamètre, déposé sur un substrat multicouche CH/Au/CH. Ce type de cible permet de se rapprocher d'une expansion monodimensionnelle du plasma étudié [6,7] ce qui améliore les chances de bien décrire l'évolution hydrodynamique du plasma à l'aide d'un code 1D.

Le plasma ainsi créé était observé à l'aide de plusieurs diagnostics. Un schéma du dispositif expérimental est présenté sur la figure 1.

L'émission X était enregistrée à l'aide d'un spectromètre intégré en temps, observant l'émission provenant du plasma depuis la surface de la cible jusqu'à $+300 \mu\text{m}$. Le spectromètre était constitué d'un cristal tronconique (un cristal de KAP courbé selon une portion de cône) et d'un écran photostimulable (imaging plate). Il observait la gamme d'énergie 2,4-2,9 keV, correspondant pour le niobium ($Z = 41$) aux transitions 3d-2p (couche L), et pour le tantale ($Z = 73$) et le tungstène ($Z = 74$) aux transitions 5f-3d (couche M). L'image brute obtenue dépend des défauts de surface du cristal, ainsi que des variations en longueur d'onde de la réflectivité du cristal et de la transmission des filtres. Elle doit donc être corrigée à l'aide d'une image de référence, réalisée lors d'un tir sur une cible de cuivre dont l'émission

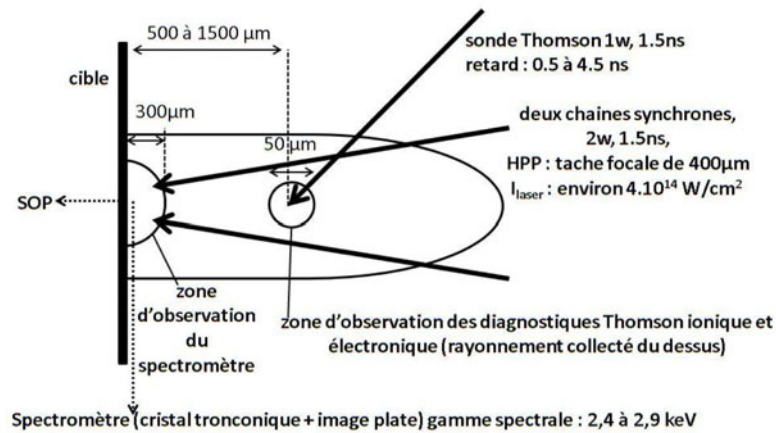


Figure 1. Schéma du montage expérimental illustrant les différents diagnostics utilisés.

est uniforme dans le domaine d'énergie d'intérêt. Une calibration spectrale a été faite à l'aide de l'observation des raies de la couche K du chlore, avec un tir sur du PVDC (chlorure de polyvinylidène).

Un premier diagnostic hydrodynamique était la diffusion Thomson, dont le principe est résumé dans le paragraphe suivant. Nous avons utilisé un faisceau sonde, de longueur d'onde 1064 nm, de même durée que les faisceaux pompe, mais avec un retard variable entre 0,5 et 4,5 ns par rapport à ceux-ci. Nous avons également varié la région du plasma sondée, de + 500 à + 1500 μm à partir de la surface de la cible. L'incidence du faisceau sonde était à 45° de la direction du plasma, dans le plan des faisceaux de chauffage. Nous observons la diffusion du faisceau sonde collectée depuis le dessus de la cible, et résolue spectralement et temporellement grâce à deux spectromètres associés à des caméras à balayage de fente.

