



HAL
open science

EMISSION X DE PLASMAS CHAUDS HORS EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL CREES PAR LASER

Bourgaux Anne-Claire

► **To cite this version:**

Bourgaux Anne-Claire. EMISSION X DE PLASMAS CHAUDS HORS EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL CREES PAR LASER. Physique [physics]. Ecole doctorale de l'Ecole Polytechnique, 2015. Français. NNT: . tel-01291542

HAL Id: tel-01291542

<https://pastel.hal.science/tel-01291542>

Submitted on 21 Mar 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THESE DE DOCTORAT

présentée à l'École Polytechnique pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Discipline : Physique des Plasmas

EMISSION X DE PLASMAS CHAUDS HORS EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL CREEES PAR LASER

par Anne-Claire Bourgaux

présentée le 15 octobre 2015 devant le jury composé de :

Dominique Vernhet	Présidente du jury
Olivier Peyrusse	Rapporteur
Patrick Renaudin	Rapporteur
Sandrine Ferri	Examinatrice
Serena Bastiani-Ceccotti	Directrice de thèse



Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier Serena Bastiani Ceccotti qui a accepté de diriger cette thèse pour sa bienveillance, sa disponibilité et sa patience. J'ai pu bénéficier de son expérience et de ses indispensables conseils, de la préparation des expériences jusqu'à l'analyse des résultats et la rédaction.

Merci aux membres de mon jury, et particulièrement aux rapporteurs pour les discussions et leurs conseils.

Je tiens aussi à remercier Sylvie Jacquemot, François Amiranoff et Patrick Audebert à la direction du LULI pour la qualité de l'accueil dont j'ai bénéficié, mais aussi pour leur soutien et leur aide qui m'ont permis d'achever cette thèse dans de bonnes conditions.

Je remercie tous les expérimentateurs avec lesquels j'ai eu la chance de travailler et spécialement Jean-Raphaël Marques, Tommaso Vinci (pour ses simulations également), Anna Levy, et Fabien Dorchie. Leurs talents et leur bonne humeur ont été précieux. Un grand merci également aux numériciens dont la collaboration a été indispensable, pour leurs travaux et leurs explications, en particulier à Hyun Chung, Christopher Bowen et Virginie Silvert.

Je tiens à exprimer ma gratitude aux équipes administratives et techniques (sur le laser et en salle d'expérience) du LULI, pour leur efficacité et leur aide indispensable, particulièrement à Emilie, Mathieu et Fabien pour leur accueil sur LULI2000.

J'ai une pensée reconnaissante pour Antonello de Martino que j'ai eu la chance d'avoir pour encadrant de mon monitorat et dont la passion de transmettre était communicative.

Je dois aussi citer les autres thésards pour les échanges et les bons moments passés grâce à eux. Merci à Floriane, Frédéric, Maxence, Bruno, Livia, Clément, Sébastien, Adrien, Roman, Claire, Raphaël, Anaïs, Kevin, Alexandre et Cédric. Une mention spéciale à Pierre-Marie, Vincent et Laura qui ont partagé certaines campagnes expérimentales, et à Vincent présent dès le master.

Enfin je dois citer tous ceux qui m'ont apporté leur soutien au quotidien, malgré bien souvent mon peu de disponibilité. Ma famille, mes amis, à vous tous merci !

Table des matières

Introduction	I-1
Chapitre 1 : Généralités.....	1-1
1.1 Ion multi-chargé et structure atomique.....	1-3
1.2 Interaction laser-matière	1-4
<i>Hydrodynamique</i>	1-5
<i>Absorption</i>	1-6
<i>Transport</i>	1-6
<i>Transfer radiatif</i>	1-7
1.3 Rayonnement et physique atomique.....	1-8
<i>Rayonnement de freinage</i>	1-8
<i>Rayonnement de recombinaison</i>	1-10
<i>Rayonnement de raie</i>	1-10
<i>Elargissement spectral</i>	1-11
1.4 Cinétique atomique.....	1-14
<i>Equilibre thermodynamique</i>	1-15
<i>Equilibre coronal</i>	1-16
1.5 Caractéristiques des spectres d'émission K, L et M.....	1-19
<i>Spectres de couche K</i>	1-19
<i>Spectres de couche L</i>	1-21
<i>Spectres de couche M</i>	1-23
1.6 Outils de simulation.....	1-26
<i>Codes d'hydrodynamique radiative</i>	1-26
<i>MULTI</i>	1-27
<i>DUED</i>	1-28
<i>FCI2</i>	1-28
<i>Codes de cinétique atomique</i>	1-29
<i>FLYCHK</i>	1-29
<i>PrismSPECT</i>	1-30
<i>AVERROES</i>	1-30
<i>SCO-RCG</i>	1-30
Chapitre 2 : Moyens expérimentaux	2-1
2.1 Création de plasmas par laser	2-3
2.1.1 Cibles	2-3
<i>Cibles massives et plots</i>	2-4
2.1.2 Installation laser.....	2-5
2.2 Spectromètres	2-7

2.2.1 Les cristaux tronconiques	2-8
2.2.2 Deux géométries utilisées.....	2-10
2.2.3 Détecteur utilisé : Imaging Plates (IP).....	2-11
2.2.4 Analyse des images obtenues	2-13
2.3 Diagnostics hydrodynamiques.....	2-15
2.3.1 Diffusion Thomson.....	2-15
<i>Principe</i>	2-15
<i>Géométrie</i>	2-18
<i>Sensibilité du diagnostic et incertitude de mesure</i>	2-21
2.3.2 Diagnostic d'émission propre en face arrière.....	2-23
2.3.3 Ombroscopie.....	2-24
Chapitre 3 : Etude de l'émission du niobium, du tantale et du tungstène	3-1
3.1 Résultats expérimentaux.....	3-3
3.1.1 Spectres d'émission X.....	3-3
3.1.2 Mesures hydrodynamiques.....	3-6
<i>Diagnostic d'émission propre</i>	3-6
<i>Diffusion Thomson ionique et électronique</i>	3-6
3.2 Comparaison avec les simulations.....	3-4
3.2.1 MULTI+FLYCHK	3-10
3.2.2 FCI2+Averroès	3-15
<i>Simulation des données enregistrées pour le niobium</i>	3-16
<i>Simulation des données enregistrées pour le tantale</i>	3-22
3.3 Conclusion	3-24
Chapitre 4 : Etude de l'émission d'éléments de Z modéré	4-1
4.1 Dispositif expérimental.....	4-3
4.2 Mesure des paramètres hydrodynamiques.....	4-4
4.3 Analyse des spectres d'aluminium et de brome	4-7
4.4 Conclusions	4-15
Conclusions et perspectives	C-1
Bibliographie.....	B-1

Introduction

La spectroscopie des plasmas constitue un domaine de recherche particulièrement important dans le contexte plus général des recherches autour des plasmas créés par laser, car elle est étroitement liée d'une part à l'étude de la physique atomique des plasmas, et d'autre part à l'interprétation des spectres d'émission et d'absorption. Elle est particulièrement importante pour la description des situations où le transfert de la radiation à travers le plasma joue un rôle crucial dans la détermination des propriétés hydrodynamiques et de l'évolution du milieu. Deux domaines dans lesquels ces phénomènes sont dominants attirent une grande attention de la part de la communauté à l'heure actuelle : l'astrophysique et la production d'énergie par fusion nucléaire, quelque soit le schéma expérimental envisagé.

Dans la physique stellaire, la structure et l'évolution des étoiles sont largement conditionnées par les phénomènes radiatifs. Un exemple est le cas du Soleil, dans lequel le transport de l'énergie du centre de l'étoile jusqu'à l'interface des zones radiative et convective est dominé par les propriétés radiatives des éléments lourds, pourtant présents seulement en traces dans sa composition. La précision des modèles décrivant le Soleil dépend donc de la précision avec laquelle ces propriétés radiatives sont connues ([Turck-Chièze, 2013](#) et réf. incluses). Un autre exemple est constitué par la pulsation des Céphéïdes, dont l'oscillation est régie par l'opacité de leurs constituants, en particulier le fer ([Salmon, 2012](#) ; [Daszynska-Daszkiewicz, 2013](#)).

Le principe de la fusion par confinement inertiel consiste à placer le combustible (un mélange deutérium-tritium) dans une coquille qui est ensuite implorée de manière à atteindre des conditions de densité et température suffisantes au déclenchement des réactions de fusion. Cette implosion est réalisée par chauffage de la coquille au moyen d'un rayonnement intense : la coquille (constituée en général d'éléments légers et éventuellement dopée d'éléments de Z intermédiaire) est ablatée et, par effet fusée, le combustible est comprimé. Dans le schéma d'« attaque directe » le chauffage de la coquille est réalisé par irradiation directe avec un grand nombre de faisceaux laser de puissance ; dans le schéma d'« attaque indirecte » la coquille est chauffée par le rayonnement X produit par la conversion de l'énergie laser focalisée sur les parois internes d'une cavité composée généralement par des matériaux de numéro atomique élevé (typiquement de l'or). Ces deux géométries sont schématisées sur la

figure I.1. Dans un cas comme dans l'autre, une bonne connaissance de la physique atomique des différents matériaux est indispensable. Concernant la coquille, dont le rôle est de maximiser le rendement de conversion de l'énergie laser en énergie cinétique utile à la compression du combustible, une connaissance précise de ses propriétés de photoabsorption est essentielle. De la même manière, une description exacte de la physique atomique de la paroi de la cavité est nécessaire pour pouvoir prévoir le rayonnement X qu'elle émet, en termes d'intensité et de spectre.

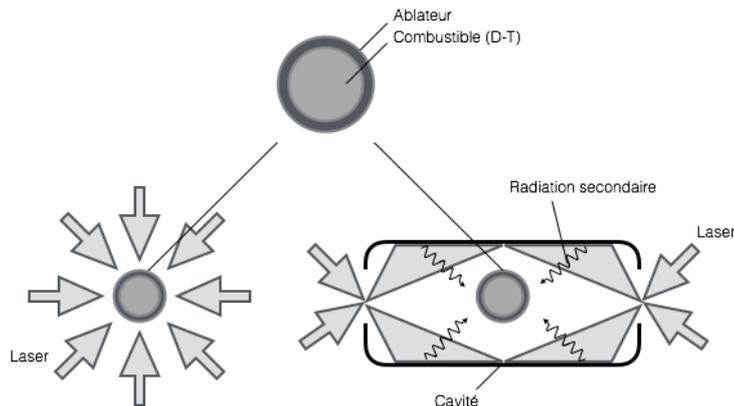


Figure I.1 : Schémas de principe de la compression d'une capsule de combustible par attaque directe (à gauche) et par attaque indirecte (à droite).

Les études liées à la fusion par confinement magnétique, dans laquelle le plasma est chauffé et confiné à l'intérieur d'une chambre magnétique torique (tokamak), nécessitent aussi d'un certain nombre d'informations relatives aux propriétés radiatives de la matière. Au delà des propriétés du combustible, un exemple est donné par le choix du matériau constituant les parois du tokamak faisant face au plasma. Ce choix doit être le fruit d'un compromis entre des valeurs élevées de conductivité thermique et de seuil de fusion, et un faible taux d'érosion au contact du plasma. D'autre part, se retrouvant dans le plasma en tant qu'impureté, il ne doit pas provoquer des pertes radiatives trop importantes. Le choix du matériau dépend donc de ses propriétés radiatives. Ceci a motivé, par exemple, des études récentes sur le tungstène (envisagé comme constituant des parois d'ITER), élément dont les propriétés radiatives ont très peu été étudiées jusqu'ici (Fontes, 2009 ; Madeira, 2013).

Un autre aspect qui rend incontournable une bonne connaissance de la physique atomique est l'utilisation de l'émission X comme diagnostic des paramètres hydrodynamiques du plasma. Cette utilisation est apparue dès les premiers travaux en physique des plasmas et très rapidement des nombreux travaux ont été consacrés à l'étude des signatures spectrales qui peuvent être utilisées comme diagnostic de la température électronique et de la densité électronique, notamment (Cooper, 1966 ; Mihalas, 1978 ; De Michelis, 1981 ; Bely-Dubau, 1984 ; Peyrusse, 1993 ; Griem, 1964, 1974 et 1997). Bien évidemment, cela suppose que la modélisation de l'émission soit fiable et précise.

D'une façon générale, l'émission dite « de couche K », constituée des transitions qui désexcitent un électron vers le niveau fondamental de la couche de numéro quantique

principal $n = 1$, est souvent assez bien modélisée et peut donc être utilisée raisonnablement en tant que diagnostic du plasma émetteur, surtout dans les situations où différents codes restituent les spectres en utilisant les mêmes paramètres hydrodynamiques. Mais les calculs détaillés utilisés pour modéliser l'émission de couche K, qui met en jeu un nombre limité de niveaux d'énergies et de transitions électroniques, atteignent leur limite pour des situations impliquant un grand nombre de niveau d'énergies et de transitions électroniques. De ce fait, des traitements statistiques ont vu le jour lorsque l'on s'est intéressé à l'émission d'ions multichargés provenant d'élément de numéro atomique intermédiaire à élevé (Bauche-Arnoult, 1979 et 1985 ; Bauche, 1982). L'émission « de couche M » (transitions aboutissant à un niveau de la couche $n = 3$) se prête bien à ce type de traitement, étant donné le très grand nombre de transitions mis en jeu. L'émission « de couche L » (transitions aboutissant à un niveau de la couche $n = 2$), quant à elle, est une situation intermédiaire qui est plus problématique à modéliser, les niveaux étant à la fois trop nombreux pour un traitement détaillé complet, et pas assez pour que le traitement statistique soit vraiment adapté. La modélisation doit alors trouver le bon compromis entre calcul détaillé et traitement statistique (Hansen, 2007 ; Porcherot, 2011), ce qui rend ce type de calculs plus délicat à effectuer.

De plus, si dans certaines conditions d'équilibre du plasma émetteur il existe des simplifications possibles pour les calculs de cinétique atomique, dans les conditions hors équilibre les paramètres hydrodynamiques à un instant donné et les gradients spatiaux et temporels influencent l'émission de rayonnement, ajoutant ainsi une difficulté supplémentaire à la modélisation.

L'utilisation de l'émission de rayonnement en tant que diagnostic repose donc sur l'existence de codes de calculs de cinétique atomique vérifiés et validés par des expériences, dites de *benchmark* en anglais, visant à mesurer à la fois le spectre et les conditions hydrodynamiques dans lesquelles il est produit (Lee, 1997 ; Bowen, 2003 et 2006 ; Rubiano, 2007 ; Fontes, 2009). Ce travail de thèse s'insère dans ce contexte.

On peut identifier deux stratégies pour réaliser une expérience de validation dans ce domaine. Dans la première, on s'efforce de produire un plasma le plus homogène possible, de façon à minimiser l'effet des gradients spatiaux. Cette approche a été utilisée dans des expériences menées au LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory, USA) au début des années 2000 (Glenzer, 2000) sur des *gas bags*, c'est à dire des sphères creuses remplies de gaz à la pression atmosphérique. Plusieurs études ont montré que ce type de cible permet d'obtenir des plasmas assez homogènes (Kalantar, 1995 ; Glenzer, 1997). La deuxième approche, qui est celle choisie pour le travail présenté ici, consiste à étudier un plasma en détente monodimensionnelle. Si la première approche (*gas bag*) permet de s'affranchir des la complexité liée à la modélisation hydrodynamique du plasma, elle ne permet que l'étude d'éléments gazeux et à des densités relativement faibles ($\leq 10^{21} \text{ cm}^{-3}$). L'approche « plasma en détente », par contre, laisse une grande souplesse quant au choix du matériau à étudier et si la détente se fait seulement dans la direction longitudinale l'effet des gradients latéraux peut être négligé.

Au LULI, des expériences combinant mesures spectroscopiques et hydrodynamiques sur des plasmas hors équilibre ont déjà été menées sur des jets de gaz (Chenais-Popovics, 2002 ; Bastiani-Ceccotti, 2007 et 2010). Ces études ont montré des forts effet d'inhomogénéité de la

température électronique, qui ont été attribués à la présence de points chauds. En effet, la focalisation du laser se faisait au moyen d'une lame à phase aléatoire, dont la tache focale a une enveloppe de type fonction d'Airy, superposée à une structure plus fine en speckles. Dans un gaz, la conduction thermique pourrait se révéler trop faible pour « lisser » cette distribution d'intensité, en conduisant à des fortes inhomogénéités dans le plasma. Ceci a justifié le choix de continuer ces travaux en utilisant des cibles solides. L'objectif de cette thèse était donc d'étudier des plasmas en détente bien caractérisés. Pour cela nous avons réalisé des expériences sur des plasmas chauds et denses créés par laser à partir de cibles solides de différents éléments, de numéro atomique moyen à élevé et nous avons cherché à enrichir la palette des diagnostics consacrés à la mesure des paramètres hydrodynamiques par rapport à ce qui avait été fait précédemment.

Ce manuscrit est organisé en quatre parties. Dans le Chapitre 1 seront données des généralités concernant la spectroscopie et les conditions d'équilibre (ou de non-équilibre) du plasma. Dans le Chapitre 2 nous décrirons les différents codes utilisés pour les simulations d'hydrodynamique et de cinétique atomique. Le Chapitre 3 présentera le dispositif expérimental et les diagnostics mis en œuvre pour les mesures spectroscopiques et hydrodynamiques. Enfin les mesures réalisées et leurs comparaisons avec les codes seront présentées dans les Chapitres 4 et 5. Ce travail a été réalisé en collaboration avec des équipes expérimentales du LULI et du CELIA, et des numériciens du CEA-DAM et de l'IAEA.

Chapitre 1

Généralités

Introduction

Lors de l'interaction laser-matière, dès qu'une impulsion laser est focalisée sur une cible solide à une intensité dépassant quelques 10^{10} W/cm² (pour un laser de longueur d'onde de l'ordre du μm), suffisante pour atteindre des températures que plusieurs dizaines d'eV, se crée un plasma d'ions multichargés et d'électrons libres, émetteur de rayonnement intense dans le domaine spectral XUV-X dont l'étude est l'objet de cette thèse. La spectroscopie d'émission, outil de notre étude, consiste à analyser - en fréquence, en longueur d'onde ou en énergie - ce rayonnement afin d'obtenir des informations sur le plasma émetteur.

Nous allons donner dans ce chapitre les principales notions nécessaires pour comprendre les analyses des résultats expérimentaux que nous avons effectuées, expliquer par exemple ce qu'est un ion multichargé, et comment décrire sa structure, ce qu'est un plasma, en donnant les principales équations qui régissent son évolution, en quoi consiste le rayonnement qu'il émet et comment le formuler.

1.1 Ion multi-chargé et structure atomique

Un *ion multichargé* X^z , de degré de charge z , est un atome X de numéro atomique Z_N (et de masse atomique A) qui a perdu z électrons. Un degré de charge $z = 0$ correspond ainsi à un ion neutre et $z = Z_N$ à un ion complètement ionisé. Le nombre d'électrons liés restant est $N = Z_N - z$.

Sa structure atomique peut être caractérisée par un ensemble de nombres quantiques. Le nombre quantique principal (n) représente une couche. A chaque couche n sont associées n sous-couches représentées par un nombre quantique azimuthal l , avec $0 \leq l \leq n - 1$. Si le nombre d'électrons sur la couche n est maximal, et égal à $2n^2$, on parle de couche complète (ou fermée), dans le cas contraire de couche ouverte. Une sous-couche nl peut contenir au maximum $2(2l + 1)$ électrons. On appelle les couches $n = 1, 2, 3 \dots$ couches K, L, M, ...

La répartition des N électrons liés sur un jeu de sous-couches définit une configuration

$$\mathbb{C} = (n_1 l_1)^{p_1} (n_2 l_2)^{p_2} (n_3 l_3)^{p_3} \dots$$

où $\sum_i p_i = N$. La couche de nombre quantique principal maximal est appelée couche externe, par opposition aux autres couches, dites internes.

L'état fondamental d'un ion correspond à une configuration électronique dans laquelle les électrons occupent les sous-couches d'énergie la plus basse, selon la règle de Klechkowski. Toute autre configuration est dite excitée.

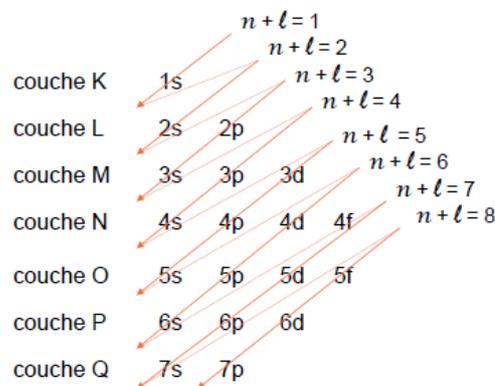


Figure 1.1 : Diagramme dit « de Klechkowski » : pour chaque valeur de $n+l$, les flèches illustrent l'ordre de remplissage des sous-couches dans chaque couche atomique. Quelques éléments échappent cependant à cette règle.

Chaque sous-couche se décompose en niveaux notés, en couplage LSJ (le plus couramment utilisé), $^{2S+1}L_J$ où J est le moment cinétique total des électrons, L le moment cinétique orbital total et S le moment cinétique de spin total.

Les ions dont le niveau fondamental (noté f dans la suite) correspond à une couche complète appartiennent aux séquences iso-électroniques de l'hélium (couche K : $1s^2$), du

néon (couche L : $1s^2 2s^2 2p^6$), du nickel (couche M : $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10}$), ... On parle d'ions héliumoïdes, néonoïdes, nickeloïdes, ... Ce sont les ions les plus stables et donc les plus abondants.

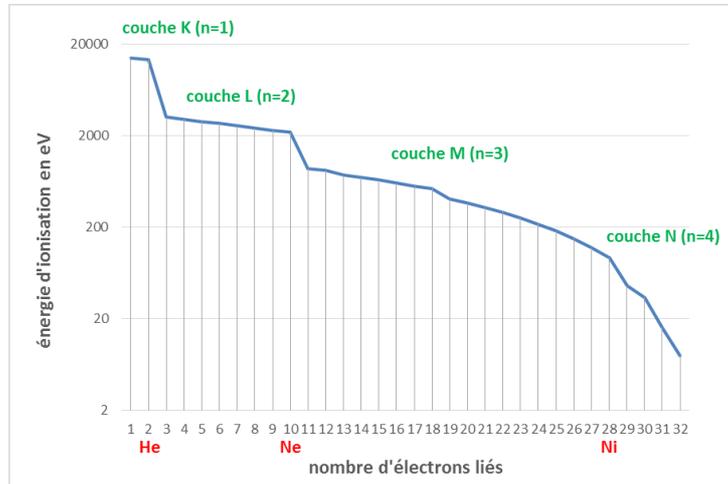


Figure 1.2 : Potentiels d'ionisation du germanium ($Z=32$) (Kelly, 1971) : les discontinuités correspondent à la fermeture des couches complètes.

1.2 Interaction laser-matière

L'interaction laser - matière dépend fortement de la durée de l'impulsion laser ; nous nous limiterons dans cette section aux impulsions de durée nanoseconde qui correspondent à celles que nous avons utilisées.

Un plasma produit par laser est un milieu intrinsèquement inhomogène en raison de la nature des mécanismes qui l'ont créé et qui contrôlent son hydrodynamique.

La structure obtenue après les premiers instants de l'interaction se caractérise par plusieurs zones schématisées sur la figure 1.3 :

1. la *couronne* – qui porte ce nom par analogie avec la couronne solaire en raison de sa température élevée et de sa faible densité - se détend dans le vide en étant directement chauffée par le laser jusqu'à la densité critique $n_c \text{ (cm}^{-3}\text{)} = 1,1 \cdot 10^{21} / \lambda^2$ (λ étant la longueur d'onde laser exprimée en μm) ;
2. la *zone de conversion* est chauffée par conduction électronique par les électrons libres créés dans la couronne et se refroidit en rayonnant soit vers l'avant, au travers de la couronne (constituant ainsi une partie du rayonnement observé), soit vers l'arrière, vers le solide ;
3. pour les plasmas de numéro atomique élevé, ce rayonnement est le précurseur d'une onde de conduction radiative qui chauffe la *zone de réémission* ;
4. la détente de la couronne induit, par effet fusée, une onde de compression vers l'intérieur de la cible ; la *zone sous choc*, délimitée vers l'avant par le front d'ablation

(limite solide-plasma), présente alors une densité supérieure à celle du solide et une température de seulement quelques eV ;

5. au-delà subsiste, lorsque la cible est suffisamment épaisse, le *solide*.

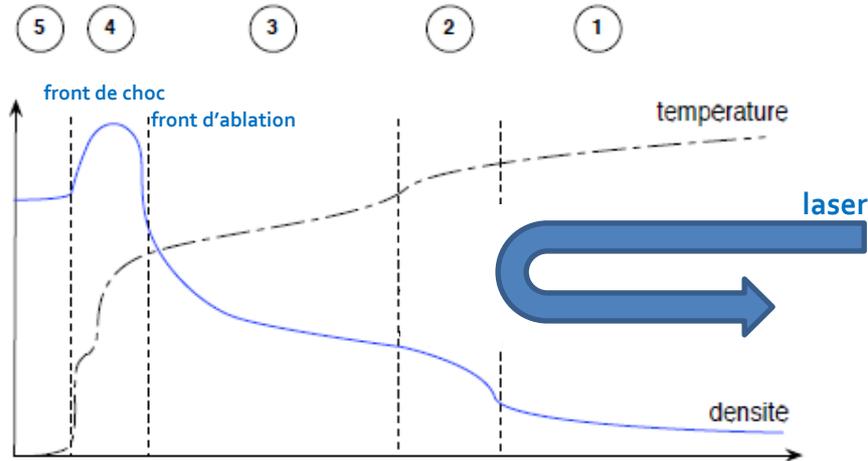


Figure 1.3 : Schéma de la structure d'un plasma créé par irradiation d'une cible solide avec un laser nanoseconde.

Quelle que soit la zone concernée, on peut supposer – et ceci est généralement vérifié dans les plasmas chauds créés par interaction laser-matière en régime nanoseconde tels que ceux que nous avons étudiés - que les électrons libres du plasma sont thermalisés et décrits par une fonction de distribution Maxwellienne caractérisée par une densité électronique n_e et une température électronique T_e . De même, les ions peuvent être définis par une température ionique T_i et une densité ionique n_i .

Hydrodynamique

Un plasma est ainsi considéré comme un fluide à deux températures. Son évolution, son hydrodynamique, est régie par des équations de conservation, de masse, de moment et d'énergie. En supposant une géométrie monodimensionnelle plane (ici pour des raisons de simplification des écritures), ces équations s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} &= 0; \quad \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0; \\ \rho \frac{\partial \mathcal{E}_e}{\partial t} + P_e \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial q_e}{\partial x} &= Q_{ei} + S_{las} - P_{rad} \\ \rho \frac{\partial \mathcal{E}_i}{\partial t} + P_i \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial q_i}{\partial x} &= -Q_{ei}. \end{aligned}$$

où ρ est la densité de masse, P la pression totale ($P = P_e + P_i$), u la vitesse, $\mathcal{E}_{e/i}$ les densités d'énergie électronique et ionique ($\mathcal{E}_{e/i} = C_{v\ e/i} T_{e/i}$, C_v étant une chaleur spécifique), $q_{e/i}$ les

flux de chaleur électronique et ionique, S_{las} une source d'énergie (laser) et P_{rad} une perte d'énergie (rayonnement). Q_{ei} est un terme d'échange d'énergie entre électrons et ions :

$$Q_{ei} = \frac{3 m_e}{2 m_i} n_e (T_i - T_e) / \tau_{ei}$$

avec $\tau_{ei} \propto Z^* n_e T_e^{-3/2}$ et Z^* le degré d'ionisation moyen du plasma (le plasma étant neutre, $Z^* = n_e / n_i$) (Spitzer, 1962).