Ces mesures hydrodynamiques étaient complétées par un diagnostic d'émission propre (self optical pyrometry ou SOP) résolue en espace (1D) et en temps. La formation du plasma par les faisceaux de chauffage induit un choc qui se propage dans la cible. Ce choc génère une émission susceptible de s'échapper de la cible si celle-ci est transparente. Dans le cas de la cible « dot », la couche de plastique à l'arrière de la cible étant transparente, on peut observer l'émission propre pendant toute la traversée de la dernière couche. Le rayonnement dans le domaine visible était collecté grâce à une lentille qui faisait une image de l'arrière de la cible sur une caméra à balayage de fente. On a pu ainsi enregistrer la propagation du choc résolue temporellement : la durée de l'émission mesurée correspond au temps de traversée de la dernière couche. Connaissant son épaisseur, et sachant que la vitesse du choc est constante dans la couche, on peut remonter à la vitesse de propagation.

3.2. Principe du diagnostic de diffusion Thomson

En observant la diffusion d'un faisceau sonde par les particules chargées d'un plasma, la diffusion Thomson permet de remonter aux paramètres hydrodynamiques de ce dernier. Selon les caractéristiques du laser, du plasma et de la géométrie d'observation, le spectre diffusé traduit le comportement soit individuel soit collectif des particules. Ce spectre dépend des températures et densités du plasma que l'on peut ainsi déterminer.

Nous avons mesuré la diffusion collective sur les ondes plasma électroniques et acoustiques ioniques.

Soit k_{plasma} le vecteur d'onde de l'onde plasma sur laquelle la sonde est diffusée. Dans le cas de la diffusion par les ondes acoustiques ioniques (« Thomson ionique »), les satellites diffusés sont décalés

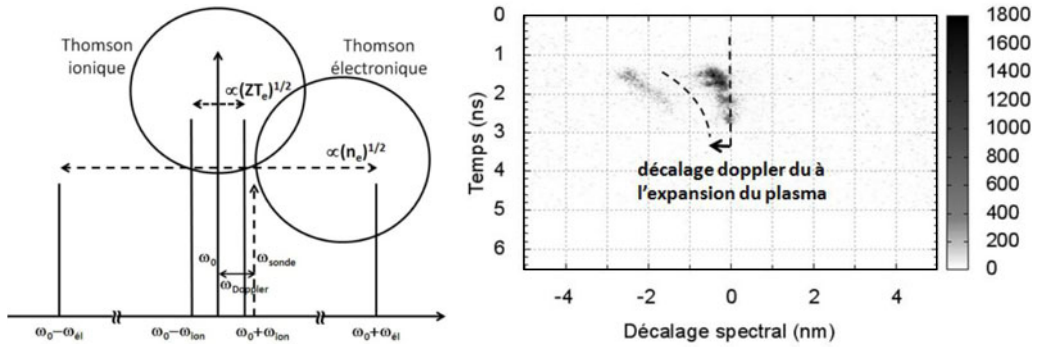


Figure 2. Gauche : schéma de la diffusion Thomson ionique et électronique. Droite : spectre expérimental résolu en temps de diffusion Thomson ionique.

de la fréquence sonde proportionnellement à la vitesse acoustique ionique c_s . En notant Z l'ionisation moyenne du plasma, T_e et T_i les températures électroniques et ioniques, m_i la masse d'un ion et λ_{De} la longueur de Debye, cette vitesse est donnée par l'équation (1).

$$c_s = \left[\frac{ZT_e}{m_i (1 + k_{plasma}^2 \lambda_{De}^2)} + \frac{3T_i}{m_i} \right]^{1/2}. \quad (1)$$

Dans le cas de la diffusion par les ondes plasma électroniques (« Thomson électronique »), les satellites diffusés sont décalés de la fréquence sonde proportionnellement à la fréquence de Bohm-Gross ω_{BG} . En notant n_e la densité électronique du plasma et m_e la masse d'un électron, la fréquence est donnée par l'équation (2).

$$\omega_{BG} = \left[\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} (1 + 3k_{plasma}^2 \lambda_{De}^2) \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Notre expérience produit des plasmas tels que $k_{plasma} \lambda_{De} < 1$ et $T_i \ll T_e$. On obtient donc à l'aide des équations (1) et (2), une relation entre l'écart des satellites ioniques et le produit ZT_e d'une part, et entre l'écart des satellites électroniques et de n_e d'autre part.

Les satellites électroniques sont donc écartés proportionnellement à $n_e^{1/2}$ et les satellites ioniques proportionnellement à $(ZT_e)^{1/2}$. À cela s'ajoute généralement un décalage Doppler dû à l'expansion du plasma : la fréquence sonde perçue par les particules est décalée, puis la fréquence émise par ces même particules est décalée pour le détecteur. Le décalage total $\Delta\lambda_{Doppler}$, pour une mesure le long de l'axe perpendiculaire à la cible en son centre, est donné par l'équation (3). On note λ_{sonde} la longueur d'onde du faisceau sonde, et v_{exp} la vitesse d'expansion dans la direction orthogonale à la cible.

$$\Delta\lambda_{Doppler} = -\frac{\lambda_{sonde}}{\sqrt{2}} \frac{v_{exp}}{c}. \quad (3)$$

La pulsation acoustique ionique étant beaucoup plus petite que la pulsation plasma électronique, on utilise deux spectromètres, l'un avec une très bonne résolution dans un petit domaine autour de la fréquence sonde, l'autre couvrant un domaine beaucoup plus large. Nous avons observé les deux satellites ioniques, mais uniquement un satellite électronique (celui décalé vers le bleu), la gamme spectrale de notre détecteur n'étant pas suffisamment large pour observer les deux satellites électroniques. La figure 2 présente les satellites observés, et un spectre résolu en temps de Thomson

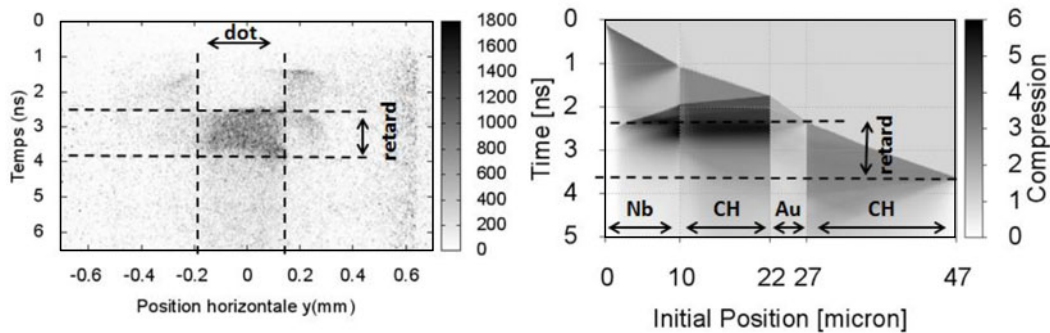


Figure 3. Gauche : image SOP 1D résolue en temps, observée lors d'un tir sur un dot de niobium (tir 47). Droite : simulation de la propagation du choc à travers les différentes couches de la cible à l'aide du code MULTI, pour une intensité laser de $5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (reproduisant le retard mesuré).

ionique. L'utilisation de caméras à balayage de fente permet d'obtenir des mesures résolues en temps. Nous avons obtenu une bonne reproductibilité des mesures pour un temps et une position donnée. En faisant varier le retard du faisceau sonde et la région sondée, nous avons pu étendre nos observations de l'évolution des plasmas à différents temps et positions le long de l'axe longitudinal.

4. COMPARAISON AUX CODES NUMÉRIQUES

Les paramètres hydrodynamiques du plasma sont mesurés par le diagnostic Thomson dans la couronne (suffisamment peu dense pour que le faisceau sonde puisse se propager) et par le diagnostic de SOP en face arrière de la cible. Cependant, les spectres enregistrés proviennent de régions plus denses et chaudes, proches de la surface de la cible, et c'est l'évolution de la région émissive qui importe pour un code de physique atomique. Il faut donc reconstituer l'évolution hydrodynamique de cette région pour pouvoir modéliser les spectres obtenus.