Pour fermer le système, il faut une équation d'état, exprimant $P_{e/i}$ et $\mathcal{E}_{e/i}$ en fonction de ρ et de $T_{e/i}$.

Absorption

Dans un plasma laser en régime nanoseconde, l'absorption laser se fait principalement sous forme d'absorption collisionnelle (ou Bremsstrahlung inverse : B.I.). Dans ce cas, le dépôt d'énergie laser se fait depuis la couronne jusqu'à la densité critique (trajet aller) selon la loi :

$$S_{las} = \frac{\partial \phi_{las}}{\partial x} = K_{BI} \phi_{las}$$

où $K_{BI} \propto Z^* (n_e / n_c)^2 T_e^{-3/2} / \sqrt{1 - n_e / n_c}$ (Johnston, 1973). Cette expression n'est en fait strictement valable que dans la couronne (faible densité, forte température). Des expressions plus générales basées sur un calcul détaillé de permittivité complexe peuvent être utilisées (Lee, 1984 ; S. Jacquemot et A. Decoster communication privée).

D'autres formes d'absorption existent, notamment l'absorption résonante. Le dépôt d'énergie correspondant se fait exclusivement à la densité critique et est souvent pris égal à une fraction (de l'ordre de 10%) du dépôt par B.I. à cet endroit.

A noter que l'énergie laser non déposée à la densité critique par B.I. ou par absorption résonante est réfléchiée et peut être absorbée par B.I. sur le trajet retour.

Transport

Plusieurs modèles ont été élaborés pour décrire le transport thermique électronique. Le plus classique est celui de L. Spitzer et J.R. Härm (Spitzer, 1953) qui permet d'écrire $q_e = -K_e \partial T_e / \partial x$. Cette expression n'étant valable que pour des gradients de température relativement faibles, elle est usuellement corrigée en introduisant un flux limite q_{lim} (celui d'électrons en écoulement libre) et un facteur empirique f_{lim} selon :

$$q_e = \min\left(-K_e \frac{\partial T_e}{\partial x}, f_{lim} q_{lim}\right)$$

avec $q_{lim} = n_e T_e \sqrt{k T_e / m_e}$ et $K_e \propto T_e^{5/2}$ (le coefficient de proportionnalité étant fonction de Z^*). Lorsque cette limitation ne suffit pas (en présence de gradients très raides), des théories

de flux délocalisé ont été développées par exemple par J.F. Luciani, P. Mora et J. Virmont (Mora, 1983), E.M. Epperlein et R.W. Short (Epperlein, 1994) ou G. Schurtz, Ph. Nicolai et M. Busquet (Schurtz, 2000). Un traitement Fokker-Planck du transport peut également être envisagé (Kingham, 2010).

Le transport ionique est en général traité de manière classique : $q_i = -\frac{K_i \partial T_i}{\partial x} \left(K_i \propto T_i^{\frac{5}{2}} \right)$.

Transfert radiatif

L'expression des pertes radiatives résulte de la résolution d'une équation de transfert de rayonnement et du calcul de deux grandeurs caractéristiques du plasma, son émissivité j_ν et son opacité k_ν (voir section 1.3). Il s'agit d'un problème complexe faisant souvent l'objet d'approximations (faible anisotropie du rayonnement – approximation P1 – par exemple) et de traitements approchés (approche multi-groupe, moyennes « grises », etc). Dans le cadre de l'approximation P1, P_{rad} s'exprime en fonction de j_ν , de k_ν et de l'intensité du rayonnement I_ν selon :

$$4\pi U_\nu = \int I_\nu d^2\Omega; P_{rad} = 4\pi \int (j_\nu - k_\nu U_\nu) d\nu$$

où $\int d^2\Omega$ représente une intégration sur toutes les directions $\vec{\Omega}$ de propagation possible des photons.

Il faut de plus rajouter aux équations de conservation de l'hydrodynamique une équation de transfert de rayonnement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\Phi_\nu}}{\partial t} + c \frac{\partial U_\nu}{\partial \vec{r}} &= -c k_\nu \overline{\Phi_\nu} & ; \quad \overline{\Phi_\nu} &= \frac{3}{4\pi} \int I_\nu \vec{\Omega} d^2\Omega. \\ \frac{\partial U_\nu}{\partial t} + \frac{c}{3} \frac{\partial \overline{\Phi_\nu}}{\partial \vec{r}} &= c(j_\nu - k_\nu U_\nu) \end{aligned}$$

Si le terme $\frac{\partial \overline{\Phi_\nu}}{\partial t}$ est négligé, on obtient une équation de diffusion :

$$\frac{\partial U_\nu}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{c}{3k_\nu} \frac{\partial U_\nu}{\partial x} \right) = c(j_\nu - k_\nu U_\nu) \text{ [cas 1D plan].}$$

Ce système d'équations pour décrire l'hydrodynamique d'un plasma laser est résolu numériquement.

La notion de transfert radiatif est également nécessaire pour comprendre les spectres observés. En effet, le rayonnement doit, avant d'être détecté, traverser une épaisseur, même infinitésimale, de plasma. En supposant que seul est observé le rayonnement se propageant vers le détecteur perpendiculairement au plasma (selon l'axe Ox du schéma en figure 1.4), l'équation du transfert radiatif se simplifie selon :

$$\left[\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \right] I_\nu = j_\nu - k_\nu I_\nu.$$

En régime stationnaire et pour un plasma homogène, cela donne :

$$I_\nu = (j_\nu/k_\nu)[1 - e^{-k_\nu\Delta x}]$$

pour une épaisseur Δx et aucun rayonnement incident [$I_\nu(x = 0) = 0$]. Le rapport j_ν/k_ν est la fonction source du rayonnement.

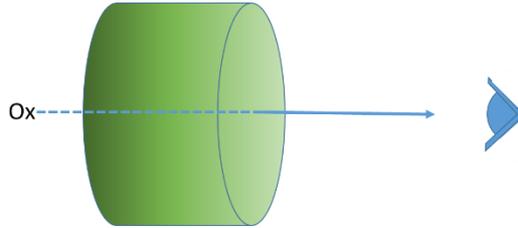


Figure 1.4 : Observation du rayonnement émis par le plasma.

On parle de plasma optiquement mince si l'opacité est faible dans tout le plasma ; dans ce cas, $e^{-k_\nu\Delta x} \sim 1 - k_\nu\Delta x$ et $I_\nu \sim j_\nu \Delta x$. Dans le cas contraire (plasma optiquement épais), $e^{-k_\nu\Delta x} \sim 0$, il y a peu d'émission de rayonnement (réabsorption presque complète) : $I_\nu \rightarrow j_\nu/k_\nu$. Les plasmas étudiés lors de cette thèse peuvent être en fait considérés comme une succession de tranches de plasma homogènes ; le rayonnement émis en sortie de la tranche n s'écrit alors :

$$I_{\nu n} = S_{\nu n}(1 - e^{-k_{\nu n}\Delta x_n}) + e^{-k_{\nu n}\Delta x_n} [S_{\nu_{n-1}}(1 - e^{-k_{\nu_{n-1}}\Delta x_{n-1}}) + e^{-k_{\nu_{n-1}}\Delta x_{n-1}} [\dots]]$$

créant ainsi des couplages non locaux entre des régions de densité et températures différentes par un jeu d'absorption et de réémission successives. Le rayonnement observé dépend ainsi des dimensions du plasma et des gradients spatiaux des paramètres hydrodynamiques.

1.3 Rayonnement et physique atomique

Le rayonnement émis par un plasma d'ions multi-chargés comporte plusieurs composantes : rayonnement de freinage, ou Bremsstrahlung ou libre-libre, rayonnement de recombinaison, ou lié-libre, et rayonnement de raies, ou libre-libre, sur lequel porte plus spécifiquement notre étude. La figure 1.5 montre une vision d'ensemble de ces différents types d'émission, que nous allons décrire dans ce qui suit.

Rayonnement de freinage

Lors de l'interaction Coulombienne entre un électron libre du plasma (e^-) et une autre particule chargée, un ion, l'électron est décéléré et un rayonnement, dit de freinage, est émis à une énergie $h\nu$ égale à celle de l'énergie cinétique perdue par l'électron (figure 1.3).

Le spectre correspondant est alors continu, avec une émissivité - à la fréquence ν - proportionnelle à :

$$j_v^{ff} \propto n_e n_i T_e^{-\frac{1}{2}} \exp(-h\nu/T_e) \sum_{z=0}^{Z_N} z^2 f_z$$

$$k_v^{ff} \propto j_v^{ff} [\exp(h\nu/T_e) - 1]/(h\nu)^3$$

où f_z est l'abondance de l'ion X^z ($Z^* = \sum_{z=0}^{Z_N} z f_z$).

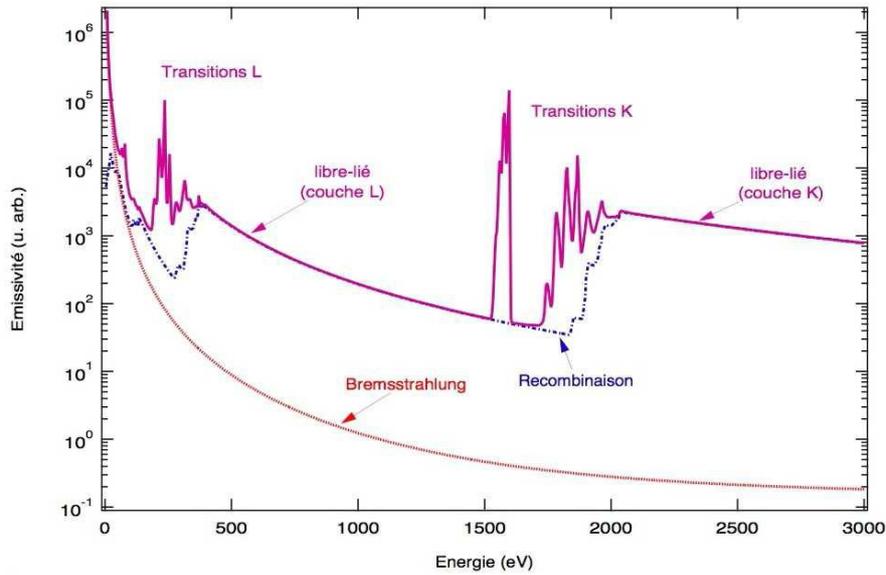


Figure 1.5 : Calcul du spectre X émis par un plasma d'aluminium ($T_e = 300 \text{ eV} - \rho = 0,1 \text{ g/cm}^3$) avec identification des différentes contributions (Lecherbourg, 2007).

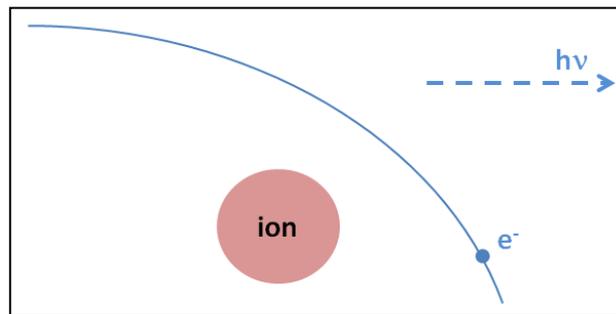
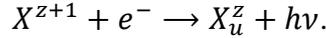


Figure 1.3 : Emission de Bremsstrahlung.

Rayonnement de recombinaison

Il s'agit du rayonnement émis lors de la capture d'un électron libre d'énergie ε par un ion du plasma X^{Z+1} (processus de recombinaison) résultant en un ion X^Z dans un niveau excité u :



Le spectre correspondant est également continu mais il présente des discontinuités puisque uniquement des photons d'énergie $h\nu$ supérieure à l'énergie d'ionisation du niveau excité résultant (χ_u^Z) peuvent être émis. L'émissivité - à la fréquence ν - est alors proportionnelle à :

$$j_\nu^{bf} \propto n_e n_i \sqrt{T_e} \sum_{Z=0}^{Z_N-1} \sum_u \text{tel que } \chi_u^Z - h\nu < 0 f_{Z+1} \left(\frac{\chi_u^Z}{T_e}\right)^2 \exp\left(\frac{\chi_u^Z - h\nu}{T_e}\right) \\ k_\nu^{bf} \propto j_\nu^{bf} [\exp(h\nu/T_e) - 1]/(h\nu)^3$$

Ces discontinuités sont appelées bords K, L, M ... selon la couche externe du niveau u .

Rayonnement de raie

Lorsqu'un électron lié passe d'un niveau excité u de l'ion X^Z (d'énergie E_u^Z) à un niveau l tel que $E_{ul}^Z = E_u^Z - E_l^Z > 0$, il y a émission d'un photon d'énergie $h\nu_{ul}^Z = E_{ul}^Z$. Le spectre associé est un spectre discret, présentant autant de raies que de transitions $u \rightarrow l$ possibles radiativement. L'émissivité est alors donnée par la somme :

$$j_{\nu_{ul}}^{bb} = \sum_{Z=0}^{Z_N-1} \sum_{u>l} A_{ul} \frac{E_{ul}^Z}{4\pi} P_u^Z ; k_{\nu_{ul}}^{bb} = \sum_{Z=0}^{Z_N-1} \sum_{u>l} A_{ul} \left(\frac{P_l^Z}{g_l} - \frac{P_u^Z}{g_u}\right) \left(\frac{hc}{2E_{ul}^Z}\right)^2$$

avec A_{ul} la probabilité d'émission spontanée, P_u^Z la population du niveau u ($n_i f_z = \sum_u P_u^Z$) et g le poids statistique d'un niveau (égal pour une couche n , ou sous-couche l , au nombre maximum d'électrons $2n^2$, ou $2(2l+1)$, et pour un terme à $2J+1$).

Pour un ion donné, on distingue plusieurs types de raies (figure 1.6) : les raies de résonance provenant de transitions entre un état excité u de l'ion X^Z et son état fondamental (I_{res}), les raies entre deux niveaux excités de l'ion X^Z , souvent très nombreuses mais moins intenses, et les raies satellites (I_{sat}). Dans ce dernier cas, le niveau qui se désexcite est un niveau doublement excité ** de l'ion X^{Z-1} , situé au-dessus de la limite d'ionisation de ce dernier.

La configuration du niveau doublement excité ** correspond à celle d'un niveau excité de l'ion X^Z (*) à laquelle a été ajouté un électron « spectateur » sur une couche externe. Le potentiel de l'ion X^{Z-1} vu par l'électron « actif » lors de la transition satellite est alors proche de celui de l'ion X^Z et l'énergie de la raie satellite égale (par valeur inférieure) à celle de la raie de résonance issue du niveau *. Sur un spectre X, les raies satellites se présentent ainsi sur le flanc rouge des raies de résonance « parentes ».

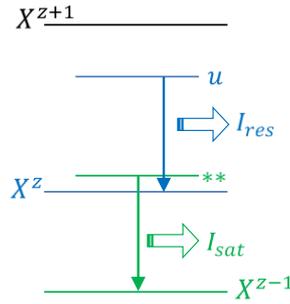


Figure 1.6 : Schéma de l'émission dans le cas de la recombinaison

Élargissement spectral

En pratique, une raie n'a pas une fréquence parfaitement déterminée E_{ul}^z mais s'étale sur une bande de fréquence. Les raisons de cet élargissement sont multiples :

- élargissement naturel, élargissement homogène dû au fait que la durée de vie des niveaux est finie. Un niveau u , de durée de vie finie $1/\Gamma_u$, n'a pas en fait une énergie E_u^z parfaitement définie ; le principe d'incertitude de Heisenberg définit plutôt une bande en énergie ΔE_u^z vérifiant $\Delta E_u^z \Gamma_u \geq \hbar$. $1/\Gamma_u$ correspond au temps au bout duquel le niveau u s'est complètement désexcité : $\Gamma_u = \sum_l T_{ul}$, où T_{ul} est la probabilité totale de désexcitation (radiative et collisionnelle) du niveau u vers un niveau l ;
- élargissement Doppler, élargissement inhomogène dû à l'agitation thermique des ions émetteurs dans le plasma ;
- élargissement Stark, dû aux micro-champs électriques qui existent dans le plasma du fait du mouvement des ions et des électrons qui entourent l'ion émetteur et qui perturbent les niveaux de ce dernier (en décomposant ce dernier en m niveaux magnétiques).

L'émissivité lié-lié doit donc être modifiée selon :

$$j_{\nu}^{bb} = \sum_{z=0}^{Z_N-1} \sum_{u>l} A_{ul} \frac{E_{ul}^z}{4\pi} P_u^z \Phi_{ul}^z(\nu) ; k_{\nu_{ul}}^{bb} = \sum_{z=0}^{Z_N-1} \sum_{u>l} A_{ul} \left(\frac{P_l^z}{g_l} - \frac{P_u^z}{g_u} \right) \left(\frac{hc}{2E_{ul}^z} \right)^2 \Phi_{ul}^z(\nu)$$

en introduisant la notion de profil de la transition $u \rightarrow l$: $\Phi_{ul}^z(\nu)$ (tel que $\int \Phi_{ul}^z(\nu) d\nu = 1$) et en supposant les profils en absorption et en émission égaux.

Dans le cas de l'élargissement naturel, le profil est une Lorentzienne :

$$\Phi_{ul}^z(\nu) = \frac{\Gamma_{ul}^z/4\pi^2}{[(\nu - \nu_{ul}^z)^2 + (\Gamma_{ul}^z/4\pi)^2]}$$

avec $\Gamma_{ul}^z = \Gamma_u^z + \Gamma_l^z$. La largeur totale à mi-hauteur (FWHM) du profil est $\Gamma_{ul}^z/2\pi$ et son maximum $4/\Gamma_{ul}^z$ (pour $\nu = \nu_{ul}^z$).

Dans le cas de l'élargissement Doppler, le profil est une Gaussienne :

$$\Phi_{ul}^z(\nu) = \exp[-[(\nu - \nu_{ul}^z)/\Delta\nu_D]^2]/\sqrt{\pi}\Delta\nu_D$$

avec $\Delta\nu_D = \nu_{ul}^z \sqrt{2T_i/M_i c^2}$ (T_i en eV dans cette formule) et on suppose que, quel que soit l'ion émetteur, sa masse est égale à la masse M_i de l'élément X ($M_i c^2$ exprimée en eV). La largeur totale à mi-hauteur (FWHM) du profil est $2\sqrt{\ln(2)}\Delta\nu_D$ et son maximum $1/(\sqrt{\pi}\Delta\nu_D)$ (pour $\nu = \nu_{ul}^z$).

La figure 1.7 compare un profil Lorentzien (en bleu) à un profil Gaussien (en vert) de même maximum. La Gaussienne est plus large à mi-hauteur mais ses ailes sont nettement moins importantes que celles de la Lorentzienne.

Dans le cas de l'élargissement Stark, le profil est une superposition de Lorentziennes. Le calcul de la largeur de raie – qui augmente avec la densité électronique et le nombre quantique principal et qui diminue lorsque Z_N augmente – est complexe et il existe très peu de formules approchées. Il faut avoir recours à des codes spécifiques pour la déterminer, tel que le code PPP développé au PIMM (Calisti, 1990).

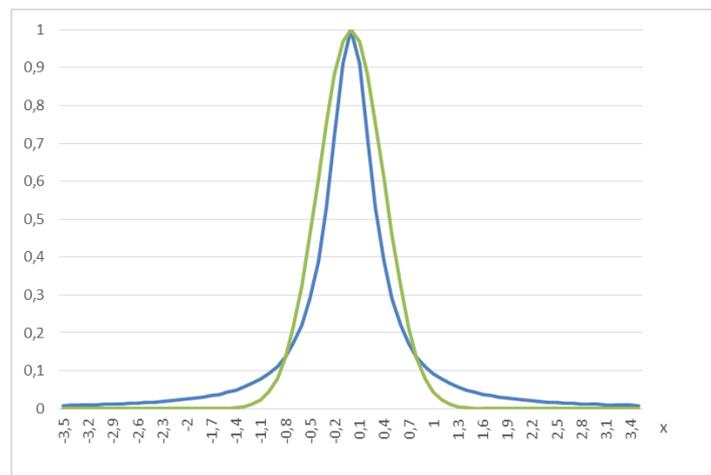


Figure 1.7 : Comparaison de profils synthétiques Lorentzien et Gaussien de même maximum ($x = \nu - \nu_{ul}^z$).

L'élargissement Doppler est en général le processus dominant dans les plasmas de numéro atomique élevé et de densité modérée, mais l'élargissement naturel doit être pris en compte lorsque la température est faible. Dans ce cas, le profil, résultant de la convolution de la Lorentzienne naturelle et de la Gaussienne Doppler, est un profil de Voigt.

Prenons pour exemple (figure 1.8) un plasma de niobium ($Z_N = 41$) néonoïde et la raie de résonance $1s^2 2p^5 3d \rightarrow 1s^2 2p^6$ la plus intense (la raie à 5.08 \AA , labellisée 3D sur la figure). La probabilité d'émission spontanée du niveau 3d est de $1.6 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ ce qui donne une largeur à mi-hauteur « naturelle » de $2.55 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$. La masse atomique du niobium étant de 92.9 u , la largeur FWHM Doppler s'écrit $4.73 \cdot 10^{12} \sqrt{T_i} \text{ (s}^{-1}\text{)}$. Les deux largeurs sont comparées sur la figure 1.9. Si, à basse température, élargissement naturel et élargissement Doppler sont de même importance, au-delà du 1 keV l'élargissement Doppler devient prépondérant.

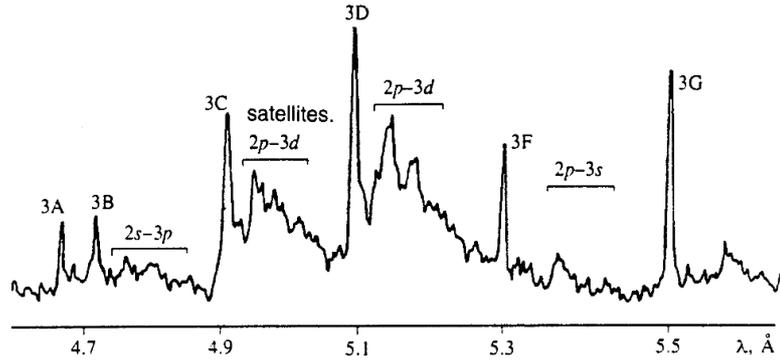


Figure 1.8 : Exemple de spectre du Nb isoélectronique du néon (Khakhalin, 1994).

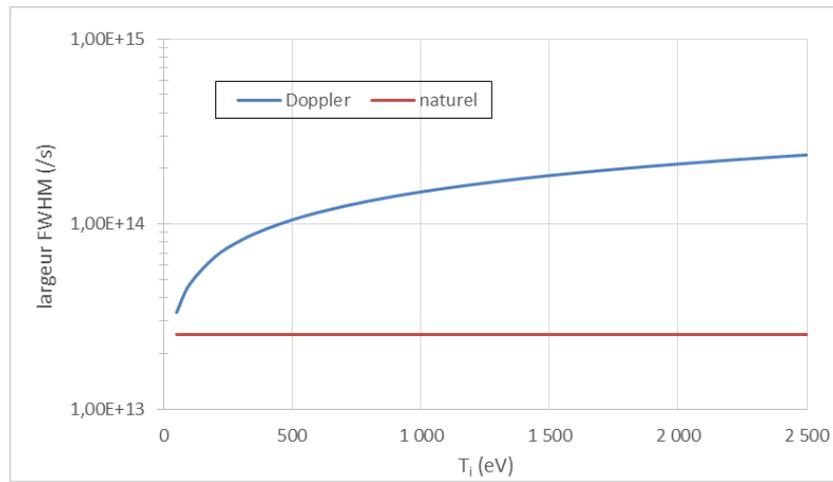


Figure 1.9 : Comparaison entre l'élargissement Doppler et l'élargissement naturel dans le cas de la raie néonoïde 3D du spectre en figure 1.8.

Les plasmas que nous allons étudier ont une température électronique de l'ordre du keV et une température ionique plus faible mais de quelques centaines d'eV (chapitre 4) ; l'effet Doppler sera donc la source principale d'élargissement des raies.

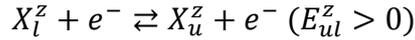
Le profil d'une raie dépend cependant aussi des caractéristiques de l'instrument qui sert à l'observer. On modélise généralement l'effet instrumental par un profil Gaussien qu'il convient de convoluer avec le profil intrinsèque de la raie. Si cet effet est faible, la raie est dite résolue. Nous avons utilisé un dispositif (qui sera décrit dans le chapitre 2) dont la résolution était de 2 eV, soit $4.84 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$. Dans le cas de l'exemple précédent, l'élargissement instrumental est dominant.

L'analyse du rayonnement émis par un plasma nécessite ainsi une connaissance précise de l'abondance de chaque ion $\{f_z\}_{0 \leq z \leq Z_N}$ et de la répartition de celle-ci entre les différents niveaux $\{P_u^Z\}_{u,z}$ qui interviennent dans le calcul des émissivités.

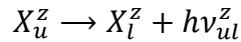
1.4 Cinétique atomique

Les populations P_u^Z résultent d'un équilibre entre de nombreux processus atomiques de peuplement et de dépeuplement, radiatifs et collisionnels, entre niveaux d'un même ion et entre niveaux d'ions adjacents. Les processus en question sont listés ci-après. Pour chaque processus, la notation utilisée pour indiquer le taux du processus est indiquée entre parenthèses.

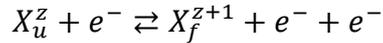
- excitation (C_e) / désexcitation (C_d) collisionnelle :



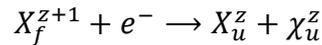
- émission spontanée, ou désexcitation radiative (A) :



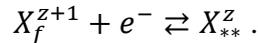
- ionisation collisionnelle (S_c) / recombinaison à 3 corps (α_c) :



- recombinaison radiative (α_r) :



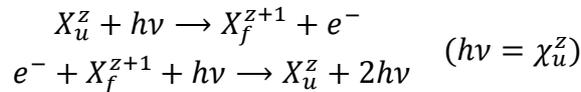
- capture diélectronique (C_a) / auto-ionisation (Aa) :



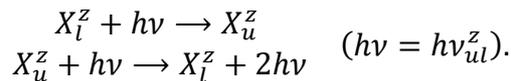
Lorsque le processus de capture diélectronique est suivi par une désexcitation radiative du niveau doublement excité vers un niveau simplement excité, on parle de recombinaison diélectronique (α_d)

En présence d'un champ de rayonnement s'ajoutent les mécanismes photo-induits de :

- photo-ionisation (S_{ph}) / recombinaison stimulée (α_s) :



- photo-excitation (B_e) / émission stimulée (B_d) :



Tous ces processus sont illustrés sur la figure 1.10.

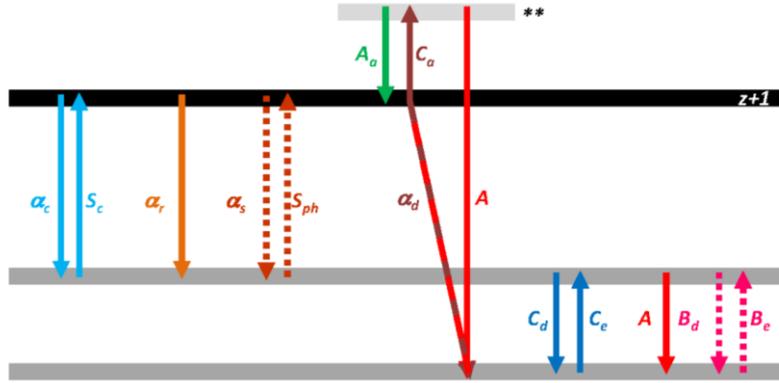


Figure 1.10 : Représentation schématique des mécanismes de peuplement / dépeuplement des niveaux d'un ion.

L'évolution au cours du temps des populations P_u^Z est alors solution d'un système d'équations différentielles, dit équation-maîtresse, qui met en œuvre les probabilités de différentes transitions (fonctions de la température et de la densité électronique du plasma) impliquant le niveau u . On parle d'équilibre collisionnel-radiatif. Pour un niveau simplement excité et en absence de champ de rayonnement, l'équation-maîtresse s'écrit :

$$\frac{dP_u^Z}{dt} = -P_u^Z \left\{ \sum_{l < u} (A_{ul} + n_e C_{d ul}) + \sum_{l > u} n_e C_{e ul} + n_e S_{c u} \right\} + \sum_{l > u} P_l^Z (A_{lu} + n_e C_{d lu}) + \sum_{l < u} P_l^Z n_e C_{e lu} + P_f^{Z+1} n_e \{ \alpha_r + \alpha_d + n_e \alpha_c \}$$

Le nombre d'équations à résoudre est alors égal au nombre de niveaux à traiter.

Sous certaines conditions, cette résolution n'est toutefois pas nécessaire.

Equilibre thermodynamique

Lorsque que le milieu est complètement thermalisé - lorsque le rayonnement émis est intégralement réabsorbé et lorsque les collisions électrons-ions sont équilibrées - le milieu se comporte comme un corps noir de température T_r (rayonnement Planckien, illustré sur la figure 1.11) et toutes les températures sont égales : $T_e = T_i = T_r$; on parle d'équilibre thermodynamique complet (ETC) ou global. Dans ce cas, tout processus microscopique est exactement équilibré par son processus inverse (principe de micro-réversibilité).

Un tel équilibre est difficile à atteindre en laboratoire, le rayonnement se découplant très aisément de la matière ($T_r \neq T_e$). Si la densité est suffisamment élevée, les collisions peuvent toutefois localement assurer la thermalisation des particules. Il en est de même lorsque le milieu est placé dans un bain radiatif, comme par exemple à l'intérieur d'une cavité de FCI en attaque indirecte, qui assure que les processus photo-induits soient dominants. On parle alors d'équilibre thermodynamique local (ETL).

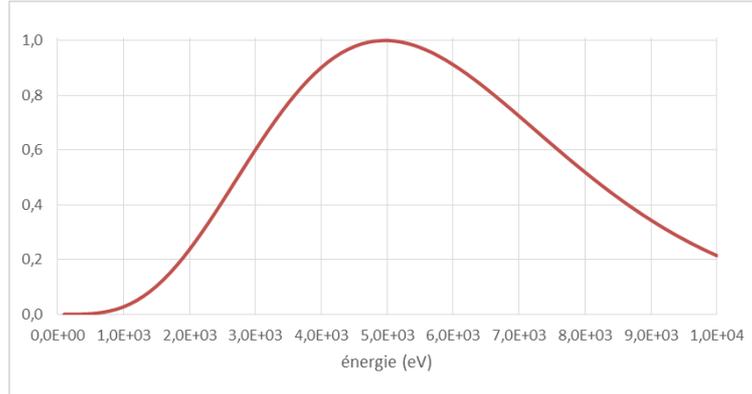


Figure 1.11 : Spectre de corps noir normalisé pour une température de 1 keV.

Que cela soit à l'ETC ou à l'ETL, les populations ne sont pas données par l'équation-maîtresse mais par les lois de Saha – Boltzmann :

$$\frac{P_u^Z}{P_l^Z} = \frac{g_j}{g_i} \exp\left(-\frac{E_{ul}^Z}{T_e}\right)$$

$$\frac{n_e P_f^{Z+1}}{P_u^Z} = 2C \frac{g_f^{Z+1}}{g_u^Z} T_e^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{\chi_u^Z}{T_e}\right)$$

où $C = 3.017 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-3/2}$ si n_e est en cm^{-3} et T_e en eV.

Un critère pour que l'ETL soit satisfait entre deux niveaux u et l du même ion peut être obtenu en comparant les probabilités de désexcitations radiative et collisionnelle et en supposant les premières 10 fois plus faibles que les secondes (Griem, 1963 ; McWhirter, 1965) :

$$n_e (\text{cm}^{-3}) \gtrsim 1,8 \cdot 10^{14} \sqrt{T_e (\text{eV})} E_{ul}^Z{}^3.$$

On peut en dériver un critère pour que l'ETL soit satisfait dans tout le plasma, en remplaçant E_{ul}^Z par l'énergie d'ionisation du niveau fondamental de l'ion z (χ_f^Z) puis en se plaçant dans une approximation d'ion moyen hydrogénoïde (pour laquelle tous les ions sont assimilés à un ion unique de charge Z^* et de nombre quantique \bar{n} : $\forall z, \chi_f^Z \sim \bar{\chi} = E_H Z^{*2} / \bar{n}^2$), E_H étant l'énergie de Rydberg : 13.6 eV) :

$$n_e (\text{cm}^{-3}) \gtrsim 4,5 \cdot 10^{17} \sqrt{T_e (\text{eV})} (Z^* / \bar{n})^6.$$

Equilibre coronal

Le modèle coronal a été développé par les astrophysiciens pour la couronne solaire et s'applique également aux plasmas de tokamak. Il repose sur le fait que, dans les plasmas de

faibles densités ($\sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) et de fortes températures ($> 100 \text{ eV}$), les niveaux excités sont très peu peuplés par collisions. La population d'un ion est alors principalement celle de son niveau fondamental et est déterminée par l'équilibre de 2 mécanismes seulement : l'ionisation collisionnelle et la recombinaison radiative, ce qui donne :

$$\frac{dP_f^Z}{dt} = P_f^{Z+1} n_e \alpha_r - P_f^Z n_e S_{cf}.$$

Les niveaux excités sont, quant à eux, uniquement peuplés par excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental et dépeuplés par émission spontanée :

$$\frac{dP_u^Z}{dt} = P_f^Z n_e C_{efu} - P_u^Z \sum_{l < u} A_{ul}.$$

La résolution est alors relativement simple.

Un critère pour pouvoir utiliser un modèle coronal a également été donné par R.W.P. McWhirter et repris par J. Cooper (Cooper, 1966) ; il s'écrit :

$$n_e [\text{cm}^{-3}] < 1,2 \times 10^{10} T_e^4 (\bar{n}/Z^*)$$

condition à laquelle il faut ajouter le fait que le plasma doit être optiquement mince. Selon J. Cooper, en supposant un plasma homogène, d'épaisseur D , et en ne considérant que le rayonnement lié-lié dû à la 1^{ère} raie de résonance ($\bar{n} + 1 \rightarrow \bar{n}$), de fréquence ν , de probabilité d'émission spontanée A et de largeur Doppler $\Delta\nu_D$ (ces 3 grandeurs en s^{-1}), cette condition s'écrit :

$$D n_i [\text{cm}^{-2}] \leq 1,58 \cdot 10^{-21} \frac{\nu^2 \Delta\nu_D}{A} \left(\frac{\bar{n}}{\bar{n}+1} \right)^2.$$

En reprenant l'exemple de la section 1.3 (plasma de niobium néonoïde : $Z^* = 31, \bar{n} = 2$), les formules précédentes donnent pour $T_e = 1 \text{ keV}$ une densité minimale pour être à l'ETL de l'ordre de $2 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-3}$ (au-delà de la densité du solide) et une densité maximale pour être en équilibre coronal de l'ordre de $8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Pour que le plasma soit de plus optiquement mince, la 1^{ère} raie de résonance étant la raie 3D, on obtient une densité minimale de l'ordre de 10^{13} cm^{-3} pour $T_i = 500 \text{ eV}$ et $D = 500 \mu\text{m}$.

En dehors de ces deux équilibres, à faible et forte densité, le plasma est dit hors-ETL (ou HETL) et la résolution de l'équation-maîtresse est incontournable.

Il ne reste qu'une simplification possible, s'affranchir de la dépendance temporelle : $dP_u^Z/dt = 0$ (équilibre stationnaire). Ceci peut être supposé dès que le temps caractéristique d'évolution des paramètres hydrodynamiques du plasma t_{hydro} est supérieur à la durée de vie de tous les niveaux. On parle d'équilibre quasi-stationnaire lorsque ceci ne peut être vérifié que pour les niveaux excités.

Selon I.H. Hutchinson (Hutchinson, 1987), le temps de relaxation des niveaux excités vers un niveau d'équilibre t_e peut être donné par l'inverse de la probabilité d'émission

spontanée de la première raie de résonance. Pour notre plasma de niobium néonoïde, $t_e \sim 6$ fs. Le temps nécessaire pour atteindre un équilibre d'ionisation t_i est, quant à lui, donné par l'inverse de la probabilité de recombinaison radiative $n_e \alpha_r$. En utilisant une formule pour celle-ci due à R.W.P. McWhirter : $\alpha_r \sim 1.9 \cdot 10^{-14} \bar{\chi} / \sqrt{T_e}$, on trouve à 1 keV et 10^{20} cm^{-3} $t_i \sim 5$ ns. Pour les plasmas créés en régime ns, on a donc bien $t_e \ll t_{\text{hydro}} \ll t_i$ et on peut supposer l'équilibre quasi-stationnaire.

En reprenant sur la figure 1.12 la structure d'un plasma laser présenté précédemment, on peut établir que la zone de réémission est à l'ETL (forte densité assurant un rôle prépondérant des collisions dans la physique atomique et rayonnement quasi-Planckien), que la couronne très lointaine est probablement à l'équilibre coronal mais que la zone de conversion est HETL. Comme dit précédemment, le rayonnement observé est majoritairement issu de cette zone, ce qui justifie une approche HETL dans l'analyse de nos résultats expérimentaux.

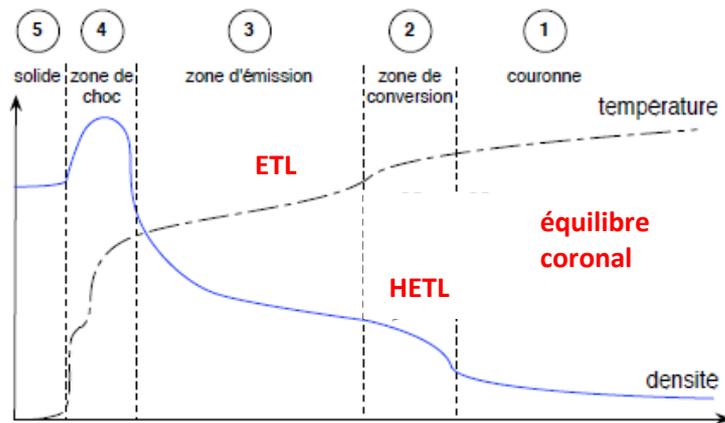


Figure 1.12 : Illustration des modèles de cinétique atomique applicables dans les différentes régions d'un plasma créé par une impulsion laser nanoseconde.

La résolution de l'équation-maîtresse se fait grâce à des outils numériques de cinétique atomique, plus ou moins sophistiqués.

En fait, l'approche suivie dans cette thèse comporte trois étapes :

- la simulation numérique du milieu émetteur, qui utilise un code d'hydrodynamique radiative, basé sur les équations de la section 1.2, incluant, notamment pour le calcul de P_{rad} , un module de cinétique atomique simplifié (simplifié afin de limiter le temps de calcul),
- le post-processing des cartes spatio-temporelles de cette hydrodynamique par des outils de cinétique atomique détaillée pour déterminer les populations P_u^Z et les différentes émissivités (équations de la section 1.3),
- des codes de transfert radiatif pour reconstruire les spectres observés.

Les codes utilisés seront présentés dans la partie 1.6.

1.4 - Caractéristiques des spectres d'émission K, L et M

Dans cette section, nous allons succinctement décrire le type de spectres que nous allons observer. La gamme d'énergies enregistrées par le détecteur que nous avons utilisé étant réduite (2550-2850 eV - chapitre 2), seule la composante lié-lié était observable.

Les transitions $u \rightarrow l$ concernées déterminent alors la nature du spectre : on parle de spectre K (L, M) lorsque la couche externe du niveau l est $n = 1$ (2,3).

Le diagramme de la figure 1.13 (Tanaka, 1989) montre que, pour la gamme d'énergie du détecteur, le niobium et le brome ($Z_N = 35$) devraient émettre en couche L alors que le tantale ($Z_N = 73$) devrait émettre en couche M et le potassium ($Z_N = 19$) en couche K.

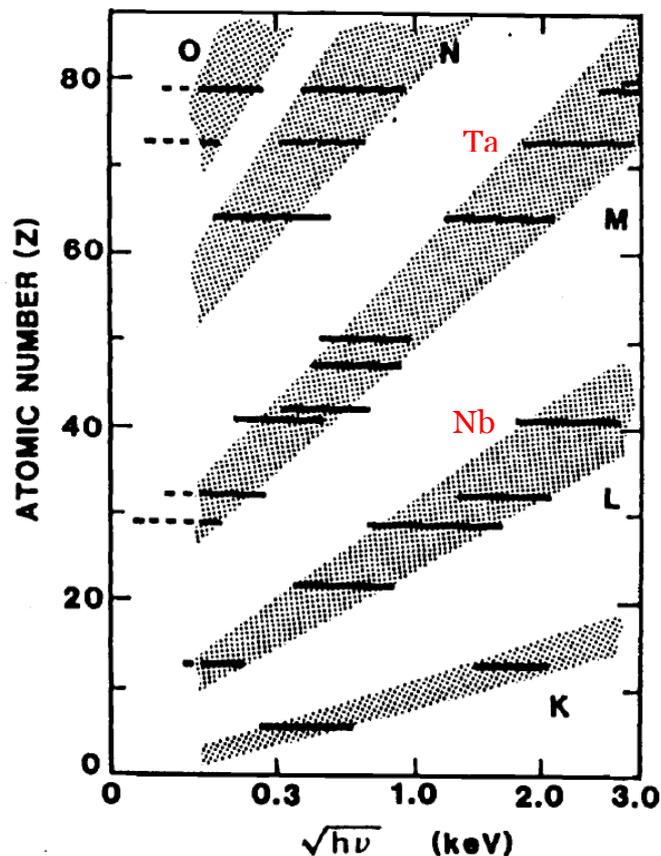


Figure 1.13 : Illustration des gammes d'émission en fonction du nombre atomique de l'élément.

Spectres de couche K

Sont principalement présentes des raies isolées (résolues), raies de résonances hydrogénoïdes, et leurs satellites héliumoïdes, et raies de résonances héliumoïdes, et leurs satellites lithiuoïdes. Le spectre de la figure 1.14 est un spectre K typique autour de la raie héliumoïde $He\alpha(1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0)$ et de la raie d'inter-combinaison IC ($1s2p\ ^3P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$). Les satellites lithiuoïdes correspondent à des transitions $1s2l2l' \rightarrow 1s^22l$ schématisées sur la figure 1.15.

Le nombre limité de raies rend possible la résolution de l'équation-maîtresse. Des codes de cinétique atomique détaillée ont donc pu être développés, et ce dont d'autant plus que, pour des éléments de Z faible à modéré, il est possible de calculer de manière éprouvée les données atomiques impliquées (énergies des niveaux, probabilités d'émission spontanée, sections efficaces collisionnelles, etc). Cela a permis la mise au point de nombreux diagnostics, notamment de la température du plasma émetteur, basés sur les rapports d'intensités de certaines de ces raies, par exemple, entre une raie satellite diélectronique (telle que la raie $k 1s2p^2 \ ^2D_{3/2} \rightarrow 1s^22p \ ^2P_{1/2}$) et la raie $\text{He}\alpha$ (notée aussi w). Un exemple est illustré sur la figure 1.16. De telles méthodes ont été conçues dans les années 60-70 par des plasmiciens-astrophysiciens et utilisés initialement pour diagnostiquer la couronne solaire (Gabriel, 1961 ; Gabriel, 1972), domaine d'application qui s'est étendu assez rapidement aux plasmas laser (Feldmann, 1974) et aux plasmas de tokamak (Bitter, 1979).

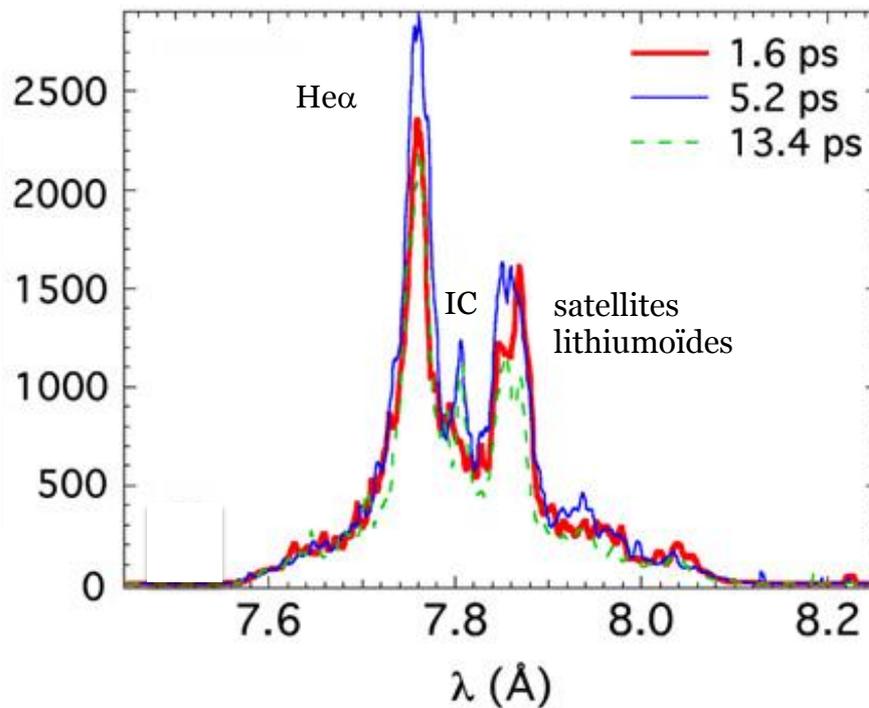


Figure 1.14 : Emission de couche K de l'aluminium (Bastiani-Ceccotti, 2010) à différents temps de l'interaction laser-matière à $2.7 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ (pour une durée laser de 3 ps).

Les outils de cinétique atomique en couche K étant relativement « simples » de par le nombre limité de niveaux mis en jeu, les éléments émettant en couche K sont souvent utilisés dans les expériences laser comme « thermomètre » ; c'est le cas par exemple de l'aluminium dans les expériences en cavité conduites sur LULI2000 par F. Thais et al. (Dozières, à paraître) ou du potassium dans nos expériences sur le KBr.

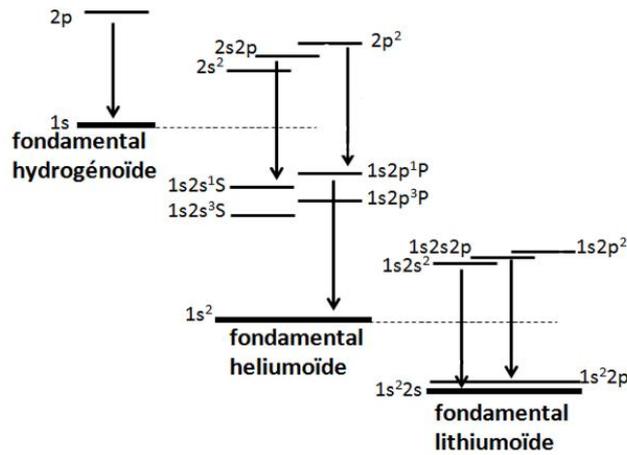


Figure 1.15 : Schéma des niveaux et des transitions impliqués dans l'émission des raies satellites lithuïmoïdes de la raie de résonance $He\alpha$.

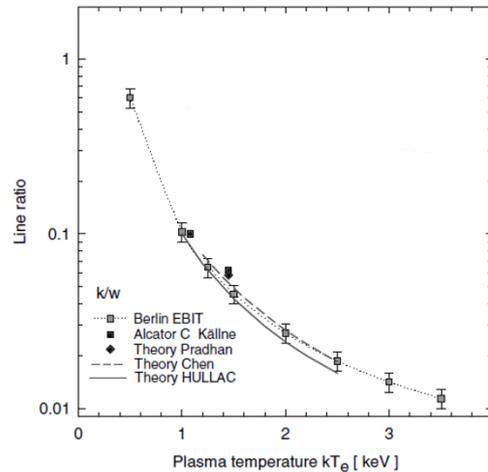


Figure 1.16 : Dépendance en température du rapport de raie k/w pour l'argon héliuïmoïde (Biedermann, 2003).

Spectres de couche L

Les spectres de couche L présentent un plus grand nombre de structures spectrales puisque les ions émetteurs ont plus d'électrons liés ; ils restent toutefois dominés par des raies de résonance néonoïdes, élargies sur leurs flancs rouges par les raies satellites sodiuïmoïdes, donc moins résolues que dans le cas des spectres de couche K. Les raies de résonance des ions voisins (fluoroïdes, oxygénoïdes, etc) ont une intensité plus faible car ces ions présentent une couche fondamentale ouverte et sont donc moins abondants (section 1.1).

Le spectre de la figure 1.17 est un spectre de couche L typique autour des raies néonoïdes 3A-3B ($1s^2 2s 2p^6 3p \rightarrow 1s^2 2s^2 2p^6$), 3C-3E ($1s^2 2s^2 2p^5 3d \rightarrow 1s^2 2s^2 2p^6$) et 3F-3G ($1s^2 2s^2 2p^5 3s \rightarrow 1s^2 2s^2 2p^6$).

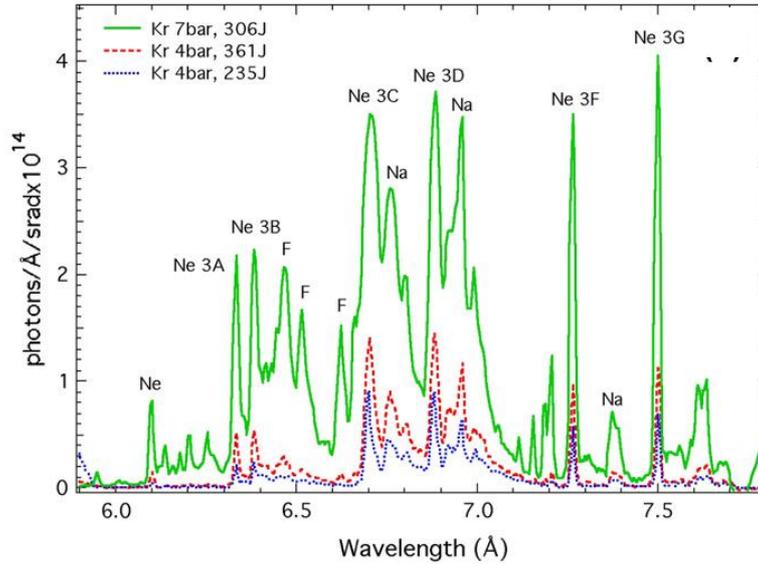


Figure 1.17 : Emission de couche L du krypton (Bastiani-Ceccotti, 2007) pour différentes conditions d'interaction laser-matière (et une durée laser de 1.5 ns).

Les raies fluoroïdes entre 3B et 3C correspondent essentiellement à des transitions $1s^2 2s^2 2p^4 3d \rightarrow 1s^2 2s^2 2p^5$ tandis que les satellites sodiuoïdes sont du type $1s^2 2s^2 2p^5 3l 3l' \rightarrow 1s^2 2s^2 2p^6 3l$ (voir le schéma de la figure 1.18).

A l'exception du fer néonoïde, de première importance pour le calcul de l'opacité du Soleil et donc étudié par les plasmiciens-astrophysiciens dès les années 1960 (Cox, 1962), les spectres de couche L ont surtout été analysés dans le cadre des études sur les lasers à rayons X, initiées dans les années 70 par des équipes russes (Vinogradov, 1977, par exemple), puis approfondies dans les décades suivantes par des équipes américaines et françaises.

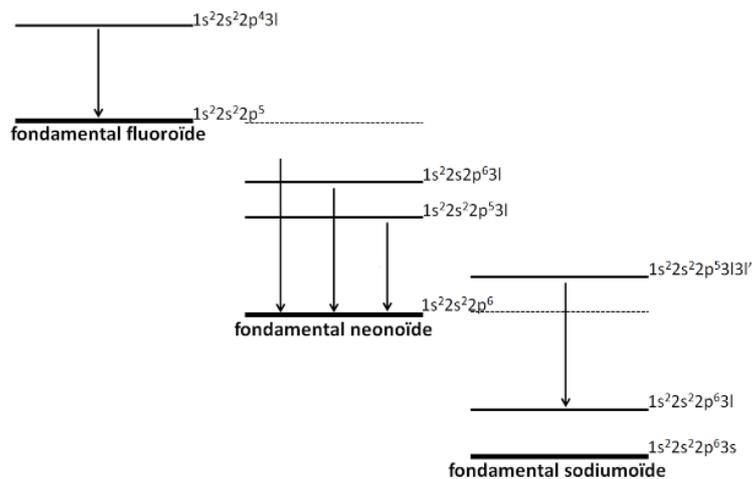


Figure 1.18 : Schéma des niveaux et des transitions impliqués dans l'émission des raies satellites fluoroïdes et sodiuoïdes de la raie parente néonoïde.

Différents modèles collisionnels-radiatifs ont alors été construits et validés expérimentalement dans des conditions de plasma proches de celles de nos expériences : $T_e \sim 1 \text{ keV}$ et $n_e \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Les spectres observés étaient dans la gamme X-UV, autour des raies lasantes, mais des diagnostics de température et de densité basés sur des observations X et des rapports de raie de résonance et satellites [O. Peyrusse *et al.*, J. Appl. Phys. 65, 3802 (1989)] ont, tout comme pour la couche K, été mis au point mais sont peu répandus dans la communauté. En effet, les modèles de cinétique atomique détaillée, nécessaires pour ces diagnostics, sont d'utilisation délicate (grand nombre de niveaux, donc flot de données atomiques à déterminer, temps de calcul important, ...). Des approches simplificatrices ont été développées (regroupement en configurations de certains niveaux par exemple dans le code LASIX (Jacquemot, 1986)) mais nécessitent une validation expérimentale. C'est le 1^{er} objectif de cette thèse, dans le cas du niobium.

Spectres de couche M

Les spectres de couche M présentent un encore plus grand nombre de structures spectrales (le nombre d'électrons liés augmentant encore) ; certaines de ces structures restent isolées (essentiellement dans le cas des raies de résonance nickeloïdes $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^9 4l \rightarrow 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10}$) mais la plupart se présentent comme des « paquets » non résolus, ainsi que le montre le spectre typique de la figure 1.19.