L'approche que nous avons adoptée a été d'avoir recours à des simulations hydrodynamiques, à l'aide du code MULTI (calculs 1D), notre objectif étant dans un premier temps de reproduire les mesures des diagnostics hydrodynamiques afin d'avoir confiance dans notre description de l'évolution du plasma, puis de déduire de ces simulations l'évolution de la région observée par le spectromètre.

4.1. Modélisation hydrodynamique du plasma

La première étape a été d'ajuster l'intensité laser incidente sur une cible de type dot afin que la simulation reproduise le retard mesuré à l'aide de la SOP. Pour chaque image de SOP on a pu mesurer un retard, et y associer une intensité laser. Selon les tirs, les retards étaient de 0,88 à 1,33 ns et les intensités associées comprises entre $5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (1,33 ns) et 10^{14} W/cm^2 (0,88 ns). La figure 2 montre l'image donnée par la SOP pour un tir sur un dot de niobium, et la simulation reproduisant le retard mesuré (intensité sur cible de $5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$). Sur l'image SOP, le temps s'écoule de haut en bas, le dot est centré spatialement. On observe d'abord le débouché du choc à l'extérieur du dot puis, au niveau du dot, l'émission due à la propagation du choc dans la couche de plastique (environ de 2,5 à 4 ns sur la figure 3). En connaissant l'épaisseur de cette couche on peut calculer la vitesse de propagation du choc dans le plastique. La simulation permet d'obtenir une carte de compression dans la cible au cours du temps. Sur la figure 3 droite, le laser arrive de la gauche sur le dot, et le choc engendré traverse les différentes couches de la cible (repérées au dessus de la carte). Les pentes successives correspondent aux différentes vitesses de choc. On peut donc calculer le temps de traversée de la dernière couche, à comparer à la mesure SOP.

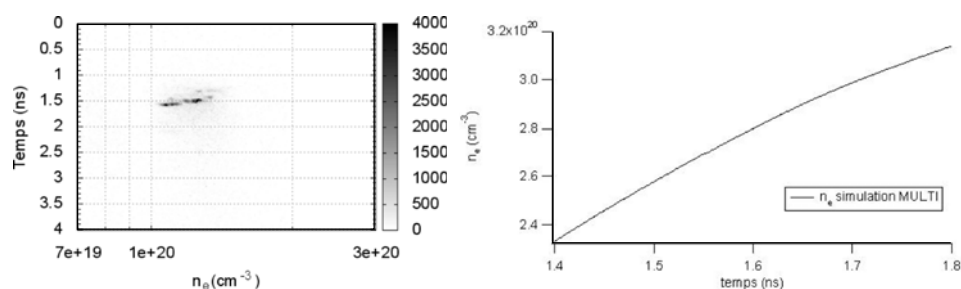


Figure 4. Comparaison de la densité électronique déduite de la diffusion Thomson électronique, à $500 \mu\text{m}$ de la face avant de la cible, $1,5 \text{ ns}$ après le début des faisceaux de chauffage, avec les résultats de la simulation MULTI (intensité laser de $5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$). L'image expérimentale est résolue en temps verticalement et l'axe spectral a été converti en densité électronique.

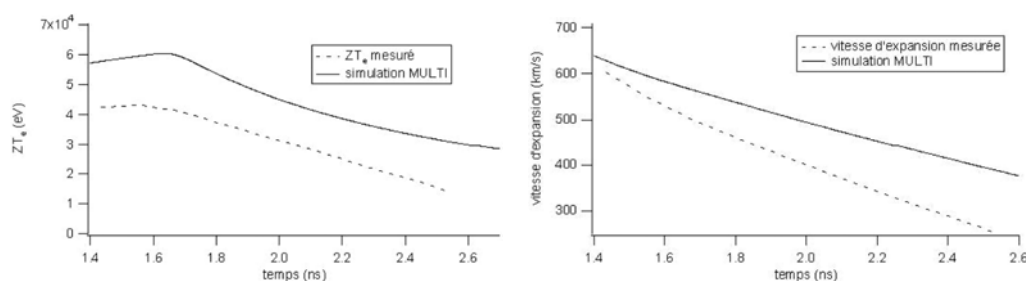


Figure 5. Comparaison du produit ZT_e et de la vitesse d'expansion déduits de la diffusion Thomson ionique, à $+500 \mu\text{m}$ de la cible, avec les résultats de la simulation MULTI (intensité laser de $5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$).