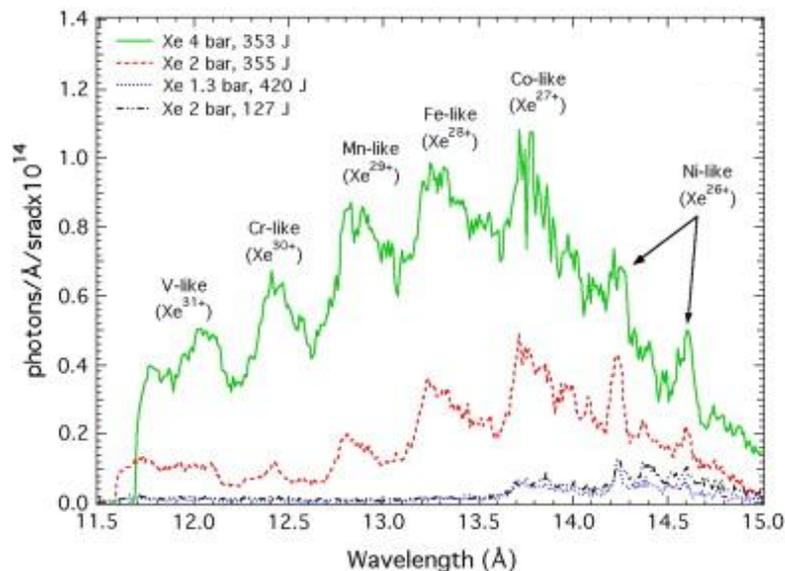


Figure 1.19 : Emission de couche M du xénon (Bastiani-Ceccotti, 2007) pour différentes conditions d'interaction laser-matière (et une durée laser de 1.5 ns).

Il est alors impossible de simuler de tels spectres à partir de niveaux détaillés. Il devient indispensable de regrouper ceux-ci - du moins ceux qui, proches en énergie, peuvent être supposés à l'ETL avec $e^{-E_{ul}^Z/T_e} \approx 1$ - en configurations \mathbb{C} , avec $\frac{dP_{\mathbb{C}}}{dt} = \sum_{u \in \mathbb{C}} \frac{dP_u}{dt}$ et une

équation-maîtresse faisant intervenir des probabilités globales, collisionnelles $C_{C'C}$ et radiatives $R_{C'C}$: $\frac{dN_C}{dt} = \sum_{C'} N_{C'}(R_{C'C} + n_e C_{C'C}) - N_C \sum_{C'}(R_{C'C} + n_e C_{C'C})$. Ces probabilités globales correspondent en fait à des sommes du type : $\frac{1}{g_C} \sum_{u \in C} \sum_{l \in C'} g_u A_{ul}$. L'ensemble des transitions connectant deux configurations, un faisceau de transition (*Unresolved Transition Arrays* - UTA) (Bauche-Arnoult, 1979), est représenté sous la forme d'une Gaussienne caractérisée par son énergie moyenne et par sa variance, comme illustré sur la figure 1.20.

Pour les éléments lourds, l'interaction spin-orbite fait éclater le faisceau de transition qui se scinde en 2 ou 3 sous-faisceaux (*Spin Orbit Split Array* - SOSA) dont le centre de gravité et la variance se calculent séparément (Bauche-Arnoult, 1985).

Pour des éléments lourds peu chargés, il faut aller au-delà de l'approche UTA et regrouper les configurations en supra-configurations Ξ : $\frac{dP_\Xi}{dt} = \sum_{C \in \Xi} \frac{dP_C}{dt}$. Les probabilités collisionnelles et radiatives entre deux supra-configurations sont alors calculées statistiquement (Bar-Shalom, 1989 et 1997) et on parle de *Super Transition Arrays* (STA). A titre d'exemple, l'état fondamental d'un ion avec 44 électrons liés peut être décrit par 1 seule supra-configuration $(1)^2(2)^6(3)^{18}(4)^{16}$, 233 configurations non-relativistes (UTA), 8535 configurations relativistes (SOSA) et 40 309 974 niveaux !

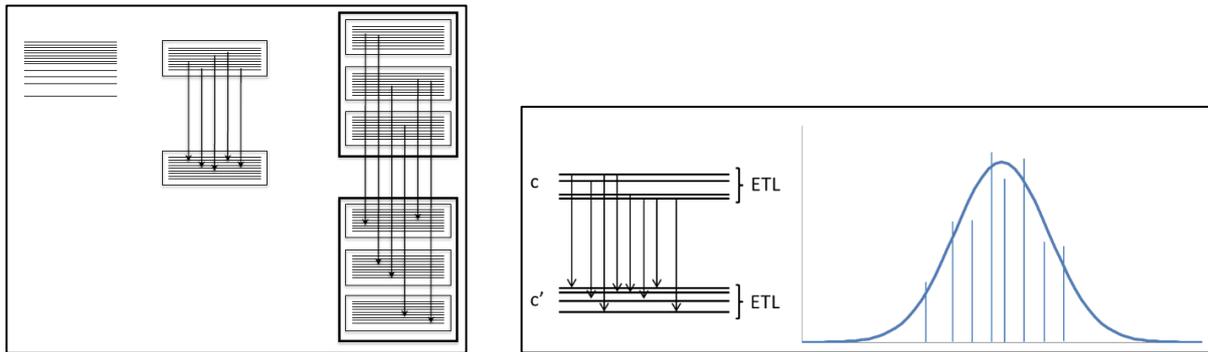


Figure 1.20 : Schéma représentant les regroupements possibles en configurations puis en supra-configurations pour réduire le nombre de niveaux et de transitions radiatives mis en jeu dans les codes collisionnels-radiatifs (à gauche) et la notion de faisceau de transition Gaussien (à droite).

La figure 1.21 illustre des exemples de calculs STA et UTA/SOSA, et la figure 1.22 schématise les différents traitements décrits.

Afin de reproduire de manière précise les spectres de couche M, il peut s'avérer nécessaire d'avoir recours à des méthodes mixtes, combinant les méthodes globales décrites ci-dessus et une approche détaillée pour les raies résolues, i.e. *a minima* les raies de résonance résolues.

Une bonne présentation de cette physique atomique complexe est donnée dans un ouvrage récent : *Atomic properties in hot plasmas – from levels to superconfigurations* (Bauche, 2015).

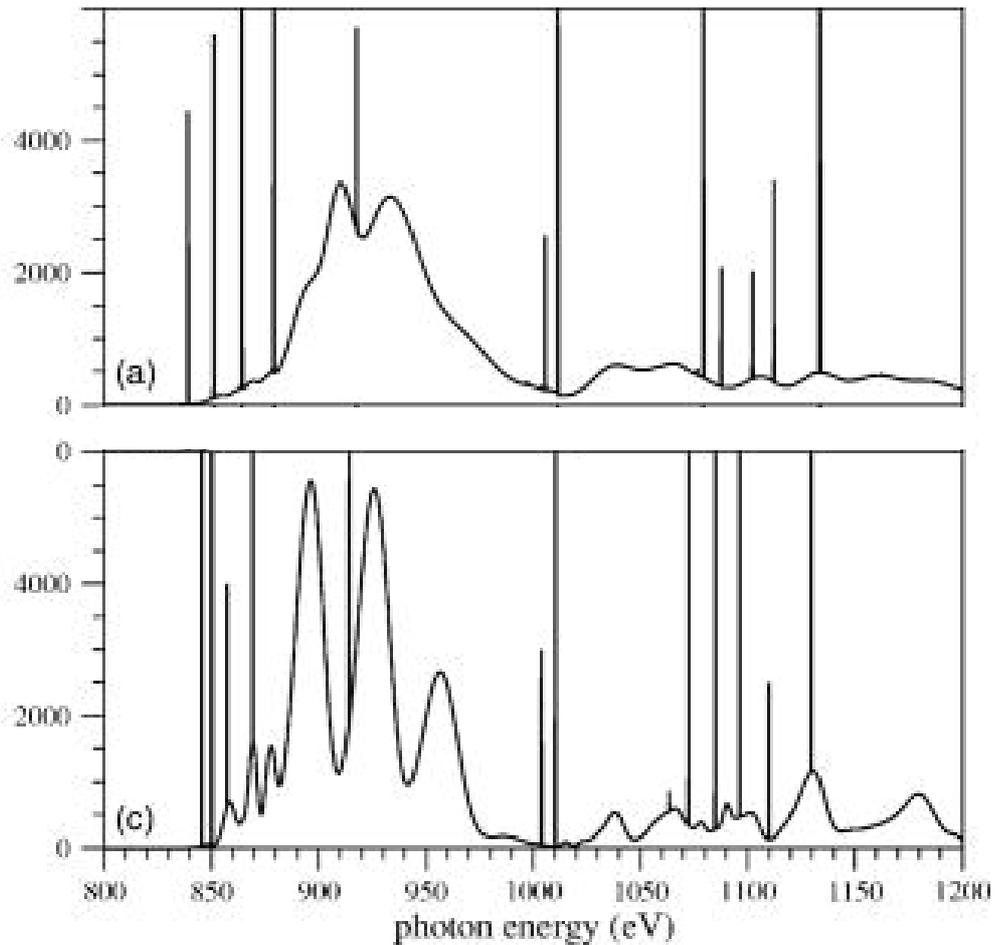


Figure 1.21 : Spectre de couche M du xénon à $1.2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et 450 eV : traitement STA (figure du haut) ou UTA/SOSA (figure du bas) (Peyrusse, 2005). [O. Peyrusse et al., Phys. Plasmas 12, 063302 (2005)]

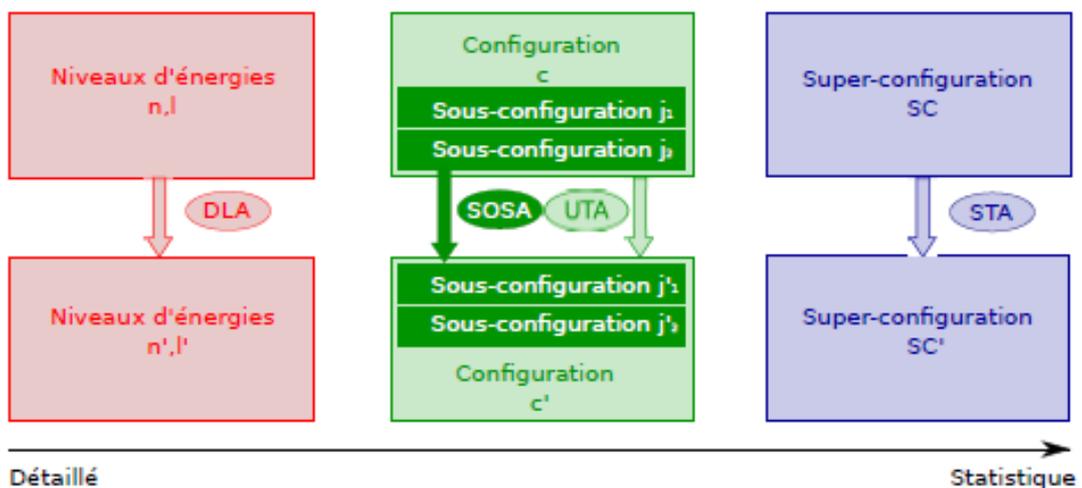


Figure 1.22 : Représentation schématisée des différentes approches (Mondet, 2013).

Plusieurs codes ont été développés selon ces approches. Nous allons présenter ci-dessous ceux que nous avons utilisé pour traiter les spectres en couche M que nous avons observé.

Compte tenu des approximations introduites par les méthodes globales, il est indispensable de les valider expérimentalement. C'est le 2nd objectif de cette thèse, dans le cas du tantale et tungstène.

1.6 - Outils de simulation

Pour analyser les résultats obtenus et présentés au chapitre précédent, il est indispensable d'avoir recours à des codes de simulation basés sur les équations présentées précédemment. Cette section va présenter ceux que nous avons utilisés. Dans un 1^{er} temps, les codes d'hydrodynamique radiative MULTI, DUED et FCI2 vont être décrits succinctement. Les données issues de ces codes vont être soit post-processées soit couplées à des codes de cinétique atomique – FLYCHK, PrismSPECT, AVERROES et SCO-RCG – qui seront abordés dans un 2nd temps. Des notes en bas de page explicitent certaines notions non introduites précédemment ; ces explications n'ont pas été incluses dans le texte pour ne pas alourdir la lecture si les notions sont connues.

L'analyse numérique a été faite en collaboration avec plusieurs chercheurs : T. Vinci au LULI en ce qui concerne MULTI et DUED, H.K. Chung à l'IAEA et S. Bastiani-Ceccotti au LULI pour FLYCHK, V. Silvert, C. Bowen, F. Gilleron et J.-C. Pain au CEA/DIF en ce qui concerne FCI2, AVERROES et SCO-RCG.

Codes d'hydrodynamique radiative

Pour décrire l'expansion du plasma dans le vide suite à l'interaction laser-matière et obtenir les évolutions spatio-temporelles des paramètres température et densité dont nous avons besoin pour calculer les spectres observés, il est nécessaire de résoudre les équations présentées à la section 1.2 à l'aide d'outils de simulation d'hydrodynamique radiative.

En effet, les spectres observés sont le produit à la fois d'une intégration temporelle (de par l'instrument utilisé) et d'une intégration spatiale (par le biais du transfert radiatif). Or, les diagnostics implantés sur nos expériences (présentés au chapitre 2) ne fournissent des informations que sur des plages en temps et des volumes de plasma restreints. Ils ne pourront être donc utilisés que pour contraindre les simulations hydrodynamiques (i.e. choisir les paramètres libres de ces dernières), ou en vérifier l'exactitude, et non pour reconstruire directement les observations spectroscopiques.

Une attention particulière sera donnée dans la description des codes ci-dessous aux modules de cinétique atomique qui y sont inclus. En effet, ces modules doivent être suffisamment simplifiés pour que le temps de calcul reste raisonnable et suffisamment précis pour que les mécanismes d'ionisation du plasma et de transfert de chaleur soient correctement décrits. Ils influent donc de manière sensible sur les paramètres hydrodynamiques et doivent être validés.

MULTI

Le code MULTI (pour MULTIGroup radiation transport in MULTILayer foil) est un code d'hydrodynamique radiative Lagrangien¹ implicite², développé par R. Ramis et al. (Ramis, 1988), qui résout les équations présentées dans la section 1.2. Nous avons utilisé sa version monodimensionnelle plane.

Le code traite le plasma comme un fluide à deux températures (ionique et électronique) mais le flux de chaleur ionique q_i est négligé ; q_e est quant à lui à flux limité, f_{lim} étant un paramètre d'entrée du code (se reporter à la section 1.2 pour les notations et équations).

Les équations d'état sont fournies au code sous forme de tables³. Nous avons utilisé les tables SESAME⁴ pour le niobium et l'aluminium et QEOS⁵ pour le tungstène et le KBr.

Le transfert radiatif est traité par une méthode de diffusion multi-groupe en fréquence⁶. Le code utilise des tables d'émissivités et d'opacités multi-groupes calculées par ailleurs. Dans notre cas, ces tables ont été obtenues à l'aide du code SNOP, un modèle d'ion moyen hydrogénique écranté HETL. L'utilisation de tables implique que la cinétique atomique est stationnaire, tout comme le transfert radiatif (la vitesse d'expansion du plasma faible étant beaucoup plus faible que la vitesse de la lumière).

Modèle d'ion moyen hydrogénique écranté (More, 1982)

Tous les ions du plasma sont remplacés par un ion fictif auquel on associe la charge moyenne du plasma Z^* et dont la structure atomique est décrite par un ensemble de couches n (généralement jusqu'à $n = 10$). A chaque électron de cette couche sont associées une charge effective Z_n et une énergie E_n (en Rydberg dans l'expression ci-dessous)

$$Z_n = Z^* - \sum_{n \leq m} \sigma_{mn} P_m ; E_n = -\frac{Z_n^2}{2n^2} + \sum_{n < m} \sigma_{mn} P_m \frac{Z_m}{m^2}$$

où P_m est la population de la couche m . Les σ_{mn} sont des constantes tabulées. Les nombres d'occupation des couches ne sont alors plus entiers. Dans le cas HETL, les populations sont données « classiquement » par un modèle collisionnel-radiatif.

¹ Dans la description Lagrangienne d'un fluide, on découpe ce dernier en éléments de volume fini (cellules ou mailles), de masse constante au cours du temps, qui se déplacent à la vitesse du fluide.

² La stabilité numérique de la discrétisation en temps est assurée par une méthode complètement implicite $[(X^{n+1} - X^n)/\Delta t = (1 - \theta)f(X^n) + \theta f(X^{n+1}) - 0,5 < \theta \leq 1]$ simplifiée appelée « time-splitting ».

³ Les tables d'équations d'état donnent la pression et l'énergie interne du milieu sur une grille de densité de masse et de température très étendue (typiquement $10^{-6} \leq \rho(\text{g/cm}^3) \leq 10^3$ et $0 \leq T_e(\text{°K}) \leq 10^{37}$). Tous les états (gaz, liquide, solide) sont représentés.

⁴ Les tables d'équations d'état SESAME ont été développées au Los Alamos National Laboratory (*The LANL Equation of State Database*, rapport technique du LANL LA-UR-92-3407). Elles regroupent des informations provenant de diverses sources, théoriques ou expérimentales.

⁵ Le modèle QEOS (Quotidian Equation of State) a été développé par R.M. More au Lawrence Livermore National Laboratory (More, 1988). Il s'agit d'un modèle en ligne qui génère des tables à partir de la composition du matériau et des propriétés du solide froid.

⁶ L'espace des fréquences est divisé en groupes adjacents à l'intérieur desquels l'intensité radiative est constante.

DUED

DUED est un code d'hydrodynamique radiative bidimensionnel lagrangien développé par S. Atzeni *et al.* (Atzeni, 1986 et 2005). Tout comme MULTI, il traite le plasma comme un fluide à deux températures (ionique et électronique) avec une limitation du flux de chaleur électronique et ionique (qui n'est donc plus négligé). Le traitement du transfert radiatif est également le même que dans MULTI et des tables d'équations d'état, d'émissivités et d'opacités identiques ont été utilisées. Comparer des simulations DUED et MULTI permettra donc d'évaluer directement l'importance des effets bidimensionnels. Les simulations ont été effectuées en géométrie cylindrique.

FCI2

Le code d'hydrodynamique radiative FCI2 (Schurtz, 1993) a été développé depuis de nombreuses années par le CEA/DAM pour simuler les expériences de fusion par confinement inertiel. C'est un code bidimensionnel Lagrangien que nous l'avons employé en géométrie cylindrique. Grâce à l'implantation de la méthode ALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerian)⁷, le maillage peut supporter de grandes déformations. La figure 1.23 compare le comportement des mailles dans le cas Lagrangien « classique » et dans la méthode ALE.

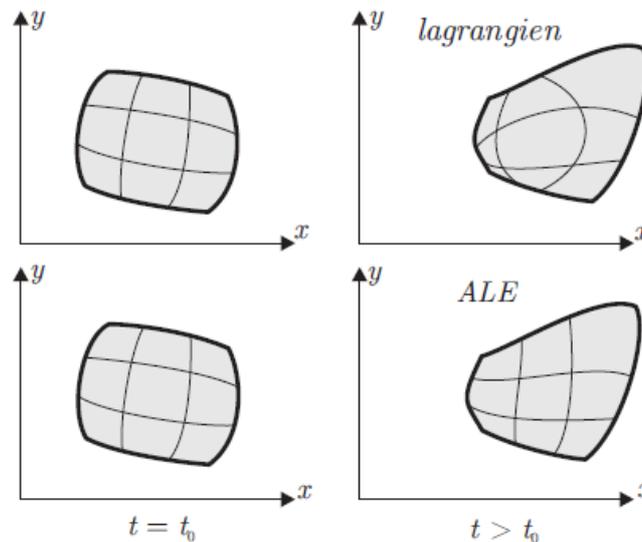


Figure 1.23 : Maillages lagrangien et ALE à deux instants différents.

Tout comme les codes précédents, il résout les équations de conservation de masse, d'impulsion et d'énergie pour un fluide à 2 températures en les couplant à celle du transport de rayonnement, lui aussi considéré comme un fluide, et utilise des équations d'état bi-température tabulées.

⁷ Le maillage a alors une vitesse arbitrairement définie, différente de celle de la matière, déterminée de façon à minimiser les déformations des cellules sans modification de la topologie globale du maillage.

L'absorption laser, par Bremsstrahlung inverse jusqu'à la densité critique, est traitée par un algorithme de lancer de rayons 3D.

Le transport électronique y est décrit soit de manière classique (flux limité) soit à l'aide d'un modèle de transport non local prenant en compte les effets de champs magnétiques (Schurtz, 2000 ; Nicolai, 2000). C'est cette dernière méthode que nous avons utilisée.

Le transport de photons est assuré par une méthode Monte-Carlo⁸ multigroupe qui utilise des opacités tabulées, calculées de manière détaillée à l'ETL. La cinétique atomique est donc, tout comme pour MULTI et DUED, stationnaire. Pour décrire des situations hors-ETL, une correction des tables ETL par un algorithme rapide (GONDOR) est utilisée (Busquet, 1993 ; Bowen, 2003b ; Bowen, 2004). GONDOR assimile un plasma HETL de température électronique T_e à un plasma ETL de température effective T_z telle que l'ionisation de ces deux plasmas soit identique.

Une alternative à cette cinétique est le modèle d'ion moyen hydrogénique écranté, NOHEL (Decoster, 1994 ; Bowen 2003). Les calculs sont alors proches de ceux faits avec le code SNOP. NOHEL est utilisé en ligne et est donc plus couteux en temps de calcul.

Codes de cinétique atomique

Une fois les conditions hydrodynamiques déterminées, les codes de cinétique atomique les utilisent pour résoudre l'équation-maîtresse et calculer les fractions ioniques et les populations des niveaux excités en jeu. Ils déterminent alors l'émissivité du plasma – avec un traitement plus ou moins exact du transfert radiatif – pour simuler les spectres observés.

FLYCHK

Le code FLYCHK est un code collisionnel-radiatif HETL développé par H.K. Chung *et al.* (Chung, 2005 ; Page web FLYCHK), pour se faire une idée rapide mais relativement précise de l'allure d'un spectre X sous certaines conditions de densité et de température. Il est donc très utile pour dimensionner des campagnes d'expérience.

Le code repose sur certaines simplifications, notamment de la structure atomique du plasma, de type hydrogénique écrantée (les couches étant regroupées en super-configurations) à l'exception des ions hydrogénoïdes, héliumoïdes et lithiuoïdes (spectroscopie K) pour lesquels le code dispose d'une base de données atomiques détaillées.

Il est possible de prendre en compte des effets d'opacité par l'intermédiaire d'un facteur d'échappement local.

Méthode du facteur d'échappement (Mihalas, 1978)

Il s'agit de simplifier l'équation-maîtresse en présence d'un champ de rayonnement en n'y incluant pas les probabilités d'émission stimulée et de photo-excitation mais en multipliant les probabilités d'émission spontanée par un facteur d'échappement Λ variant de 0

⁸ Une méthode Monte-Carlo simule un très grand nombre d' « histoires » photoniques, i.e. leurs parcours depuis leurs créations jusqu'à leurs disparitions, en effectuant des tirages aléatoires sur les lois de probabilités régissant leurs interactions avec la matière.

(plasma optiquement épais) à 1 (plasma optiquement mince). Pour une raie donnée, ce facteur est fonction de sa profondeur optique, i.e. de son profil et de l'intégrale le long de la ligne de visée de son opacité. Dans le cas d'un facteur d'échappement local, il n'y a pas d'intégration ; le plasma est supposé homogène et d'épaisseur fixe. Cette méthode impose donc d'itérer, ce qui rallonge le temps de calcul.

Une simulation FLYCHK peut être faite pour un seul couple température-densité (version « 0D ») ou suivre l'évolution temporelle de ces deux paramètres (en post-processant un code d'hydrodynamique) de manière stationnaire ou instationnaire.

PrimSPECT

Le code PrismSPECT (MacFarlane, 2007 ; [Page web PrismSPECT](#)) est un outil commercial qui permet de calculer les fractions ioniques, les populations de niveaux choisis et le spectre d'émission dans des conditions choisies.

Les calculs peuvent être faits à l'ETL ou hors ETL, de manière stationnaire ou instationnaire, à une température et une densité donnée (version « 0D ») ou en post-processant un code d'hydrodynamique (à une ou plusieurs dimensions) dans sa version SPECT3D. Dans ce cas, le transfert radiatif est traité soit de manière exacte le long de la ligne de visée soit à l'aide de facteurs d'échappement locaux. Le code peut calculer des spectres résolus ou intégrés en temps incluant des effets instrumentaux (résolution, filtrage, etc).

Il faut donc présélectionner les niveaux d'énergie à prendre en compte ; un grand nombre de niveaux permet d'obtenir un spectre détaillé, riche d'informations et directement comparable au spectre expérimental. Cependant la convergence des calculs peut alors s'avérer délicate. Une sélection judicieuse des niveaux, selon les conditions hydrodynamiques et la gamme spectrale observée, est donc primordiale. Cette sélection s'effectue par le biais d'une interface conviviale (AtomicModelBuilder) dans une base de données atomiques ATBASE.

AVERROES

AVERROES est un code collisionnel-radiatif HETL permettant de traiter la cinétique d'ions de numéro atomique élevé selon des formalismes UTA (avec – si besoin – un éclatement SOSA) ou STA (Peyrusse, 2000 et 2001). Aucun transfert radiatif n'y est inclus.

SCO-RCG

Le code SCO-RCG (Porcherot, 2011) est un code hybride utilisé pour calculer, à l'ETL, des spectres "précis" en un temps raisonnable à partir de configurations et de supra-configurations. Il est conçu pour détailler le plus grand nombre possible de faisceaux de transition selon une méthode d'essai-erreur résumée sur la figure 1.24, extraite de la thèse de G. Mondet.

A partir de la structure de la supra-configuration de départ, du nombre de transitions considérées et de leurs coalescences, le code fait un test pour savoir si un calcul DCA (Detailed Configuration Accounting), utilisant un formalisme UTA, est pertinent ou non. Si ce n'est pas le cas, un calcul STA est effectué. Si c'est le cas, on teste à nouveau pour savoir si un traitement détaillé DLA (Detailed Line Accounting) est nécessaire. Si les raies sont trop

isolées, on calcule les faisceaux de manière détaillée, sinon on utilise une méthode UTA ou SOSA en fonction de l'importance de l'interaction spin-orbite. Le calcul détaillé est pris en charge par la routine RCG du code Cowan (Cowan, 1981) alors que les calculs statistiques sur les structure UTA, SOSA ou STA sont effectués à l'aide du code ETL SCO (Superconfiguration Code for Opacity) (Blenski, 2000 ; Pain, 2003). Pour encore plus de raffinement, le code a été récemment enrichi de l'approche PRTA (Partially Resolved Transition Array).

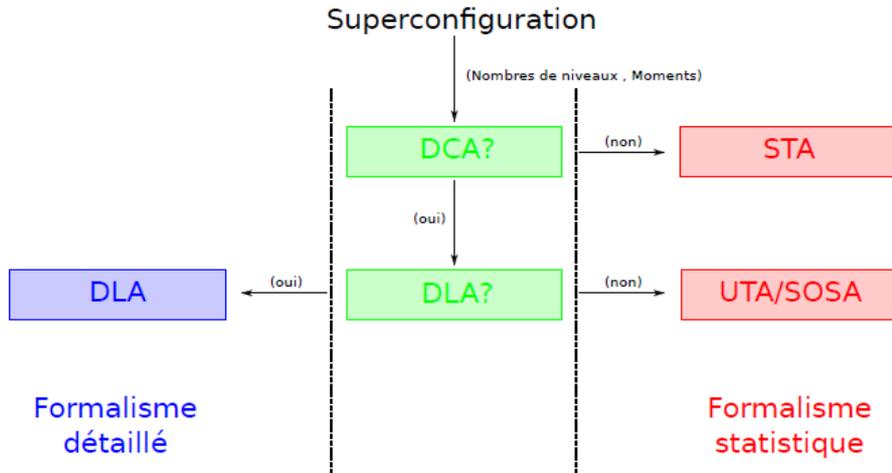


Figure 1.24 : Schéma du fonctionnement du code SCO-RCG (Mondet, 2013).

SCO-RCG est un code d'opacité ETL. Pour l'utiliser dans des conditions HETL, il est possible de corriger les opacités qu'il calcule à partir d'une simulation AVERROES réalisée exactement dans les mêmes conditions hydrodynamiques. Cette correction utilise la fonction-source spectrale HETL calculée par AVERROES : $S_{AVE}^{HETL}(\nu)$. L'opération revient à multiplier l'opacité ETL calculée par SCO-RCG k_{SCO}^{ETL} par cette fonction-source pour en déduire une émissivité corrigée, utilisable hors ETL, donc pour nos analyses, selon :

$$j_{corr}^{HETL}(\nu) = S_{AVE}^{HETL}(\nu) \times k_{SCO}^{ETL}(\nu).$$

Chapitre 2

Moyens expérimentaux

Introduction

On a vu dans le chapitre précédent que le spectre émis dépend de l'évolution hydrodynamique du plasma, et que la physique atomique joue un rôle important dans l'évolution hydrodynamique. Comme évoqué dans l'introduction, le but des expériences que nous avons réalisées est non seulement de caractériser l'émission X de plasmas créés sur des éléments de Z intermédiaire à élevé, mais aussi de caractériser l'hydrodynamique de ces plasmas afin d'obtenir des résultats pertinents pour la validation des codes de cinétique atomique. Pour cette raison un effort particulier du point de vue expérimental a été consacré à la mise en place de plusieurs diagnostics, en face avant et en face arrière, ayant pour objectif une caractérisation la plus complète possible du plasma pendant son expansion, indépendamment des mesures spectroscopiques.

Dans ce chapitre, je vais détailler le dispositif expérimental, dans ses différentes variantes, qui a servi à réaliser nos expériences. Je décrirai par la suite les différents diagnostics que nous avons mis en œuvre, et les informations sur les grandeurs du plasma qu'ils permettent d'extraire.

2.1 Création de plasmas par lasers

La figure 2.1 montre un schéma typique de nos expériences.

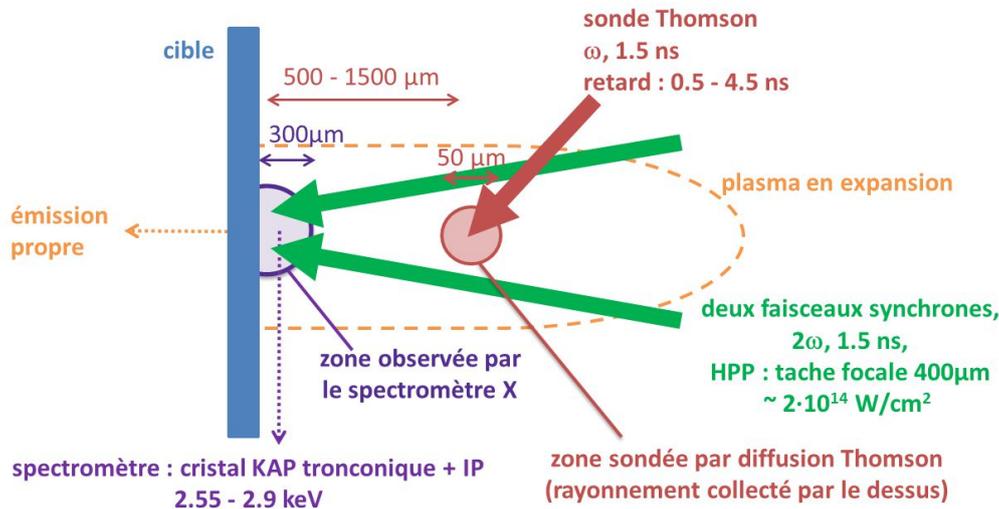


Figure 2.1 : Schéma expérimental, utilisé dans nos expériences sur le niobium, tantale et tungstène. Le plasma est créé par deux faisceaux pompes, d'une durée de 1.5 ns, pour une intensité totale de l'ordre de $4 \cdot 10^{14}$ W/cm². Les mesures hydrodynamiques sont réalisées dans la couronne, par diffusion Thomson résolue en temps, et en face arrière en observant l'émission propre résolue en temps. Les spectres enregistrés proviennent de la région la plus dense du plasma, proche de la cible.

2.1.1 Cibles

Le but de nos expériences est d'étudier et de modéliser l'émission de couche L et de couche M de plasmas chauds en détente, de Z moyen à élevé. La gamme spectrale enregistrée par les diagnostics spectroscopiques étant en général imposée par le milieu dispersif et par la géométrie du diagnostic, un moyen simple d'enregistrer le rayonnement provenant des différentes couches sans avoir à changer à chaque fois de spectromètre est simplement de choisir de façon astucieuse les éléments étudiés. Ainsi, par exemple, un spectromètre capable d'enregistrer l'émission de couche K de l'Al sera utilisable aussi pour l'émission de couche L du Br, car elle se trouve dans le même domaine spectral.

Nous avons donc utilisé plusieurs éléments différents, en fonction du type d'émission à étudier. Dans une première campagne, la gamme spectrale choisie permettait d'observer l'émission de couche L du niobium ($Z = 41$), et l'émission de couche M du tantale ($Z = 73$) et du tungstène ($Z = 74$). Ces éléments de Z élevés sont représentatifs de ceux pouvant être utilisés pour des cavités de FCI par attaque indirecte, ou des parois de tokamak. Dans une seconde expérience, la gamme choisie permettait d'observer l'émission de couche K de l'aluminium ($Z = 13$), et l'émission de couche M du brome ($Z = 35$) (sous forme de bromure de potassium KBr), et donc d'obtenir des mesures d'émission de couche M pour un élément de numéro atomique plus modéré, pouvant correspondre à un dopant d'ablateur dans le cadre de la FCI.

Cibles massives et plots

Nous avons utilisé deux types de cibles solides : des cibles massives et des cibles dites « plots » ou *dots* en anglais, constituées d'un dépôt en forme de disque sur un substrat en plastique. L'utilisation de cibles plots avait pour but de se rapprocher d'une expansion monodimensionnelle du plasma étudié (Herbst, 1982 ; Burkhalter, 1983) : l'expansion du substrat autour du plot étant censée limiter l'expansion latérale de celui-ci. Ceci améliore les chances de bien décrire l'évolution hydrodynamique du plasma à l'aide d'un code 1D, mais en pratique le confinement s'est montré insuffisant pour obtenir une expansion monodimensionnelle.

Les cibles massives étaient simplement des feuilles métalliques de 5 μm d'épaisseur.

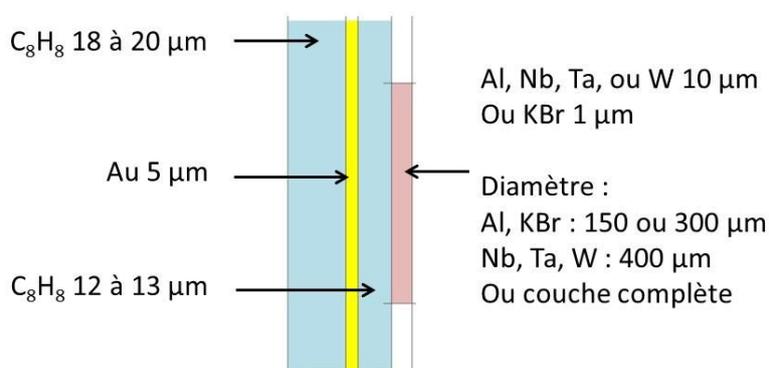


Figure 2.2 : Structure des cibles plots et multicouches.

Les cibles plots, représentées sur la figure 2.2, étaient constituées d'un plot du matériau étudié, de 10 μm d'épaisseur pour les métaux ou 1 μm d'épaisseur pour le KBr (un dépôt plus épais n'était pas possible pour ce matériau), et d'un diamètre variant de 150 à 400 μm , déposé sur un substrat multicouche CH/Au/CH. Pour la première campagne les plots utilisés étaient d'un diamètre de 400 μm , correspondant à la largeur à mi-hauteur de la tache focale (seuls les pieds de la tache permettent la création du plasma de plastique). Le confinement insuffisant nous a amené à diminuer la taille des plots pour la campagne suivante afin d'augmenter la quantité de plasma de CH autour du plasma étudié, et à varier les tailles pour constater un effet potentiel (150 ou 300 μm , ainsi que des couches complètes). Les plots de KBr étant transparents, environ 50 nm de carbone étaient déposés avant le plot afin d'identifier son emplacement. Nous avons également des cibles pour lesquelles le multicouche était entièrement recouvert d'une couche de l'élément étudié afin d'observer l'effet du plot. Les substrats ont été réalisés en déposant du parylène (C_8H_8 de densité $1.11 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$) sur les deux faces d'une feuille d'or de 5 μm d'épaisseur. Les épaisseurs de parylène étaient de 18 à 20 μm en face arrière, et de 12 à 13 μm en face avant, sur laquelle était déposée le plot. La précision sur l'épaisseur des dépôts était de 10%. L'or évitait qu'une partie des faisceaux pompe traverse la cible et endommage le diagnostic en face arrière (la transmission de la feuille d'or

est représentée en figure 2.3). La dimension de la couche de parylène en face avant a été déterminée au moyen de simulations hydrodynamiques pour que le laser n'attaque pas la couche d'or. La couche en face arrière était suffisamment épaisse pour que sa traversée par le choc consécutif à la création du plasma soit observable par le diagnostic en face arrière. Ces dimensionnements ont été fait à l'aide de simulations avec le code MULTI (1D).

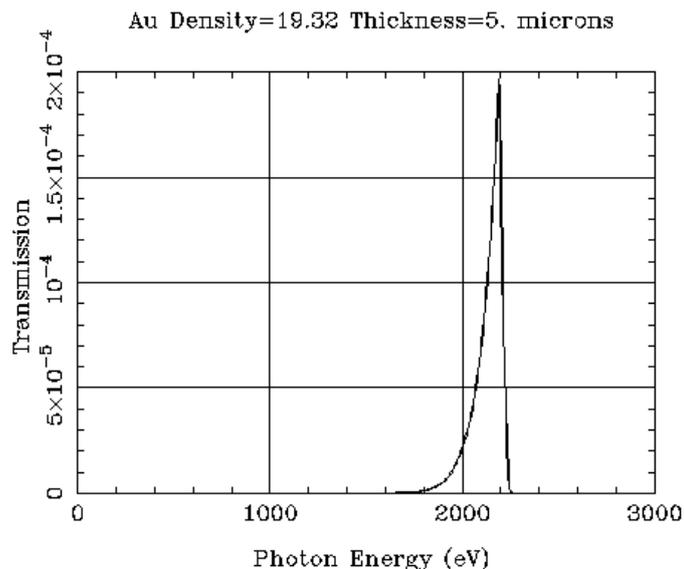


Figure 2.3 : Transmission de 5 μm Au, solide (calcul à l'aide de l'outil du CXRO http://henke.lbl.gov/optical_constants/filter2.html).

2.1.2 Installation laser

Afin d'obtenir les ionisations néonoïde du niobium et nickeloïde du tantale et tungstène, nécessaires pour observer les émissions de couche L et M, les températures à atteindre sont de l'ordre du keV, nous avons pour cela eu recours à l'installation LULI200, qui peut fournir des énergies de l'ordre du kJ. Les énergies nécessaires pour observer les émissions de couche L et K du brome et de l'aluminium étant plus réduites (leurs numéros atomiques étant plus modérés), nous avons pu avec la même installation augmenter la cadence des tirs.

Nous disposons de deux faisceaux pompe pour créer le plasma étudié. Ces faisceaux proviennent de deux chaînes laser de puissance (chaînes dites « Nord » et « Sud ») à verre néodyme mono-impulsionnelles. Chacune peut délivrer un peu moins d'un 1 kJ à la fréquence fondamentale ω , correspondant à une longueur d'onde de 1.053 μm , en 1.5 ns. Les impulsions utilisées avaient un profil temporel carré et un temps de montée de 200 ps, et nous avons utilisé des cristaux de KDP doubleurs de fréquence pour obtenir une longueur d'onde de 527 nm.

Nous avons utilisé ces faisceaux pompe soit simultanément, pour un maximum d'énergie sur cible, soit en alternance, quand un seul faisceau apportait une énergie suffisante, ce qui permettait de diminuer le délai nécessaire entre deux tirs. En effet après un tir à pleine

énergie, le temps de refroidissement nécessaire est d'1h30. En dehors des tirs de puissance, les faisceaux étaient disponibles à basse énergie, à 10 Hz, pour les alignements. Les énergies élevées impliquent que les faisceaux soient propagés avec de grands diamètres, ici 200 mm, puis focalisés sous vide, pour éviter des claquages dans l'air ou des endommagements des optiques. Les lentilles utilisées ont des focales adaptées à l'enceinte expérimentale, de l'ordre du mètre.

Ils étaient focalisés sur une surface de $400 \mu\text{m}$ à l'aide de lames de phase de type Hybrid Phase Plate (HPP) placées avant les lentilles. Les lames de phases sont des optiques constituées d'un grand nombre d'éléments induisant un déphasage aléatoire sur le champ du laser qui les traverse avant d'être focalisé. Après le passage d'une lame de phase, la cohérence spatiale du laser est donc diminuée, et sa focalisation par une lentille donne une tache focale plus grande et plus homogène, constituée d'un grand nombre de speckles. La taille de la tache focale est déterminée par la dimension des éléments de la lame de phase (par diffraction), le profil d'intensité et la qualité du lissage dépendent de la forme des éléments, et de la répartition des déphasages.

Malgré l'utilisation de lames de phase il subsistait des variations d'intensité non négligeables dans les taches focales, et au cours d'une campagne expérimentale nous avons défocalisé une chaîne laser pour laquelle un point chaud nettement plus large et intense que les autres speckles se formait à la focalisation optimale, à cause d'une HPP défectueuse. Ces inhomogénéités peuvent avoir une influence sur l'hydrodynamique du plasma, et pourrait expliquer un élargissement des gammes de températures et densités observées. Les intensités moyennes sur cible variaient de $5 \cdot 10^{13}$ à $5 \cdot 10^{14} \text{ W cm}^{-2}$.

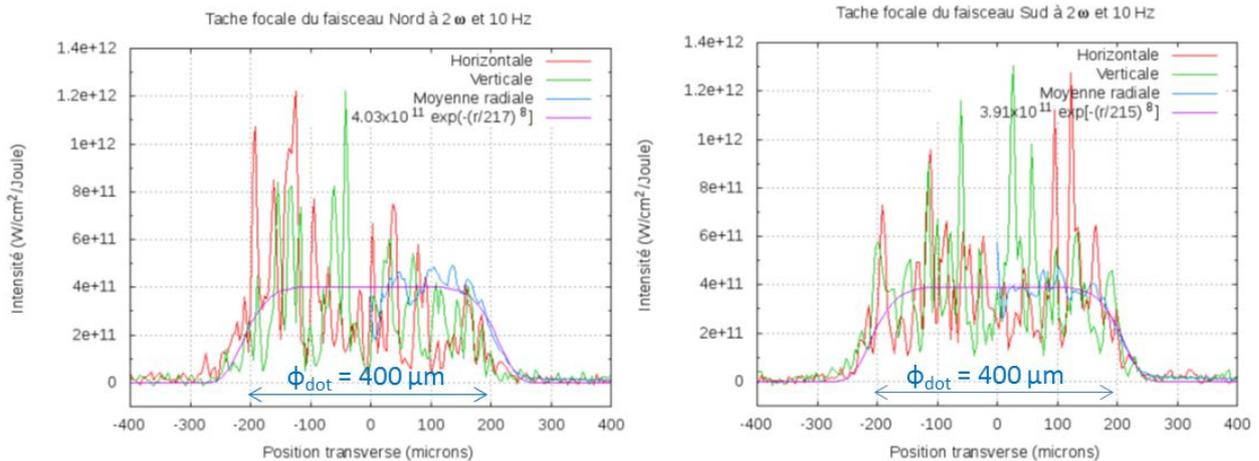


Figure 2.4 : Profils à basse énergie des taches focales Nord et Sud (coupes verticales, horizontales et moyenne radiale), normalisés à 1 J d'énergie laser dans la tache focale. Campagne où les deux chaînes étaient utilisées simultanément (Nb, Ta, W). Pour cette campagne, le diamètre des plots utilisés est très proche du diamètre de la tache focale, seuls les pieds servent à créer le plasma de CH.

Les figures 2.4 et 2.5 montrent les profils des taches focales pour les deux chaînes, enregistrés à basse énergie. En supposant que ces profils varient peu avec l'énergie contenue

dans le faisceau on en déduit l'allure de la tache focale lors des tirs de puissance. On peut observer des surintensités locales, correspondant aux speckles créés par les HPP, pouvant aller jusqu'à environ 3 fois l'intensité moyenne, et dont les dimensions sont de l'ordre de 10 à 40 μm de diamètre.

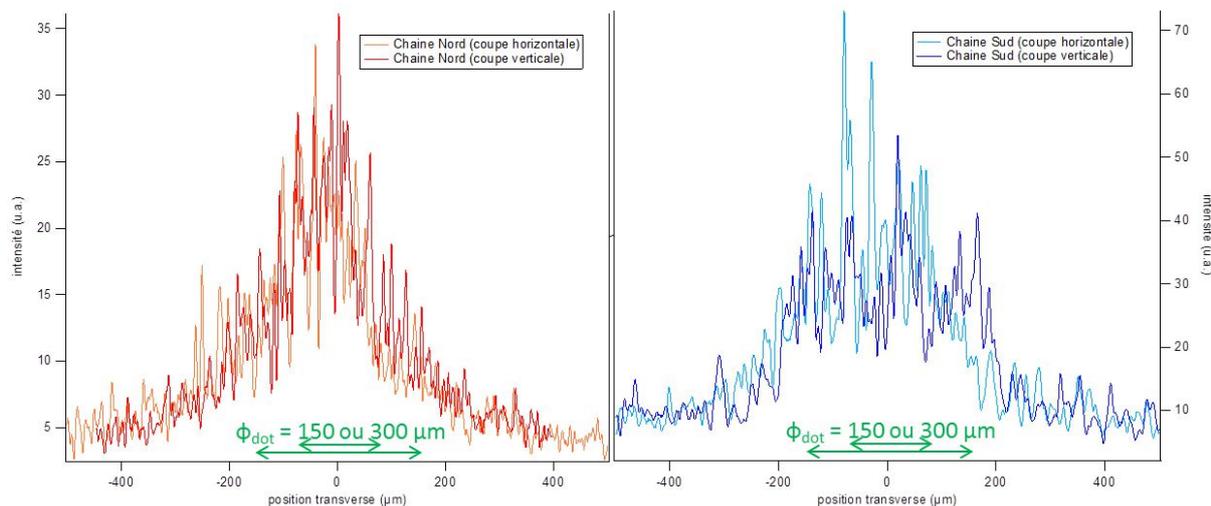


Figure 2.5 : Profils à basse énergie des taches focales Nord et Sud. La chaîne Nord était défocalisée pour éviter un point chaud dû à la mauvaise qualité de la HPP. Campagne où les deux chaînes étaient utilisées en alternance (KBr, Al). Le diamètre des plots a été diminué pour cette campagne à 150 ou 300 μm selon les tirs, dans le but d'être nettement plus petits que la tache focale, cependant pour la chaîne Nord défocalisée, la largeur à mi-hauteur est diminuée et la répartition moins homogène, cela limite l'effet recherché.

2.2 Spectromètres

Nous souhaitons étudier l'émission de couche K de l'aluminium, de couche L du brome et du niobium, et de couche M du tantale et tungstène. Nous avons réalisé deux campagnes : la première pour le niobium, le tantale et le tungstène, où nous avons observé l'émission dans la gamme 2.4 – 2.9 keV et la seconde pour le brome (sous forme de KBr) et l'aluminium, où nous avons observé l'émission dans la gamme 1.6 – 1.8 keV.

L'objectif était d'enregistrer des spectres intégrés et résolus en temps, respectivement sur image plate et à l'aide d'une caméra à balayage de fente. Malheureusement, des difficultés techniques ne nous ont pas permis d'obtenir d'images résolues en temps exploitables. Dans le but d'avoir des spectres directement comparables, il a été choisi d'utiliser des cristaux similaires pour les deux dispositifs (intégré et résolu en temps). La géométrie la plus contraignante est celle de la caméra à balayage de fente qui nous a conduit à utiliser des cristaux tronconiques. Cette géométrie a pour intérêt de focaliser le spectre dans un plan perpendiculaire à l'axe source-détecteur, ce qui est particulièrement utile pour des détecteurs comme les caméras à balayage de fente. Cependant, cette courbure du cristal selon un cône

implique des contraintes mécaniques importantes, ce qui entraîne généralement des défauts de focalisation.

2.2.1. Les cristaux tronconiques

Nous avons utilisé pour la spectroscopie, intégrée ou résolue en temps, des cristaux tronconiques. Il s'agit de cristaux dispersif (de KAP pour nos expériences) dont la surface est une portion de cône sans courbure dans la direction de dispersion du cristal, comme le représente la figure 2.6. Cette géométrie est décrite dans de nombreux travaux de thèse et articles (Hall, 1984 ; Martinolli, 2003 et 2004 ; Nagels-Silvert, 2004 ; Lecherbourg, 2007]. Pour limiter les défauts de focalisations dus au effets de bords, où les contraintes mécaniques sont les plus fortes, problème nous avons placé des masques devant les cristaux qui limitaient la portion de cristal éclairé. Néanmoins, une correction prenant en compte les défauts de focalisation pour la portion de cristal utilisée s'est avérée nécessaire. La méthode de correction sera décrite par la suite.

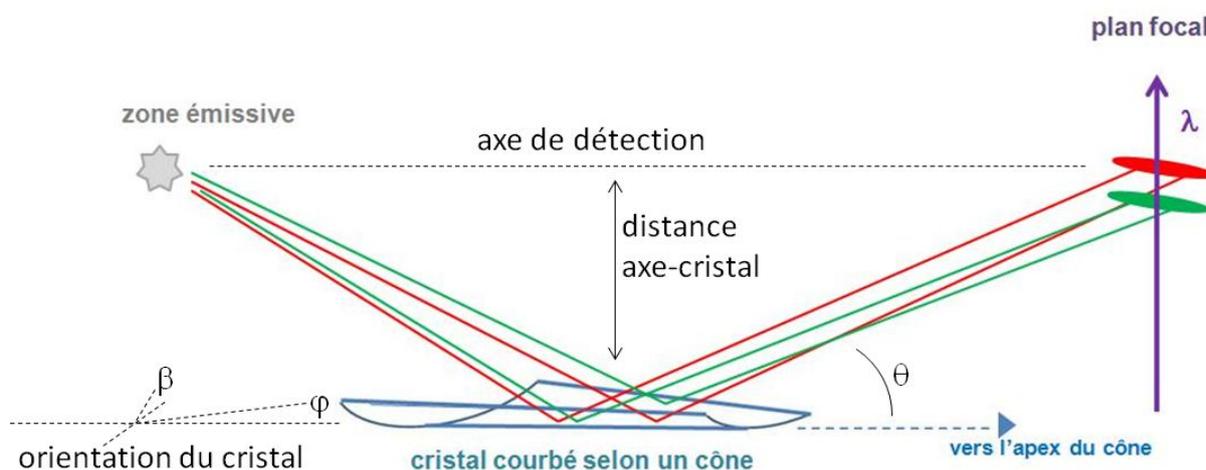


Figure 2.6 : Schéma du cristal tronconique. La gamme spectrale observé dépend selon la loi de Bragg de l'angle θ lui-même déterminé par la géométrie du montage : position et inclinaison du cristal par rapport à la source de rayonnement et au détecteur, qui déterminent également la focalisation.

La dispersion du rayonnement est faite lors de la réflexion sur le cristal selon la loi de Bragg : $2d \sin(\theta) = n\lambda$ où d est la distance interréticulaire du cristal (pour le KAP $2d = 26.6\text{\AA}$), θ le demi angle de déviation (entre le faisceau incident et le faisceau réfléchi), n l'ordre de diffraction (nous observons le premier ordre), et λ la longueur d'onde observée.

La distance de la source et du détecteur par rapport à l'axe du cristal détermine l'angle d'observation et donc le domaine spectral observé, et pour une focalisation optimale, on observe le spectre dans un plan contenant l'apex du cône. Le cristal est alors dans une conjugaison qui dépend de la portion de cône utilisé (à laquelle correspondent des rayons de courbure aux deux extrémités du cristal). La plupart du temps, la portion de cône choisie est équidistante de la base et du sommet, ce qui conduit à une géométrie où le cristal est

équidistant de la source observée et du plan focal. Il est également possible de décaler la portion de cône choisie et donc la position optimale du cristal.

En pratique nous avons enregistré des spectres légèrement défocalisés, pour permettre une meilleure correction des défauts du cristal et éviter la saturation des détecteurs.

Nous avons utilisé un programme Labview modélisant la focalisation des différentes longueurs d'onde par le cristal à partir de ses caractéristiques et de la géométrie du montage. Dans un premier temps le cristal utilisé est déterminé par l'angle d'ouverture du cône, la portion utilisée (dimensions du cristal et rayons de courbure), et le $2d$ correspondant au KAP. Puis la géométrie du montage est décrite à l'aide des positions du cristal et du détecteur par rapport à la source, ainsi que les inclinaisons du cristal, on peut la visualiser comme en figure 2.7. Le programme calcule alors la focalisation par le cristal, et donne l'allure de la tache focale et ses dimensions, comme en figure 2.8. Il calcule également la dispersion au niveau du détecteur, ce qui permet de déterminer la gamme spectrale observée et la taille du spectre sur le détecteur, la figure 2.9 en est un exemple.

Cela nous a permis de prévoir, à partir de la meilleure focalisation, les ajustements à faire afin d'obtenir la gamme de longueur d'onde souhaitée. On a également pu estimer à l'aide de ce programme les dimensions de la zone dans laquelle le rayonnement collecté est focalisé par le cristal : en variant la position de la source par rapport à l'ensemble cristal-détecteur, on observe à partir de quel écart le spectre est suffisamment défocalisé par rapport au spectre initial. Cela a permis de déterminer que la région du plasma dont on recueille ainsi l'émission a une longueur d'environ $300\ \mu\text{m}$ dans la direction d'expansion du plasma.

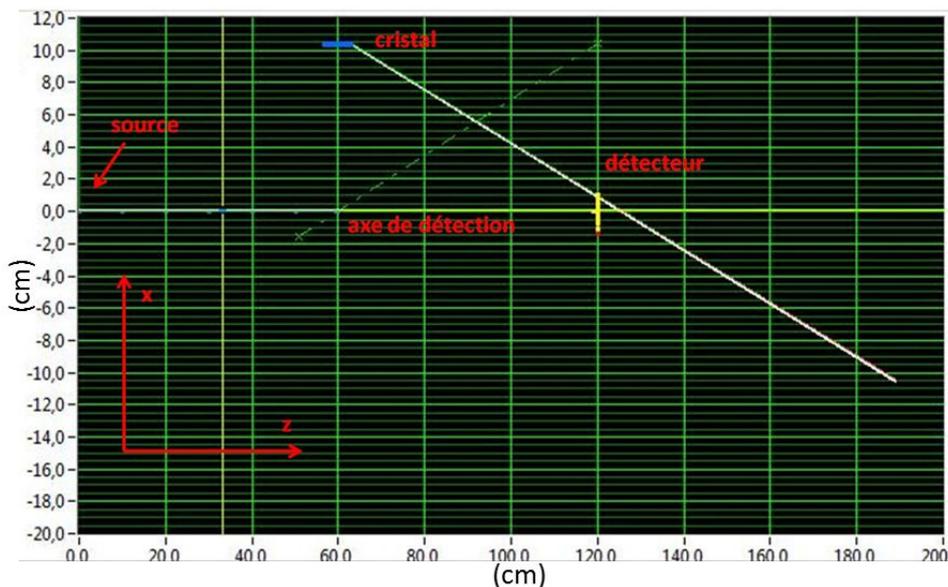


Figure 2.7 : Géométrie du cristal utilisé pour l'expérience Nb/W.