Dans un second temps nous avons comparé les mesures de diffusion Thomson aux résultats des simulations. Les figures 4 et 5 montrent les mesures de diffusion Thomson sur le même dot de niobium, à $500 \mu\text{m}$ de la face avant de la cible, avec un retard de $1,5 \text{ ns}$ par rapport au début des faisceaux de chauffage, comparées aux résultats de la simulation MULTI pour une intensité laser de $5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (reproduisant la mesure SOP). Malgré une simulation limitée à une dimension, on obtient un assez bon accord. Les évolutions temporelles sont qualitativement bien reproduites, avec toutefois un ZT_e surestimé. La vitesse d'expansion, en très bon accord au début, est par la suite elle aussi surestimée, ce qui est cohérent avec une surestimation de T_e . La densité électronique calculée est également du bon ordre de grandeur.

4.2. Premières analyses spectrales

Nous avons utilisé les résultats des simulations hydrodynamiques dans la zone d'observation du spectromètre pour calculer un spectre. Les conditions obtenues pour la zone de plasma dont on observe l'émission sont de l'ordre de $1,5 \text{ keV}$ et 10^{20} cm^{-3} .

Des premiers calculs ont été faits à l'aide du code FLYCHK, en prenant en compte un plasma de taille finie, divisé en 399 zones uniformes correspondant à la grille de simulation de MULTI, et en faisant l'hypothèse que tout le rayonnement s'échappe. Les résultats sont encore en cours d'analyse, nous présenterons donc ici uniquement ces premiers calculs. La figure 6 montre un spectre calculé avec le code FLYCHK à partir de la simulation MULTI à $5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ et le spectre enregistré au cours d'un tir sur un dot de niobium, avec les états d'ionisation correspondants aux raies. Le spectre calculé est intégré en temps et provient de la zone la plus émissive de la région observée. On observe que le spectre expérimental présente de nombreuses structures qui ne sont pas reproduites par les calculs, ceci

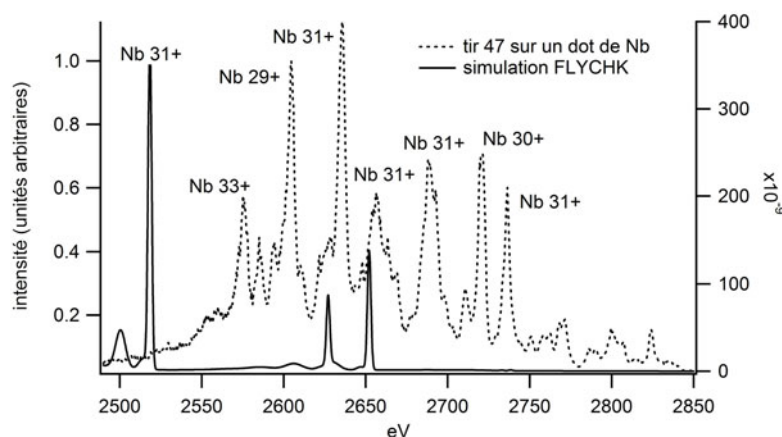


Figure 6. Comparaison entre le spectre expérimental d'un dot de niobium (tir 47) et un spectre simulé avec le code FLYCHK, utilisant la simulation MULTI à intensité laser de 5×10^{13} W/cm².

est sans doute imputable au relativement faible nombre de transitions pris en compte dans le code (qui utilise le formalisme Super Transition Array). De plus, l'émission mesurée semble provenir d'un plasma plus chaud et ionisé que les simulations ne le prévoient. Il faudra donc aller plus loin dans la simulation, en considérant en particulier la taille réelle du plasma, les effets d'opacité et les interactions entre les différentes zones.