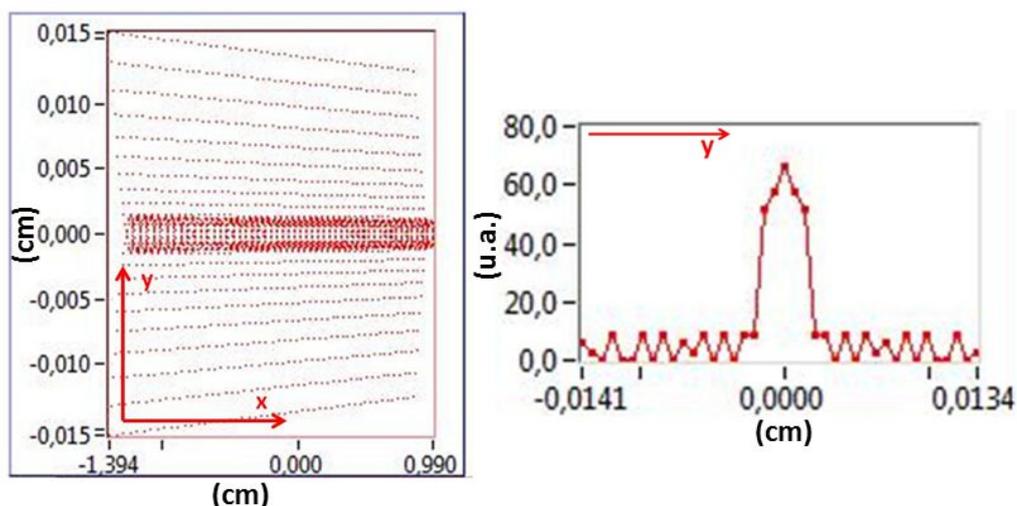


Figure 2.8 : Représentation de la focalisation par le cristal déterminée par le tracé de rayons (à gauche) et coupe transverse de la tache focale en intensité (à droite). Le calcul correspond ici à un cristal idéal, en pratique les fortes contraintes mécaniques entraînent des défauts de focalisation, particulièrement au niveau des extrémités du spectre (voire la partie 2.2.4).

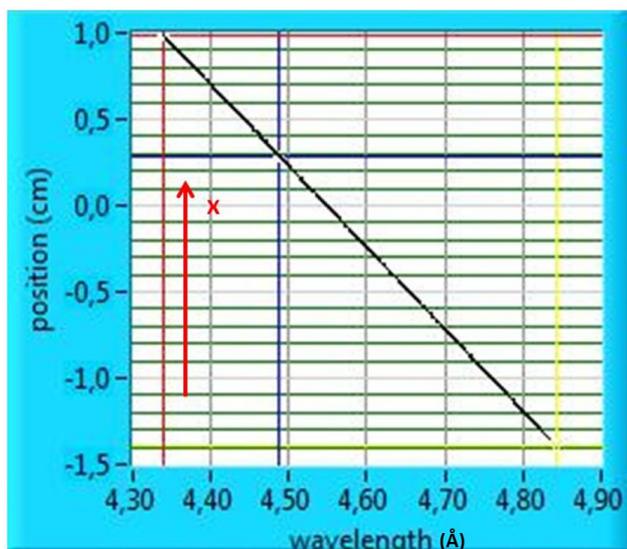


Figure 2.9 : Dispersion du cristal. Le programme prévoit un spectre de 2.5 cm, en pratique la dispersion correspond aux calculs (avec des écarts réduits venant du fait que les réglages fins de la position angulaire du cristal ne peuvent se faire qu'en se basant sur la tache focale observée), cependant les extrémités du spectre ne sont pas exploitables car trop déformées par les défauts de focalisation du cristal.

2.2.2 Deux géométries utilisées

Pour chaque campagne expérimentale, le cristal de KAP choisi était adapté à la gamme spectrale observée. Nous avons également changé la géométrie du diagnostic : au cours de la première campagne le spectromètre était à 90° de l'axe d'expansion du plasma, nous sommes passés à 45° suite au changement de géométrie de la diffusion Thomson, mais surtout, nous

avons décalé la zone observée. Pour la première campagne, nous observions de 0 à 300 μm de la surface de la cible, alors que la région observée par diffusion Thomson était située à 500 μm de la surface de la cible. Pour la deuxième campagne nous avons souhaité décaler les mesures spectroscopiques afin d'enregistrer l'émission de la zone sondée par diffusion Thomson, nous avons donc enregistré l'émission d'une zone située environ de 350 à 650 μm de la cible. La zone dont l'émission est enregistrée reste toutefois beaucoup plus grande que la zone sondée par diffusion Thomson (50 μm x 50 μm x 80 μm), ce dispositif sera détaillé dans le paragraphe 2.3.1.

Le tableau 2.1 résume les différents paramètres géométriques des deux spectromètres utilisés. La gamme spectrale observée est déterminée par les positions respectives de la source, du cristal et du détecteur. La portion de cône selon laquelle le cristal est courbé est telle que le spectre soit focalisé au niveau du détecteur. Dans la pratique on s'écarte légèrement de la focalisation optimale, afin d'ajuster la gamme spectrale observée, le niveau de signal et de faciliter la correction des images (décrite en 2.2.4). La résolution du spectromètre dépend de la géométrie du montage, tout en étant limitée par les défauts de focalisation du cristal et la résolution du détecteur. Dans nos expériences, pour les cristaux utilisés, avec la défocalisation appliquée, on obtient des résolutions expérimentales de l'ordre de 2 eV.

	KAP expérience Nb, Ta, W	KAP expérience Al, KBr
caractéristiques du cristal :		
2d (d : distance interréticulaire)	2.66 nm	2.66 nm
demi-angle (ouverture du cône)	0.172 rad	0.3 rad
Rayon de courbure minimum	98.5 mm	81.26 mm
longueur du cristal (spectral)	60 mm	50 mm
largeur du cristal (spatial)	40 mm	30 mm
géométrie pour la focalisation optimale		
distance source - milieu du cristal	600 mm	350 mm
distance milieu du cristal - plan focal	600 mm	300 mm
écart du cristal à l'axe source/détecteur	104 mm	100 mm
utilisation expérimentale (cristaux défocalisés afin d'ajuster signal et gamme spectrale)		
gamme spectrale observée	2.4 - 2.9 keV	1.6 - 1.8 keV
Résolution	2 eV	2 eV

Tableau 2.1 : Caractéristiques des cristaux utilisés et géométries des mesures.

2.2.3 Détecteur utilisé : Imaging Plates (IP)

Les IP (Gales, 2004 ; Tanaka, 2005) sont des écrans photostimulables que nous avons utilisé pour enregistrer l'émission intégrée en temps provenant de la zone observée. Ces écrans sont constitués d'une poudre de phosphore photostimulable mélangée à un liant et déposée sur un support flexible. Exposée à un rayonnement X, une image latente est stockée par le phosphore. Cette image peut être lue en scannant l'IP avec un laser qui entraîne de la

luminescence photostimulée, recueillie par un photomultiplicateur scannant l'IP simultanément puis numérisée.

Lors de l'enregistrement du signal, un photon X est absorbé par la matrice de phosphore, et son énergie est transférée à un certain nombre de sites Eu^{2+} , qui sont oxydés en Eu^{3+} , alors que des photo-électrons sont éjectés dans la bande de conduction puis capturés dans des défauts de la structure appelés centres F (pour Farbe). Ces centres F sont métastables et des recombinaisons spontanées entre les électrons capturés et les sites Eu^{3+} peuvent être activées thermiquement. Il y a donc une décroissance du signal enregistré au cours du temps, la lecture doit être faite rapidement, et pour pouvoir comparer plusieurs spectres les lectures doivent avoir lieu à des délais similaires après les tirs.

Au cours de la procédure de lecture, des photons d'une longueur d'onde de 650 nm sont envoyés pour entrainer la luminescence photostimulée. Les photons visibles excitent les photo-électrons capturés dans les centres F, qui passent dans la bande de conduction puis se recombinent avec les sites Eu^{3+} en moins de 0.8 μs , émettant des photons à une longueur d'onde 400 nm. Ces photons envoyés et émis ont des longueurs d'onde suffisamment différentes pour être séparées afin d'enregistrer le signal. La lecture réduit de 80 à 90% l'intensité de l'image stockée. Avant de réutiliser l'IP, il faut dépeupler la totalité des centres F, ce qui est fait en exposant l'IP à de la lumière visible intense pendant une durée suffisante (de l'ordre d'une demi-heure sous la lumière intense de l'effaceur d'IP).

Ces processus sont schématisés sur la figure 2.10.

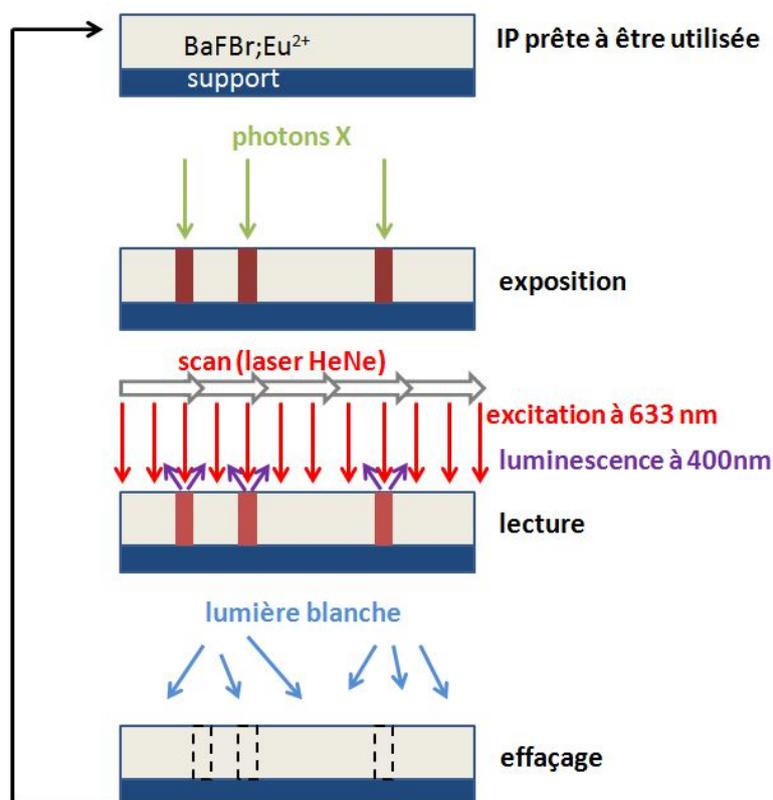


Figure 2.10 : Fonctionnement des IP.

Ces IP [http://beamline.harima.riken.jp/bl45xu/web_old/Info/BAS2500imgSpec.pdf] ont une réponse logarithmique en fonction de l'intensité du signal reçu. La relation couramment utilisée pour linéariser est :

$$PSL = \left(\frac{Res}{100}\right)^2 \times \frac{4000}{S} \times 10^{L \times \left(\frac{QL}{G} \times \frac{1}{2}\right)}$$

où PSL est la valeur linéarisée de la luminescence photostimulée, Res la résolution spatiale du scanner en μm (donc la taille du pixel), S est un paramètre qui caractérise la sensibilité du scanner, L un paramètre qui caractérise la dynamique choisie pour le scan, QL la valeur du pixel avant linéarisation et G la valeur maximale possible pour un pixel, donnée par la dynamique du scanner.

2.2.4 Analyse des images obtenues

Les images obtenues sont affectées par les défauts de focalisation du cristal, mais aussi par les variations de réflectivité du cristal et de transmission des filtres avec la longueur d'onde. Elles sont corrigées à l'aide d'une image de référence, enregistrée lors d'un tir sur un élément dont l'émission est supposée ne pas présenter de structures dans le domaine observé. Nous avons utilisé l'émission du cuivre pour les spectres enregistrés dans le domaine 2.4 – 2.9 keV, et l'émission du titane et du vanadium pour les spectres enregistrés dans le domaine 1.6 – 1.8 keV. Un calcul de l'émission du cuivre par le code FLYCHK dans la gamme spectrale observée est représentée en figure 2.11.

Enfin la calibration spectrale est faite à l'aide de raies tabulées. Dans la gamme 2.4 – 2.9 keV nous avons utilisé les raies $\text{Ly}\alpha$ et $\text{He}\alpha$ du chlore, avec leurs satellites. Dans la gamme 1.6 – 1.8 keV les raies $\text{Ly}\alpha$ et $\text{He}\alpha$ de l'aluminium ont été utilisées dans un premier temps. Nous avons ensuite constaté que cette calibration linéaire n'est pas suffisamment précise, en effet la comparaison entre les positions des raies identifiées et leurs énergies tabulées montre des écarts dépendant de la région du spectre. Nous avons donc eu recours dans un second temps aux raies néonoïdes du brome afin d'apporter une correction quadratique, donnant une calibration plus précise.

Le tableau 2.2 présente le traitement réalisé pour deux spectres enregistrés au cours des deux campagnes. Les spectres bruts sont dans un premier temps linéarisés. Les tirs de référence sont utilisés comme des cartes des défauts des cristaux, la correction est faite en divisant pixel par pixel le spectre à corriger. Un programme Labview permet d'ajuster les positions respectives de l'image à traiter et de l'image de référence, d'effectuer la division et de réaliser une coupe pour obtenir le spectre.

On peut voir sur les images que les extrémités des spectres sont déformées, on ne peut pas prendre en compte ces parties du spectre.

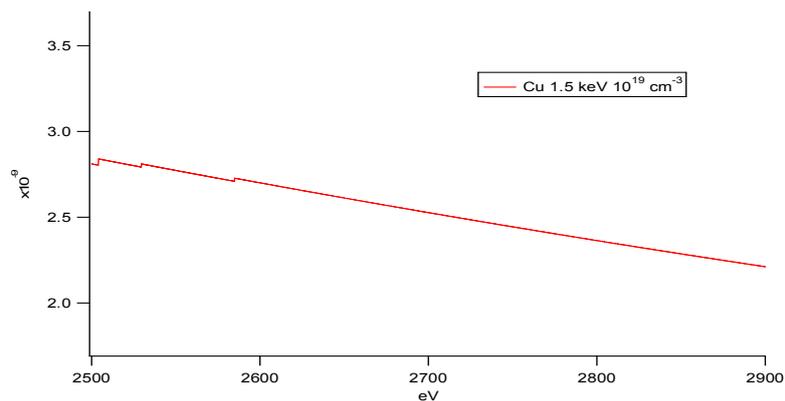


Figure 2.11: Calcul par le code FLYCHK de l'émission du cuivre dans la gamme spectrale observée.

Cible	dot Nb	dot KBr
Image brute		
Image linéarisée		
Référence		
Image corrigée		
Spectre corrigé	<p>dot Nb, intensité $3.8 \cdot 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$</p>	<p>KBr, plot 150 μm diamètre</p>

Tableau 2.2 : Exemples de traitement des spectres enregistrés.

2.3 Diagnostics hydrodynamiques

Les diagnostics hydrodynamiques sont fondamentaux afin de déterminer les conditions de température et densité de la région de plasma dans laquelle a lieu l'émission que l'on étudie. Nous avons donc utilisé deux diagnostics (dits « hydrodynamiques ») afin de mesurer de manière indépendante l'évolution hydrodynamique du plasma : la diffusion Thomson dans la couronne du plasma en expansion et l'émission propre du choc traversant la couche de plastique en face arrière de la cible. Des images d'ombroscopie permettaient d'observer qualitativement l'expansion du plasma.

Nous avons également utilisé des simulations hydrodynamiques pour décrire les zones du plasma que l'on ne peut pas observer directement : quand on recueille l'émission X provenant de zones trop denses pour être sondées, on a recours aux simulations pour décrire la zone émettrice. Il est important de s'assurer de la fiabilité de ces calculs. On a vu en particulier (dans le chapitre 2) que la description de la physique atomique en ligne dans ces codes doit être simplifiée. Ces simulations doivent être contraintes et validées par les mesures dans les régions accessibles, idéalement aussi bien en face avant qu'en face arrière.

2.3.1 Diffusion Thomson

Principe

En observant la diffusion d'un faisceau sonde par les particules chargées du plasma, la diffusion Thomson permet de remonter aux paramètres hydrodynamiques de ce dernier (Salpeter, 1960 ; Sheffield, 1975). Selon les caractéristiques du laser et du plasma on observe soit la diffusion sur les particules individuelles, soit la diffusion sur des modulations de densités. L'observation de la diffusion individuelle ou collective dépend de la longueur d'onde utilisée, par rapport à la longueur de Debye (distance typique d'écrantage dans le plasma). Pour les longueurs d'ondes inférieures à la longueur de Debye, on observe la diffusion individuelle, pour les longueurs d'ondes supérieures la diffusion collective. Le spectre du rayonnement diffusé dépend des températures et densités du plasma, et permet ainsi de les déterminer.

Nous avons observé la diffusion collective sur les ondes plasmas électroniques et acoustiques ioniques, qui donnent chacune deux satellites de part et d'autre de la fréquence fondamentale. Les satellites électroniques sont écartés proportionnellement à la racine carrée de la densité électronique et les satellites ioniques sont écartés proportionnellement à la racine carrée du produit de la température électronique et de l'état d'ionisation moyen (voir figure 2.13).

En notant k_{sonde} , k_{plasma} , et $k_{\text{diffusé}}$ les vecteurs d'ondes respectifs de la sonde, de l'onde plasma (acoustique ionique ou électronique) sur laquelle elle est diffusée, et de l'onde diffusée, la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement impliquent la géométrie illustrée en figure 2.11, k_{sonde} est fixé, la direction d'observation implique que $k_{\text{diffusé}}$ est perpendiculaire à k_{sonde} .

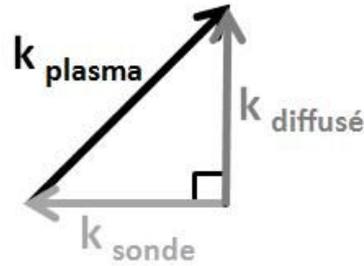


Figure 2.11 : Géométrie de la diffusion Thomson dans nos expériences.

Pour les ondes acoustiques ioniques, 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, la pulsation acoustique ionique ω_{ai} est donnée par l'équation (1) :

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

Le décalage en fréquence entre le faisceau sonde et le faisceau diffusé étant petit, on obtient une bonne approximation de k_{plasma} à partir de k_{sonde} et de l'angle entre la sonde et la direction d'observation, noté θ_{diff} , qui était fixé à 90° par notre dispositif expérimental :

$$k_{plasma} \approx 2k_{sonde} \sin\left(\frac{\theta_{diff}}{2}\right) \quad (2)$$

Toujours en utilisant le faible décalage spectral, si on note $\Delta\lambda_{satellites}$ l'écart en longueur d'onde entre les satellites ioniques, et λ_{sonde} la longueur d'onde de la sonde on peut relier les paramètres de l'onde plasma et l'écart entre les satellites observés :

$$\frac{\omega_{ai}}{k_{plasma}} \approx \frac{c}{4\sin\left(\frac{\theta_{diff}}{2}\right)} \frac{\Delta\lambda_{satellites}}{\lambda_{sonde}} \quad (3)$$

Dans nos expériences, les conditions de plasmas sont telles que $k_{plasma} \lambda_{De} \ll 1$ (la diffusion Thomson est collective, on observe des satellites et non une enveloppe correspondant à la fonction de distribution des électrons). Par ailleurs, on a $3 \ll Z$ et $T_i \leq T_e$ ce qui donne $3T_i \ll ZT_e$. On obtient donc à l'aide des équations (1) et (3), la relation entre l'écart des satellites ioniques et le produit ZT_e :

$$\sqrt{ZT_e} \approx \frac{c\sqrt{m_i}}{4\sin\left(\frac{\theta_{diff}}{2}\right)} \frac{\Delta\lambda_{satellites}}{\lambda_{sonde}} \quad (4)$$

Expérimentalement, on observe également une dissymétrie d'intensité entre les deux satellites dont l'origine réside dans la vitesse de dérive des électrons par rapport aux ions. En

effet cette vitesse de dérive entraîne un amortissement Landau plus important pour le satellite à $\omega - \omega_{ai}$ que pour le satellite à $\omega + \omega_{ai}$.

Pour les ondes plasma électroniques, en notant n_e la densité électronique du plasma et m_e la masse d'un électron, la pulsation plasma électronique ω_{pe} est donnée par :

$$\omega_{pe} = \left[\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} (1 + 3k_{plasma}^2 \lambda_{De}^2) \right]^{1/2} \quad (5)$$

En utilisant le fait que ω_{pe} est égale à la différence entre la pulsation incidente ω_{sonde} et la pulsation diffusée $\omega_{diffusé}$, on obtient, toujours sous la condition $k_{plasma} \lambda_{De} < 1$, un lien entre n_e et le décalage spectral d'un satellite électronique par rapport à la sonde. L'équation (6) donne cette relation pour le satellite d'énergie supérieure :

$$\sqrt{n_e} \approx (\omega_{diffusé} - \omega_{sonde}) \sqrt{\frac{m_e \epsilon_0}{e^2}} \quad (6)$$

L'effet Doppler, dû à la vitesse d'expansion du plasma dans la direction du faisceau sonde, entraîne, quant à lui, un décalage des satellites. Ce décalage agit sur tous les satellites, mais il est du même ordre de grandeur que l'écart entre les satellites ioniques (de l'ordre de quelques nm), alors qu'il est négligeable pour les satellites électroniques (dont l'écart est de l'ordre de quelques centaines de nm). On observe alors que la moyenne des satellites ionique n'est pas la fréquence sonde, la mesure de ce décalage permet de remonter à la vitesse d'expansion du plasma dans la direction du faisceau sonde.

Un exemple des spectres expérimentaux de diffusion Thomson électronique et ionique est donné en figure 2.12.

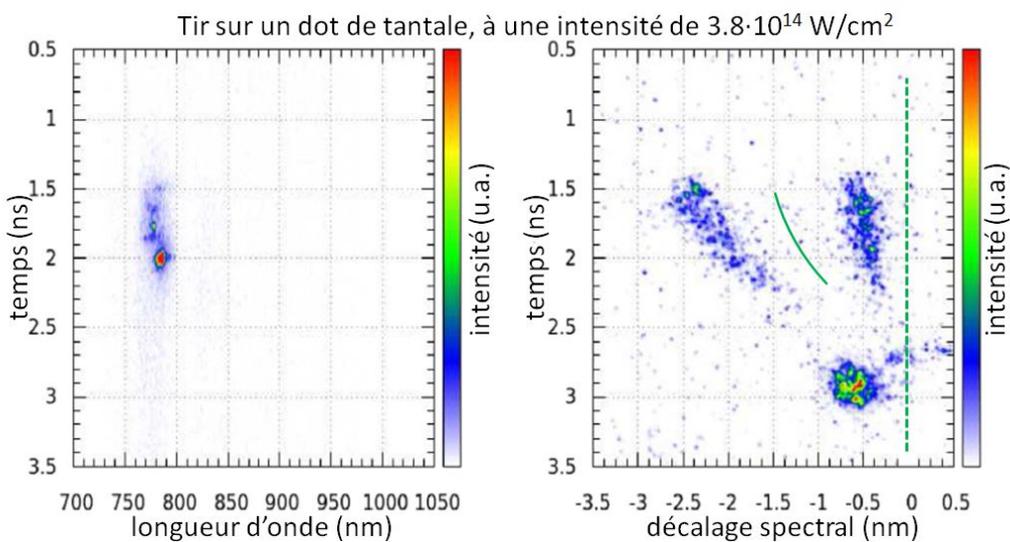


Figure 2.12 : Spectres de diffusion Thomson électronique et ionique, provenant du même tir sur un plot de Ta. Le décalage Doppler est représenté sur le spectre ionique.

La pulsation acoustique ionique étant beaucoup plus petite que la pulsation plasma électronique, nous avons utilisé 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 2.13 indique les satellites observés. Les spectromètres étaient couplés à des caméras à balayage de fente afin d'obtenir des mesures résolues en temps. En faisant varier le retard du faisceau sonde et la localisation de 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.

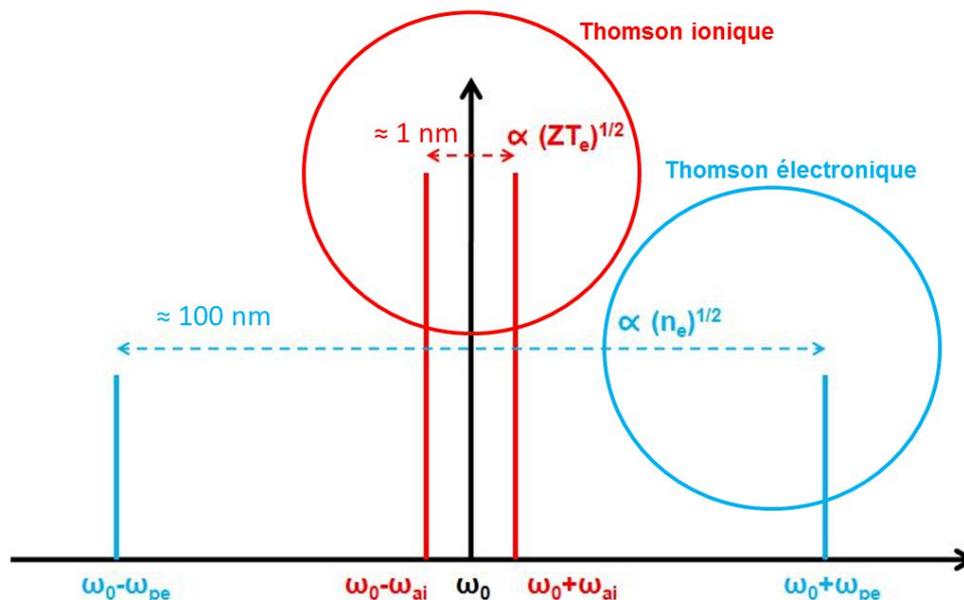


Figure 2.13 : Schéma des satellites de diffusion Thomson ionique et électronique. Les satellites entourés sont ceux observés par notre dispositif expérimental.

Géométrie

Nous avons utilisé le faisceau dit « Bleu » de l'installation LULI 2000 comme faisceau sonde pour la diffusion Thomson. Ce faisceau de relativement faible énergie (quelques dizaines de Joules) a le même profil temporel que les faisceaux pompe car il provient du même oscillateur que le faisceau Nord. Afin de ne pas avoir de problèmes d'interférence entre les faisceaux pompe doublés en fréquence et le faisceau sonde, ce dernier est utilisé à la fréquence fondamentale, 1053 nm. Le faisceau sonde était retardé par rapport aux faisceaux pompes, synchrones, afin de sonder un plasma relativement détendu. Ce délai a été varié entre 0.5 et 4.5 ns.

La géométrie du diagnostic a évolué au cours de nos expériences. Dans un premier temps, la direction d'observation de la diffusion Thomson était dans le plan des faisceaux pompes et

du faisceau sonde (géométrie représentée en figure 2.14). Dans cette configuration, le signal observé était faible, la direction d'observation très proche de la direction du faisceau sonde ne permettait pas d'optimiser efficacement le signal, et le volume sondé n'est pas défini précisément. Dans une deuxième étape, nous sommes passés à une configuration « vue du dessus », le diagnostic observant orthogonalement au plan des faisceaux (figures 2.15 et 2.16). Ceci nous a permis d'obtenir un signal beaucoup plus satisfaisant. En effet la direction du faisceau sonde et de la direction d'observation déterminent les directions des k_{plasma} sondés, et cette géométrie permet de limiter la diffusion sur des ondes stimulées (principalement rétrodiffusées). La polarisation du faisceau bleu était ajustée pour optimiser l'intensité du signal (la diffusion étant maximale orthogonalement à la polarisation). Cette géométrie permet également de bien définir le volume sondé. Celui-ci correspond à l'intersection entre le volume de plasma traversé par le faisceau sonde et celui observé par le système optique qui collecte le rayonnement pour l'amener jusqu'aux cameras à balayage de fente (les dimensions correspondent à l'image des fentes croisées des spectromètres et des cameras à balayage de fente). Pour les montages expérimentaux correspondants aux géométries des figures 2.15 et 2.16, ce volume a une taille de $50 \times 50 \times 80 \mu\text{m}^3$ (direction longitudinale x latérale x hauteur).

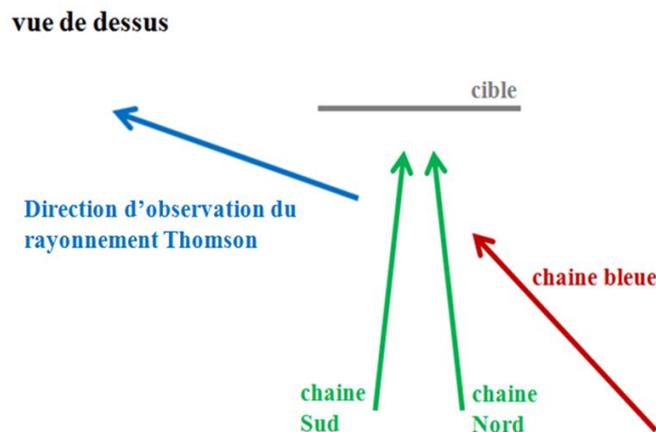


Figure 2.14 : Première géométrie utilisée, ne permettant pas d'obtenir suffisamment de signal.

La résolution temporelle du dispositif est de 100 ps, et la résolution spectrale est de 0.15 nm pour la diffusion Thomson ionique et de 10 nm pour la diffusion Thomson électronique.

Nous avons utilisé deux angles différents entre le faisceau sonde et la direction d'expansion du plasma : 45° pour les premières campagnes (figures 2.14 et 2.15), puis 90° (figure 2.16). Passer à 90° permet de ne mesurer que la composante latérale de l'expansion du plasma (via le décalage Doppler). Les mesures de diffusion Thomson qui seront discutées dans la partie consacrée aux résultats expérimentaux ont été enregistrées en utilisant la géométrie montrée sur les figures 2.15 et 2.16.

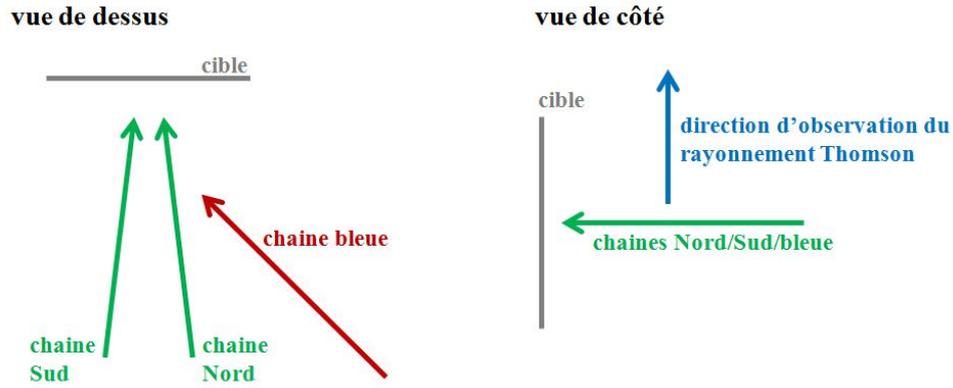


Figure 2.15 : Diagnostic passé en vue de dessus pour optimiser le signal (expérience Nb, W et Ta).

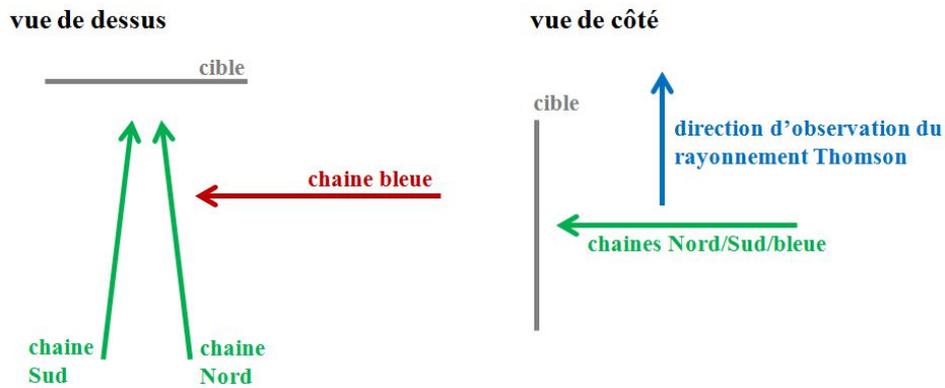


Figure 2.16 : Nouvelle incidence du faisceau sonde (expérience KBr et Al).

Pour être sûr que le faisceau sonde ne perturbe pas le plasma il faut que la vitesse d'oscillation des électrons dans le champ laser sonde soit négligeable devant leur agitation thermique. On doit donc avoir :

$$v_{osc} = \frac{eE_{sonde}}{m\omega} \ll v_{Te} = \left(\frac{2k_b T_e}{m}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Etant données les caractéristiques de notre faisceau sonde, pour vérifier cette condition son énergie doit être inférieure à environ 50 J.

En pratique nous avons dû utiliser des énergies pour le faisceau Bleu de 10 à 30 J, car pour des énergies plus faibles le signal Thomson n'était pas suffisamment intense pour les caméras à balayage. Ces valeurs, relativement proches du « seuil » de 50 J, nous ont incités à vérifier que le faisceau Bleu ne perturbe pas le plasma. Pour cela, nous avons comparé les mesures sur deux tirs réalisés dans des conditions similaires, où seul le retard du faisceau sonde variait. Si le plasma est chauffé significativement par le faisceau sonde pendant sa durée 1.5 ns, on s'attend à mesurer à la fin du faisceau sonde une température plus élevée. En comparant deux mesures réalisées au même temps t après le début des faisceaux pompe, sur

des tirs à des énergies similaires, avec l'un des tirs pour lequel l'instant t correspond à la fin du faisceau sonde, et l'autre pour lequel t est le début du faisceau sonde, on peut déterminer si les 1.5 ns de chauffage par le faisceau sonde ont un effet sur la température, auquel cas on observe un plasma plus chaud dans le premiers cas, ou si comme on le souhaite le faisceau sonde n'a pas d'effet observable sur la température ce qui conduit à des mesures identiques. Nous avons pu vérifier qu'à un temps donné après le début des faisceaux pompe la mesure était la même qu'elle soit réalisée au début ou à la fin du faisceau sonde.

Sensibilité du diagnostic et incertitudes de mesure

Au cours de la campagne sur le niobium, l'effet d'un décalage latéral du faisceau sonde a été testé. On a sondé alors une région écartée de 500 μm de l'axe d'expansion du plasma, la figure 2.17 présente la comparaison entre une mesure hors axe et des mesures sur l'axe. On observe que l'écart entre les satellites varie très peu, indiquant donc une température relativement homogène. Le décalage Doppler, quant à lui, se montre sensible à la position latérale du faisceau sonde, indiquant que la vitesse dans l'axe d'observation change significativement.

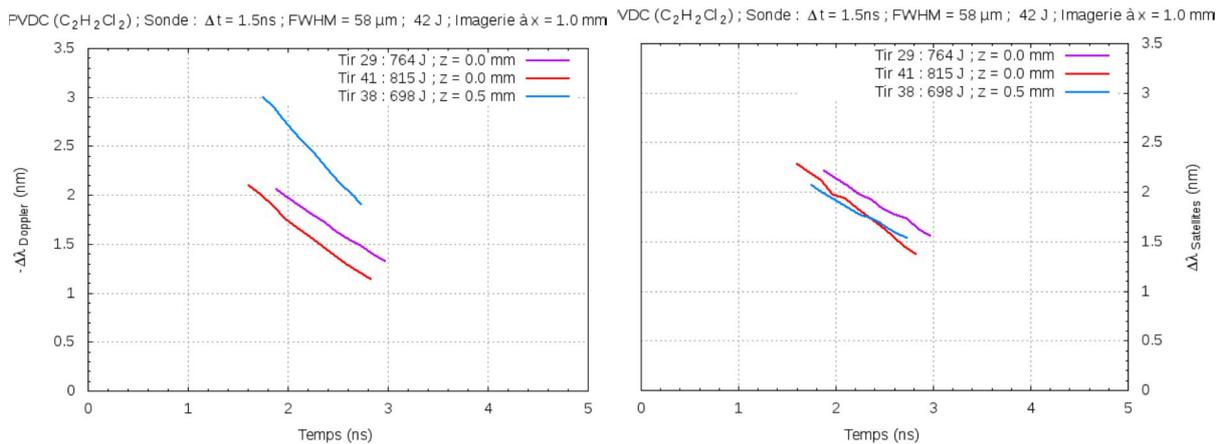


Figure 2.17 : Comparaison des décalages Doppler (à gauche) et de l'écart entre satellites ioniques (à droite) de deux observations sur l'axe (en rose et rouge) avec une observation écartée de 500 μm de l'axe (en bleu).

Pour déduire le ZT_e des mesures de diffusion Thomson ionique, deux approximations peuvent être utilisées à partir de l'équation (1). Soit on néglige le terme en $3T_i$, hypothèse justifiée par le fait que dans nos conditions expérimentales l'ionisation est nettement supérieure à 3, ce qui conduit à l'expression (4) présentée avant. Soit on pose $T_i = T_e$ afin de prendre en compte l'effet de la température ionique qui est du même ordre de grandeur que la température électronique, égale ou inférieure. Les simulations hydrodynamiques semblent montrer qu'un écart entre les températures ioniques et électroniques persiste toute la durée des faisceaux pompe, et qu'après la fin du chauffage (au moment où les mesures Thomson sont réalisées), la thermalisation entre les électrons et les ions prends quelques centaines de picosecondes. Ces deux approximations donnent toutes les deux un bon ordre de grandeur du

produit ZT_e . Une variation de T_i entre 0 et T_e montre une variation de 10% du ZT_e : en négligeant le terme $3T_i$ on surestime le ZT_e d'au maximum 10%, et en posant $T_i = T_e$ on sous-estime le ZT_e de moins de 10%.

Ces deux méthodes ont été utilisées pour calculer les caractéristiques du plasma à partir des mesures. La première, en négligeant le terme en $3T_i$, permet de calculer simplement les densités et températures électronique, ainsi que la vitesse d'expansion à l'aide de l'effet Doppler, avec une précision de 20 à 30% selon les tirs pour les mesures sur le Nb, W et Ta. Pour améliorer la précision, il est également possible d'utiliser une modélisation des satellites et d'ajuster les paramètres afin d'approcher au mieux la mesure : l'écart des satellites ioniques correspond au ZT_e , la vitesse du plasma au décalage Doppler observé, la vitesse de dérive électrons/ions au rapport d'intensité des satellites, et la densité électronique à l'intensité des satellites et à la position du satellite électronique. On a fait dans ce cas l'approximation $T_e=T_i$, et on a utilisé le modèle de Thomas Fermi pour calculer un Z associé à T_e (ce modèle est valable, pour des ionisations suffisamment élevées, on a pu vérifier que l'estimation obtenue est correcte à partir des états d'ionisation observés dans les spectres). La précision obtenue avec cette seconde méthode est de 10 à 25% selon les tirs, et les calculs restent cohérents avec la première méthode. La figure 2.18 montre des exemples de ces calculs.

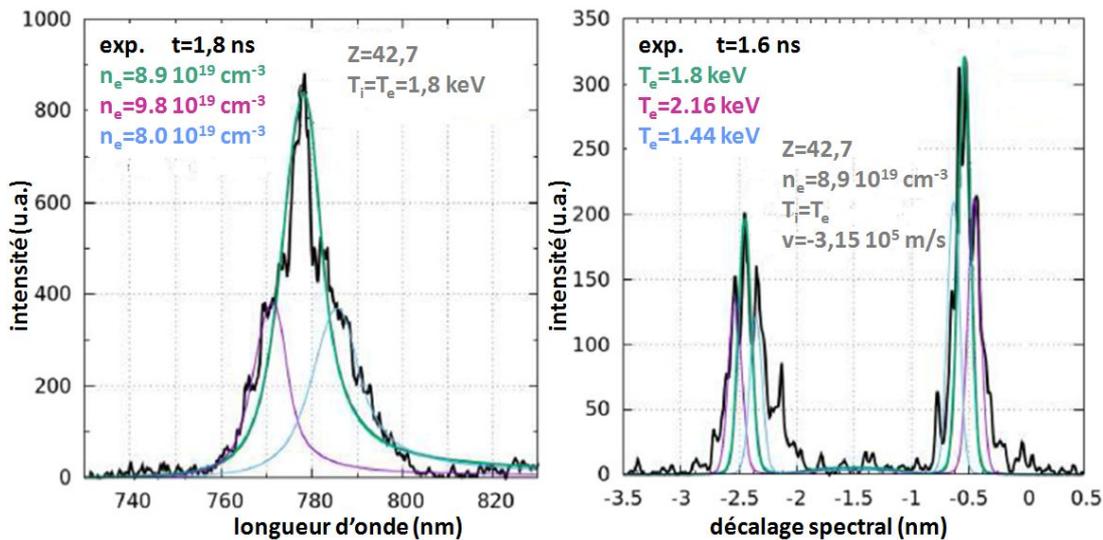


Figure 2.18 : Exemples de modélisations des satellites électroniques (à gauche) et ionique (à droite). Les mesures expérimentales (en noir) sont des coupes des satellites enregistrés lors d'un tir sur un plot de Ta, à une énergie de 715 J pour lequel les mesures Thomson sont faites à 500 μm de la cible, à 1.6 ns pour le satellite ionique, et à 1.8 ns pour le satellite électronique. Les courbes vertes sont les modélisations correspondant au maximum des satellites, les courbes roses et bleues correspondent aux bords des satellites. On obtient ici une densité $n_e = 8.9 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} \pm 10\%$ et une température $T_e = 1.8 \text{ keV} \pm 20\%$. Ces profils ont été faits à partir des images présentées en 2.12.

On observe dans l'ensemble une bonne reproductibilité des mesures. La largeur des satellites traduit en premier lieu une inhomogénéité de la zone sondée qui présente des gradients de températures ou de densité, ou encore de nombreux états d'ionisation, on mesure

alors une gamme de densités/températures/ionisations. Cependant les dimensions de la zone sondée sont restreintes, et il semble parfois difficile d'expliquer uniquement par des gradients les largeurs de certains satellites, particulièrement nos mesures sur le KBr et l'aluminium. Pour ces dernières mesures, les causes de la largeur des satellites qui entraîne une incertitude importante sur les mesures ne sont pas encore établies.

Les résultats obtenus sur le Nb, W et Ta sont présentés plus en détail dans le chapitre 3, et un aperçu des mesures sur le KBr est donné dans le chapitre 4.

2.3.2 Diagnostic d'émission propre en face arrière

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 nos cibles « plot », 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. Nous avons donc mesuré la durée de l'émission, qui permet de remonter à une vitesse moyenne de propagation du choc dans la couche traversée, à condition que l'épaisseur de cette couche ne varie pas trop au cours du choc. L'incertitude de 10% sur l'épaisseur déposée se répercute également sur ces calculs de vitesse.

Le rayonnement dans le domaine visible est collecté grâce à un doublet achromatique de focale 250 mm qui fait une image de l'arrière de la cible sur une caméra à balayage de fente. On peut ainsi enregistrer la propagation du choc résolue temporellement : la durée de l'émission mesurée correspond au temps que le choc met à traverser la couche en arrière de la cible. Connaissant son épaisseur, et en supposant que la vitesse du choc est constante dans la couche, on peut remonter à une vitesse de propagation. On obtient ainsi une contrainte supplémentaire pour les codes hydrodynamiques, l'objectif étant d'obtenir une description la plus fiable possible : si un code parvient à reproduire simultanément les mesures Thomson en face avant à 500 μm de la cible et les mesures en face arrière, on peut raisonnablement faire confiance à la description du plasma émetteur proche de la cible, entre ces deux zones.

La figure 2.19 montre une image expérimentale exploitable. Malheureusement, sur un nombre assez important de tirs nous avons obtenu des images montrant clairement que le choc ne se propageait pas de manière homogène, sans toutefois être capables d'isoler et corriger le ou les paramètres expérimentaux responsables de ce comportement. Ces propagations révèlent néanmoins divers problèmes, qui peuvent être par exemple un mauvais positionnement de la cible ou bien un point chaud dans la tache focale, entraînant par exemple une inclinaison ou une courbure. Ces tirs ne nous ont donc pas permis de mesurer la vitesse de choc, mais ils ont néanmoins été utiles pour détecter des anomalies pour certains tirs.

Si des résultats satisfaisants ont été obtenus sur des plots de Nb et Al, les mesures sur les autres matériaux n'ont pas permis des mesures aussi précises. Les images enregistrées pendant des tirs sur le W ou Ta ont donné des images souvent déformées et avec des interruptions de l'intensité au cours du temps. Une hypothèse qui pourrait expliquer ce phénomène est une opacification du plastique, cependant les simulations MULTI ne prévoient pas que le choc crée des conditions de températures et densités entraînant cette opacification. Quant aux images enregistrées pendant des tirs sur le KBr, on observe un pic d'intensité suivi

d'une décroissance qui ne permet pas de déterminer avec précision le débouché du choc dans le vide, ce qui pourrait provenir de la finesse du dépôt de KBr ($1 \mu\text{m}$ contre $10 \mu\text{m}$ pour les autres matériaux) ou de sa transparence.

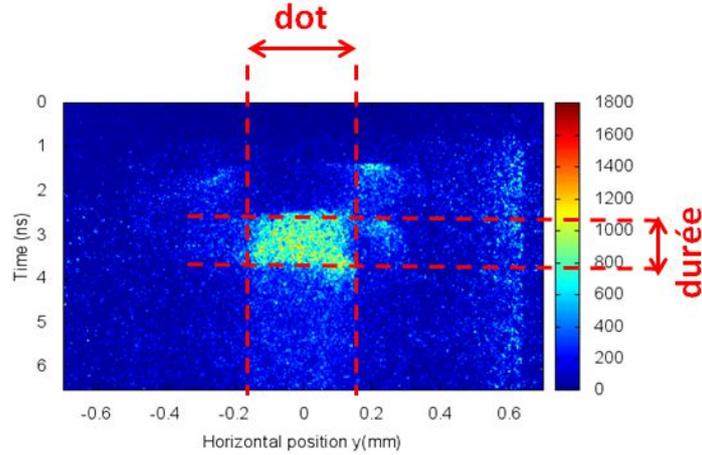


Figure 2.19 : Emission propre résolue en temps enregistrée lors d'un tir sur un plot de Niobium. Le temps s'écoule du haut vers le bas, on observe d'abord une émission autour du plot, correspondant au plasma de CH destiné à limiter l'expansion latérale, puis l'émission dont on mesure la durée, sur toute la surface du plot.

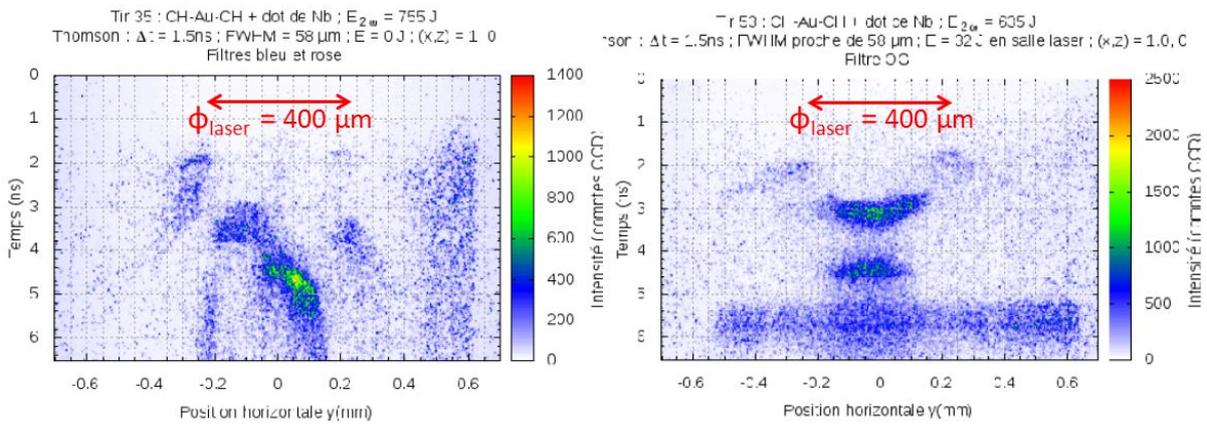


Figure 2.20 : Exemples d'images de SOP inhabituelles, pour des tirs sur des plots de Nb.

2.3.3 Ombroscopie

Un montage classique d'ombroscopie nous a permis d'observer l'expansion de la partie la plus dense du plasma. Le but initial était de réaliser de l'interférométrie, qui donne directement des mesures de densité dans les zones peu denses du plasma, la mauvaise qualité des interférences obtenues nous a conduits à ne réaliser que de simples images d'ombroscopie.

Ce diagnostic consiste à faire traverser le plasma à un faisceau laser parallèle. Le faisceau peut traverser les zones de faible densité, mais pas les zones de forte densité (au dessus de la

densité critique du plasma). On observe ainsi une ombre correspondant à la partie dense du plasma. Cependant, les gradients de densité dévient les rayons et la densité de coupure n'est pas la densité critique mais une densité d'autant plus basse que les gradients sont importants. Les courbures du plasma augmentent également cet effet par rapport à une situation où l'expansion serait plane et le gradient de densité dans une seule direction. Dans nos expériences nous pouvons estimer que les densités de coupures sont de l'ordre de 10^{18} à 10^{19} cm^{-3} , mais nous n'avons pas pu faire de mesures quantitatives. Il serait intéressant d'utiliser des calculs de tracé de rayon pour quantifier les densités de coupures observées, il faudrait pour cela utiliser des profils de densité réalistes, par exemple déterminés à partir de simulations hydrodynamiques.

Nous avons utilisé un laser Quanta-ray, à 532 nm de longueur d'onde et d'une durée de 8 ns. L'écart de longueur d'onde entre ce laser et les faisceaux pompe permet de filtrer ces derniers et d'éviter qu'ils parasitent l'image.

L'image est recueillie sur une GOI (Gated Optical Imager) à un instant précis, un exemple est présenté en figure 2.21.

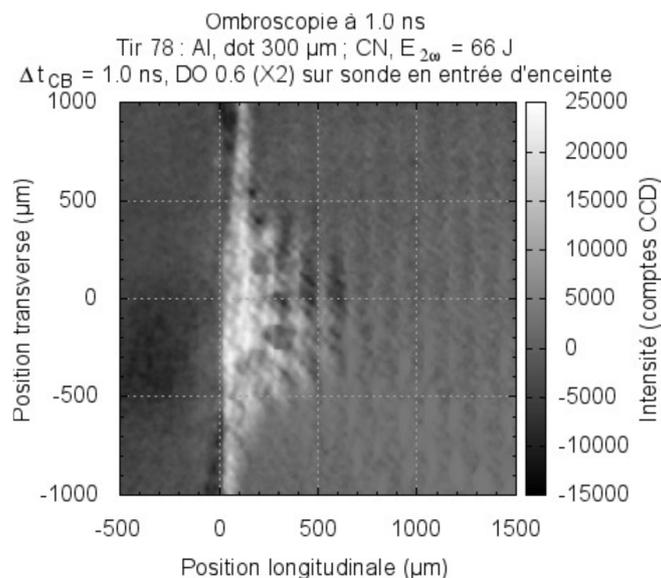


Figure 2.21 : Image d'ombroscopie transverse montrant un plasma d'aluminium. Cette image est enregistrée 1.0 ns après le début des faisceaux pompe, le tir est réalisé sur un plot de 300 µm de diamètre, à une intensité de $3.5 \cdot 10^{13}$ W/cm^2 .

On remarque sur cette image que l'expansion apparaît sphérique, cependant il n'est pas possible de distinguer sur les images d'ombroscopie le plasma provenant du plot du plasma provenant de la couche de CH sur laquelle il est déposé. Des simulations 2D sont intéressantes pour compléter et interpréter ces images, afin d'avoir une meilleure idée de la géométrie de l'expansion du plot, et d'un éventuel confinement partiel par le plastique.

Pour les campagnes suivantes, l'objectif est de passer à des images d'interférométrie, directement exploitables et permettant des mesures quantitatives.

Chapitre 3

Etude de l'émission du niobium, du tantale et du tungstène

Introduction

L'objectif de notre étude est de comparer des spectres expérimentaux et simulés, pour l'émission de couche L du niobium et de couche M du tantale et du tungstène, dans la gamme 2.4 – 2.9 keV. Le dispositif expérimental utilisé qui a été détaillé dans le chapitre 2 est représenté sur la figure 3.1.

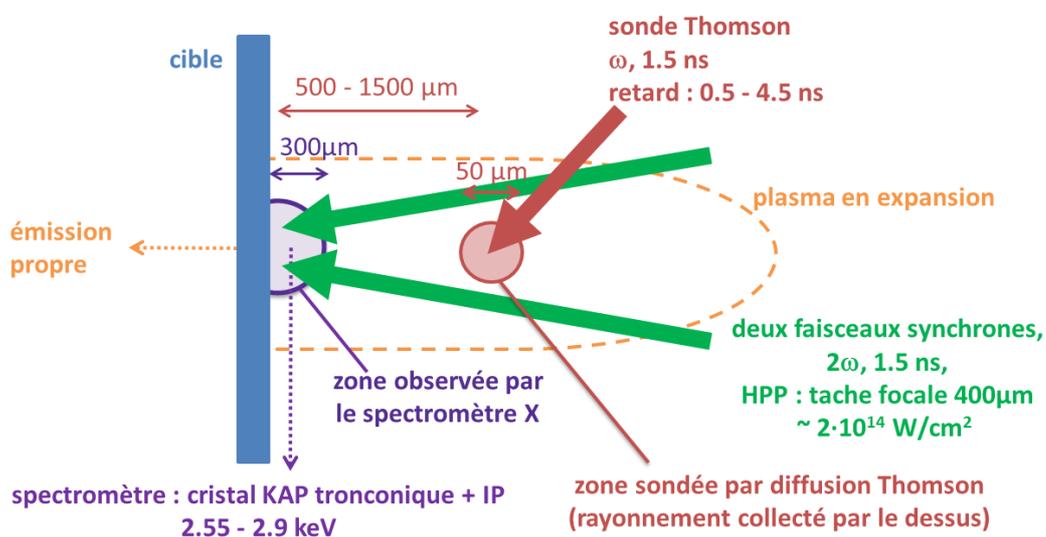


Figure 3.1 : Schéma expérimental. Le plasma est créé par deux faisceaux pompes, d'une durée de 1.5 ns, pour une intensité totale de l'ordre de $4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Les mesures hydrodynamiques sont réalisées dans la couronne, par diffusion Thomson résolue en temps, et en face arrière en observant l'émission propre résolue en temps. Les spectres enregistrés proviennent de la région la plus dense du plasma, proche de la cible.