5. CONCLUSION

Lors de cette expérience nous avons pu obtenir simultanément des mesures de bonne qualité sur nos trois diagnostics. Les simulations hydrodynamiques s'avèrent cohérentes avec les mesures de diffusion Thomson et de SOP, ce qui indique qu'elles sont un bon outil pour modéliser l'évolution du plasma. Nous avons utilisé ces simulations pour réaliser des calculs spectroscopiques à l'aide du code FLYCHK. Les premiers calculs, s'ils ne rendent pas compte de toute l'émission observée, montrent l'importance de réaliser des mesures de spectres couplées à des mesures permettant une bonne description du plasma afin de tester les codes. Ils seront poursuivis afin de les préciser, en prenant par exemple en compte l'opacité du plasma et l'intégralité de la zone observée. L'utilisation d'un code de physique atomique qui utilise des méthodes statistiques [8,9], comme TRANSPEC [10–12], peut également être intéressante, afin de prendre en compte un plus grand nombre de transitions, en particulier sur les éléments lourds (tantale, tungstène). Une mesure de spectroscopie résolue en temps (qui permettrait d'avoir une meilleure idée des conditions dans lesquelles la partie dominante du spectre est émise) est prévue sur une prochaine expérience afin de compléter notre étude.

Remerciements

Cette campagne expérimentale a été réalisée dans le cadre de l'action de veille Euratom IFE. Nous tenons également à remercier les équipes techniques de l'installation LULI2000 pour leur assistance.

Références

- [1] C. Chenais-Popovics, V. Malka, J.-C. Gauthier, S. Gary, O. Peyrusse, M. Rabec-Le Gloahec, I. Matsushima, C. Bauche-Arnoult, A. Bachelier, J. Bauche, *Phys. Rev. E* **65**, 046418 (2002)
- [2] S. Bastiani-Ceccotti, N. Kontogiannopoulos, J.-R. Marques, S. Tzortzakis, L. Lecherbourg, F. Thais, I. Matsushima, O. Peyrusse, C. Chenais-Popovics, *HEDP* **3**, 20 (2007)

Web of Conferences

- [3] S. Bastiani-Ceccotti, P. Renaudin, F. Dorchies, M. Harmand, O. Peyrusse, P. Audebert, S. Jacquemot, A. Calisti, D. Benredjem, *HEDP* **6**, 99 (2010)
- [4] R. Ramis, R. Schmalz, J. Meyer-Ter-Vehn, *Computer Physics Communications*, **49**, 475 (1988)
- [5] H.-K. Chung, M.H. Chen, W.L. Morgan, Y. Ralchenko, R.W. Lee, *HEDP* **1**, 3 (2005)
- [6] M.J. Herbst, P. G. Burkhalter, J. Grun, R. R. Whitlock, M. Fink, *Rev. Sci. Instrum.* **53**, 1418 (1982)
- [7] P. G. Burkhalter, M.J. Herbst, D. Duston, J. Gardner, M. Emery, R.R Whitlock, J. Grun, J.P. Apruzese, J. Davis, *Phys. Fluids* **26**, 3650 (1983)
- [8] C. Bauche-Arnoult, J. Bauche, M. Klapisch, *Phys. Rev. A* **20**, 2424 (1979)
- [9] C. Bauche-Arnoult, J. Bauche, M. Klapisch, *Phys. Rev. A* **25**, 2641 (1982)
- [10] O. Peyrusse, *J. Phys.* **B33**, 4303 (2000)
- [11] O. Peyrusse, *J. Phys. JQSRT* **71**, 571 (2001)
- [12] O. Peyrusse, C. Bauche-Arnoult, J. Bauche, *J. Phys. B* **38**, L137 (2005)