Comme décrit dans le chapitre 2, nous avons recueillis des données à la fois hydrodynamiques et spectroscopiques. Les simulations hydrodynamiques étaient dans un premier temps comparées aux mesures afin de les valider, et éventuellement les ajuster aux résultats expérimentaux. Puis les simulations de physique atomique étaient réalisées en post-processeur des simulations hydrodynamiques de la zone de plasma émettrice, qui n'était pas directement observé par les diagnostics hydrodynamiques, c'est-à-dire que les résultats des simulations hydrodynamiques étaient utilisés comme entrée des calculs de physique atomique.

3.1 Résultats expérimentaux

Les résultats présentés ici ont été obtenus pour des tirs sur des cibles de type plot, de 10 μm d'épaisseur et 400 μm de diamètre. Les intensités incidentes variaient de $3 \cdot 10^{14}$ à $4.5 \cdot 10^{14}$ W/cm^2 et la durée de l'impulsion laser était de 1.5 ns.

Les mesures de spectres seront présentées en premier, avec l'identification des raies observées et donc des états d'ionisation présents, puis les mesures hydrodynamiques réalisées en face arrière et dans la couronne du plasma qui seront par la suite comparées aux codes hydrodynamiques. Les données expérimentales et les simulations correspondantes seront systématiquement présentées sur un même tir : le spectre expérimental sera comparé au spectre calculé à partir de la simulation hydrodynamique correspondant aux mesures de ce même tir.

3.1.1 Spectres d'émission X

Nous avons obtenu des spectres de niobium, tantale et tungstène, nous allons présenter ici les allures générales obtenues avec l'identification des transitions. Ils seront comparés par la suite aux simulations.

Les spectres de niobium avaient l'allure générale montrée sur la figure 3.2. Les raies ont été identifiées en comparant les spectres aux raies calculées à l'aide d'un code de physique atomique détaillé, SCO-RCG. Le but de ces simulations est de repérer les positions précises des raies, sans forcément reproduire l'allure générale du spectre. On a pu identifier sur les spectres de niobium des transitions 3p-2s, et 3d-2s. On observe des ions néonoïdes et leurs proches voisins (sodiumoïdes, magnésiumoïdes). Ces ions néonoïdes sont ceux dont l'ionisation est de 31, ils correspondent à la couche L complète qui est peuplée préférentiellement.

Contrairement aux spectres de niobium présentant des raies bien définies, les spectres de tantale et tungstène ne permettent pas de résoudre toutes les transitions. On a utilisé la même approche pour l'identification des raies, sachant que certaines raies peuvent correspondre à un faisceau de plusieurs transitions.

La figure 3.3 montre l'allure générale des spectres obtenus lors des tirs sur le tantale. Les raies de résonances nickeloïdes et des raies satellites cobaltoïdes sont indiquées, mais le grand nombre de transition rend compliquée une identification détaillée.

Enfin la figure 3.4 montre l'allure générale des spectres obtenus lors des tirs sur le tungstène.

Pour ces spectres de couche M on observe des états d'ionisation autour de la couche complète nickeloïde ($Z^* = 45$ pour le Ta, et $Z^* = 46$ pour le W).

Les spectres des figures 3.2, 3.3 et 3.4 sont représentatifs d'un ensemble de tirs réalisés au cours de la campagne expérimentale. La reproductibilité peut être appréciée sur la figure 3.5, où on compare deux spectres de niobium de deux campagnes, enregistrés à un an d'écart.

On peut observer que les rapports de raies sont dans l'ensemble bien reproduits, l'écart sur une des raies néonoïdes peut provenir de l'écart d'intensité laser entre les deux tirs. Quant à l'écart aux basses énergies, il peut également être dû aux phénomènes de bords à la limite de la gamme spectrale observée.

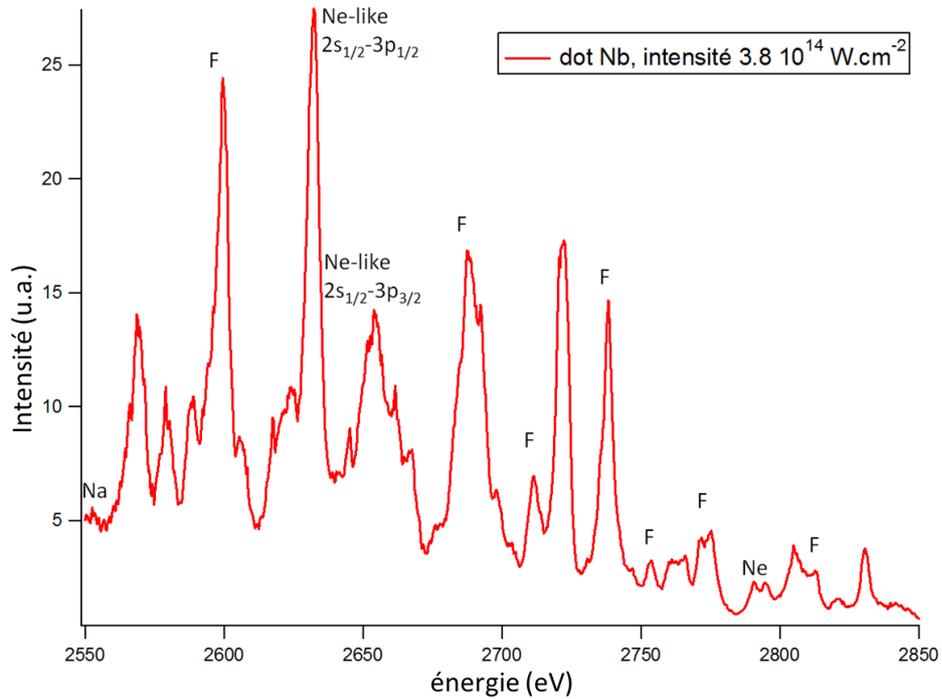


Figure 3.2 : Spectre provenant d'un tir sur un dot de Nb. L'intensité incidente était de $3.8 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

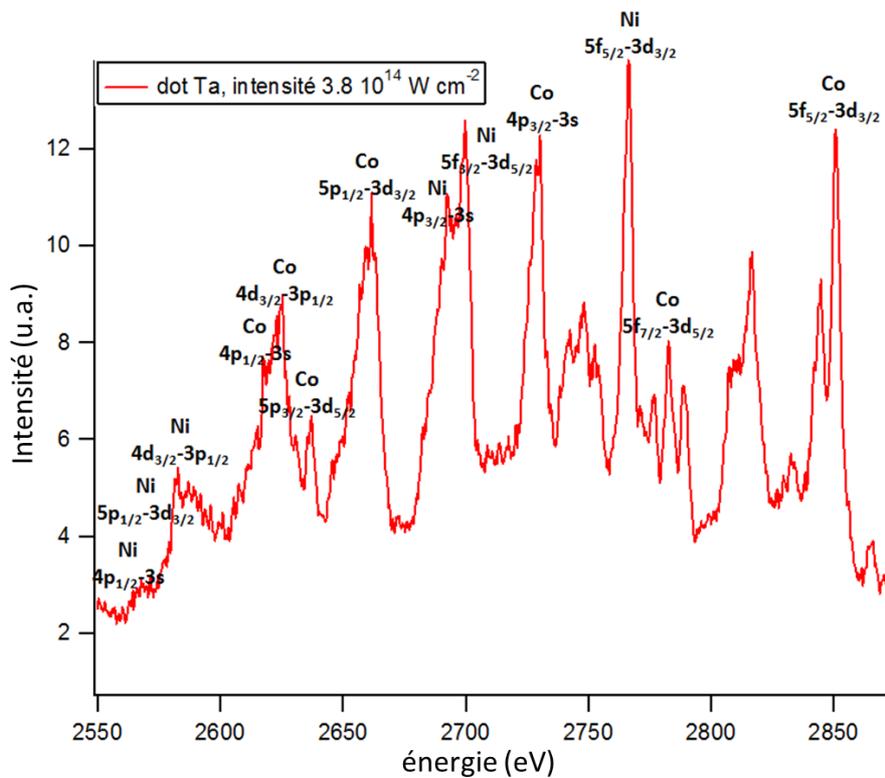


Figure 3.3 : Spectre provenant d'un tir sur un plot de Ta. On observe un grand nombre de transitions très proches. « Ni » désigne les ions nickeloïdes, « Co » les ions cobaltoïdes. L'intensité incidente était de $3.8 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

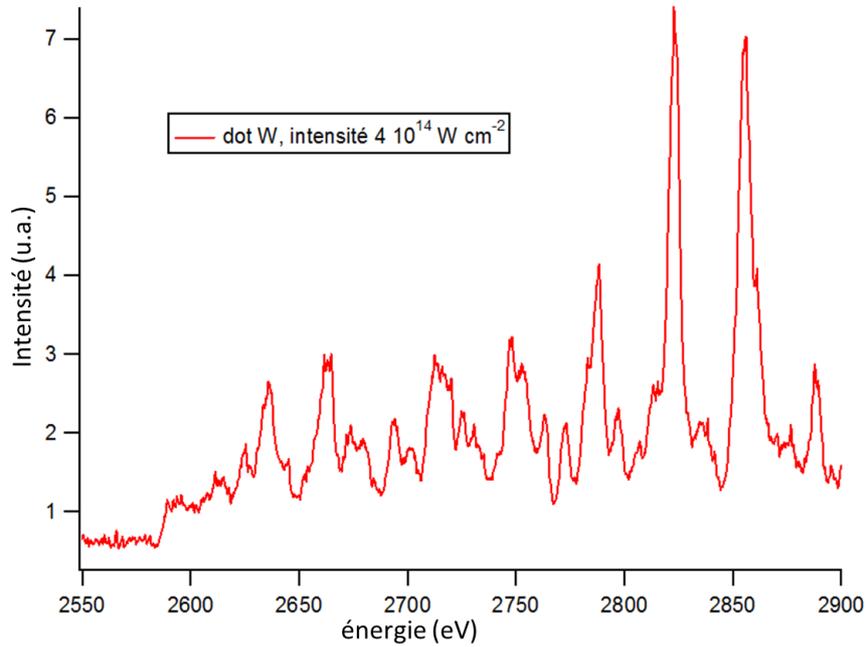


Figure 3.4 : Spectre provenant d'un tir sur un dot de W. L'intensité incidente était de $4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

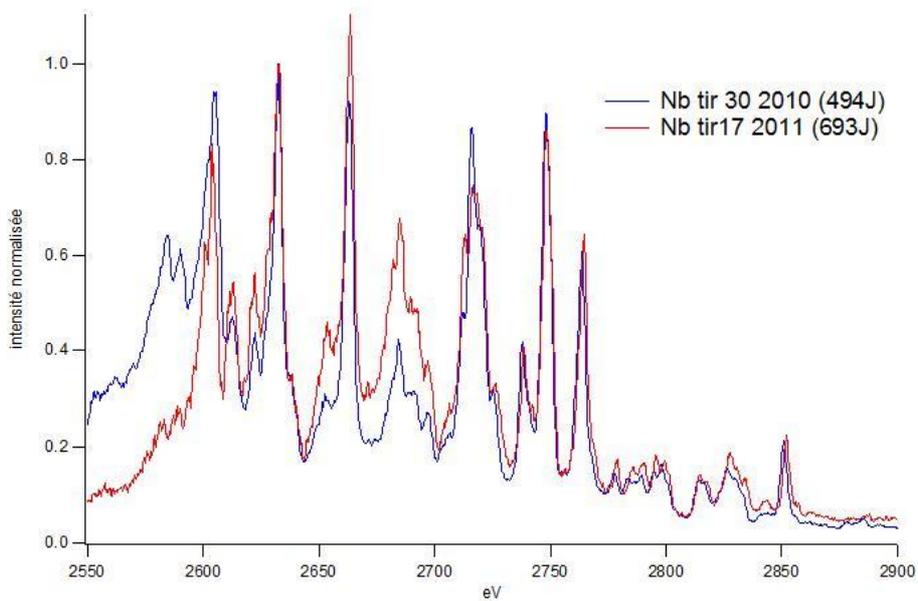


Figure 3.5 : Comparaison de deux spectres obtenus lors de tirs sur du Nb, réalisés au cours de deux campagnes différentes.

3.1.2 Mesures hydrodynamiques

En plus des spectromètres X, les diagnostics de diffusion Thomson et d'émission propre permettaient de recueillir des données hydrodynamiques. Comme indiqué précédemment, ces mesures vont servir de contraintes pour les simulations qui seront utilisées pour calculer les spectres émis.

Diagnostic d'émission propre

Comme présenté dans le paragraphe 2.3.2, le diagnostic d'émission propre permet d'observer en face arrière la propagation du choc dans la dernière couche de plastique, donnant ainsi accès à la vitesse moyenne du choc, dépendant elle-même de l'intensité absorbée.

Une image caractéristique observée sur un plot de niobium est représentée sur la figure 3.6.

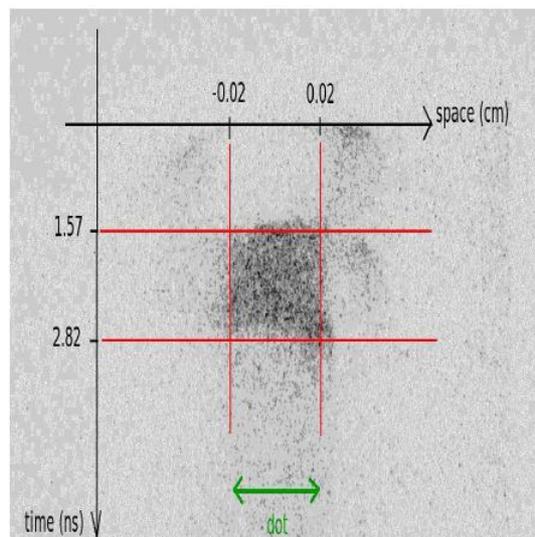


Figure 3.6 : Exemple d'image enregistrée par le diagnostic d'émission propre. Le temps s'écoule du haut vers le bas. L'émission observée s'étend spatialement sur toute la largeur du plot.

Les vitesses de chocs mesurées (vitesses moyennes de la traversée de la couche de CH) pour différents tirs sur des dots de niobium, dans une gamme d'intensité restreinte de 3.8 à $4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$, varient entre 15 et 25 km s^{-1} .

Diffusion Thomson ionique et électronique :

Les mesures de diffusion Thomson ont été réalisées dans le plasma en expansion, à $500 \mu\text{m}$ de la surface initiale de la cible. Comme présenté dans le paragraphe 2.3.1, on peut déduire des mesures de la diffusion ionique le produit ZT_e (à partir de l'écart des satellites) et la vitesse d'expansion du plasma dans la direction de la sonde (à partir du décalage Doppler,

représenté sur la figure 3.7 à droite). La diffusion électronique, quant à elle, permet de mesurer la densité électronique. Des spectres caractéristiques sont représentés sur la figure 3.7. La figure 3.8 montre les coupes et les calculs permettant de les approcher au mieux.

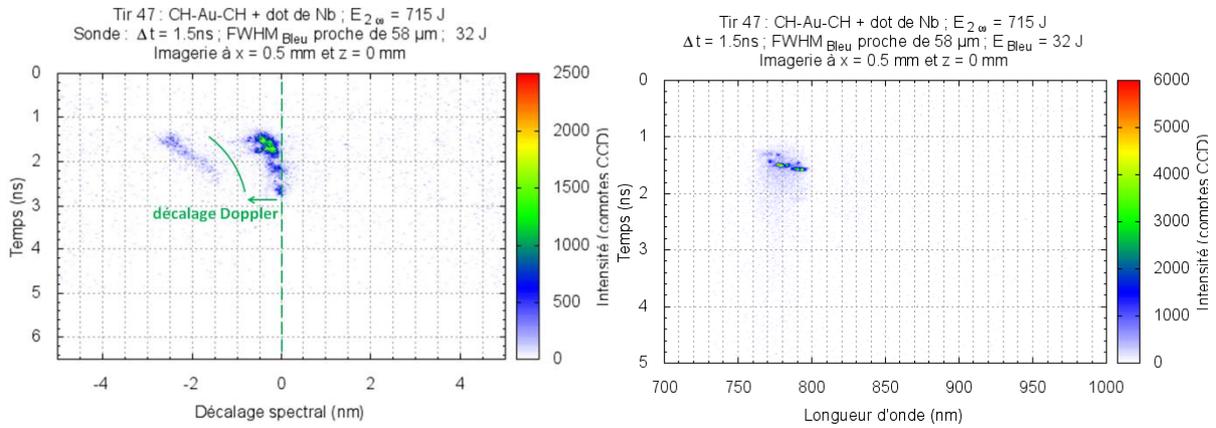


Figure 3.7 : Spectres Thomson ionique (à droite) et électronique (à gauche) enregistrés au cours d'un tir sur un plot de Nb.

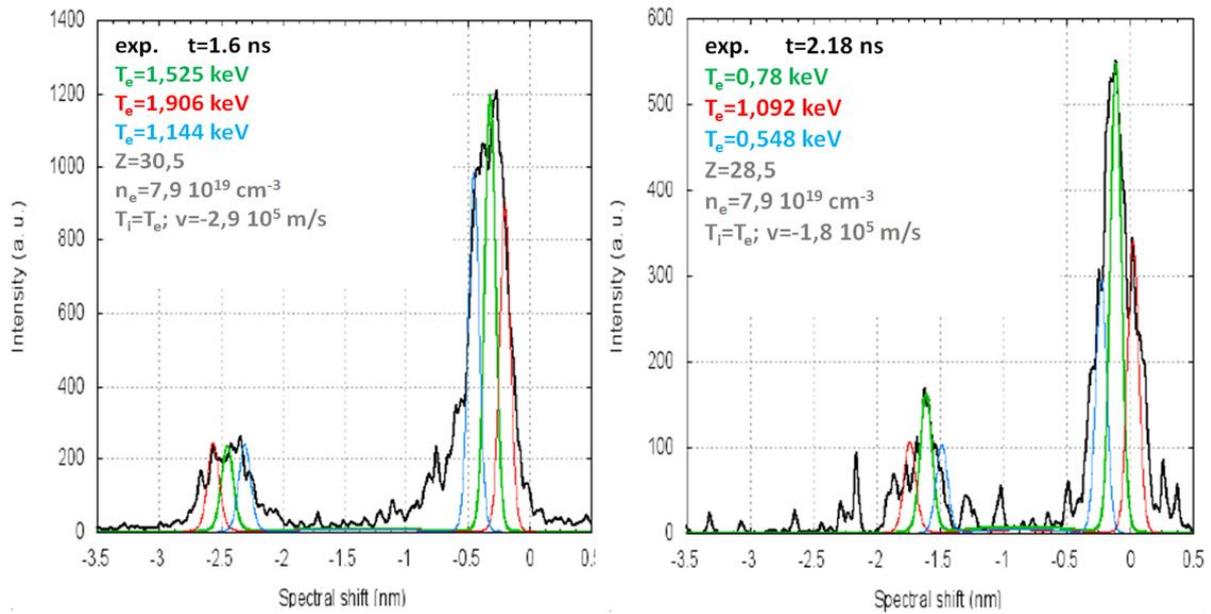


Figure 3.8 : Coupes des satellites ioniques à deux temps différents et modélisation des satellites. La méthode de modélisation des satellites par ajustement des différents paramètres hydrodynamiques est décrite en 3.3.1. Les courbes expérimentales sont en noir, les calculs approchant au mieux les satellites sont en vert, les courbes rouges et bleus proviennent des valeurs limites des paramètres hydrodynamiques pouvant correspondre aux mesures. On obtient à $t=1.6$ ns, $T_e=1.525$ keV \pm 25%, et à $t=2.18$ ns, $T_e=0.78$ keV \pm 30-40%.

On observe une diminution au cours du temps de l'écart entre les satellites ioniques, indiquant une baisse du produit ZT_e . Le décalage Doppler (qui est la moyenne des décalages des deux satellites) diminue également au cours du temps, cela correspond à une baisse de la vitesse d'expansion dans la direction du faisceau sonde. Ceci est cohérent avec le fait qu'on sonde après la fin des faisceaux pompe (qui commencent à 0 et finissent à 1.5 ns).

On a pu observer pour les différents éléments des vitesses d'expansion proches, et un produit ZT_e croissant avec la masse. Ces valeurs sont représentées sur la figure 3.9 pour les produits ZT_e et sur la figure 3.10 pour les vitesses d'expansion.

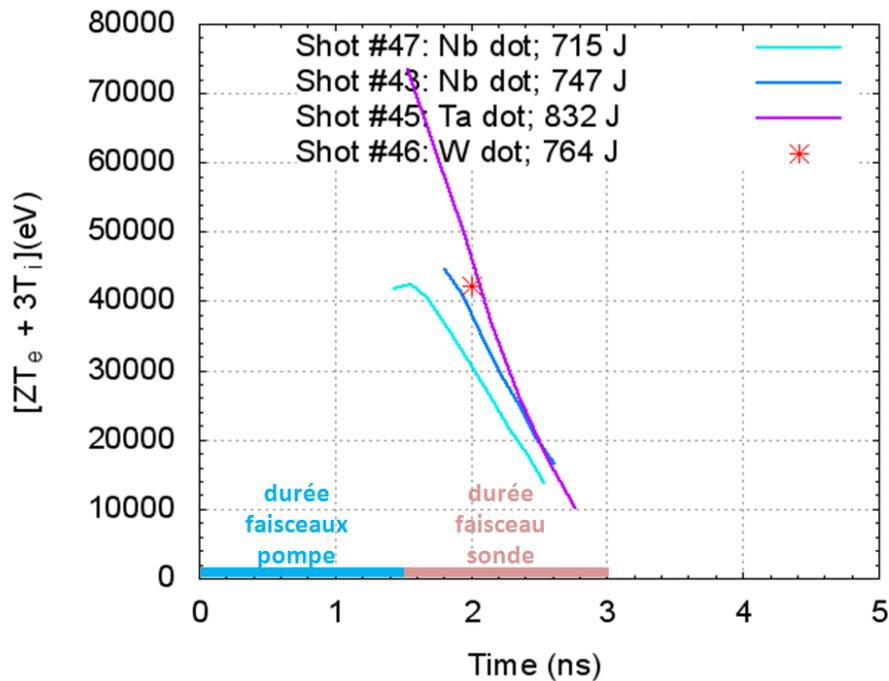


Figure 3.9 : Produit ZT_e mesuré à $500 \mu\text{m}$ sur l'axe de la cible, à partir de l'écart entre les satellites ioniques. Le plasma est sondé après la fin des faisceaux pompe, entre 1.5 et 3 ns.

On verra lors de l'analyse des spectres que l'ionisation est de l'ordre de 30 pour le niobium, 45 pour le tantale et le tungstène. Les valeurs ZT_e expérimentales montrées sur la figure 3.8 permettent alors de déduire des températures de l'ordre de 1 keV à $500 \mu\text{m}$ de la cible, juste après les faisceaux pompes (entre 1.5 et 3 ns).

La position du satellite électronique permet de déterminer la densité électronique avec une bonne précision (de l'ordre de 5%), comme la figure 3.11 l'illustre.

Dans le cas présenté, on observe une gamme de densité de $7.5 \cdot 10^{19}$ à $8.9 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Les mesures de densité sur l'ensemble des tirs effectués étaient globalement comprises entre $7 \cdot 10^{19}$ et $2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

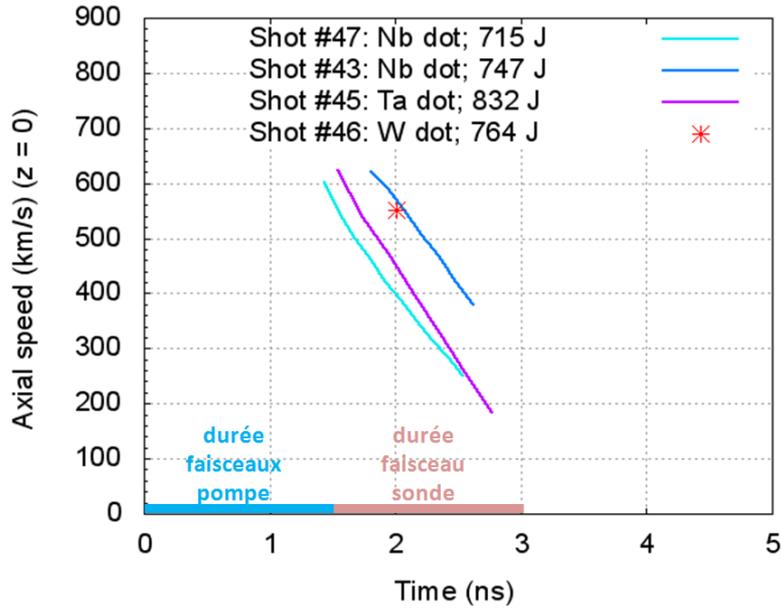


Figure 3.10 : Vitesse fluide mesurée à $500 \mu\text{m}$ sur l'axe de la cible, à partir du décalage Doppler des spectres ioniques. On a un seul point de mesure pour le tungstène, le signal recueilli étant d'une durée plus brève sur ce tir que sur les autres (le signal diffusé pouvait varier pour certains tirs).

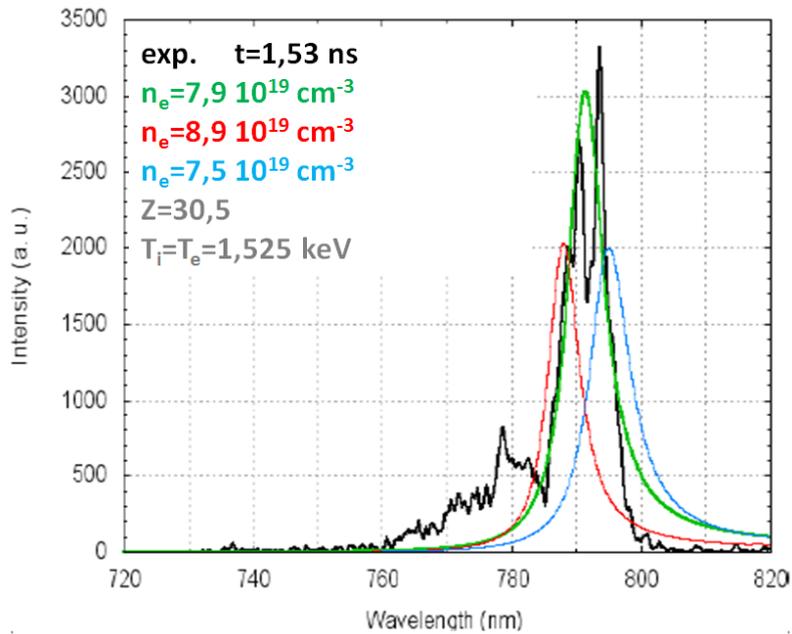


Figure 3.11 : Profil du satellite électronique et modélisation du satellite. La coupe expérimentale est en noir, le calcul approchant au mieux le satellite est en vert, les courbes rouge et bleu proviennent des valeurs limites de la densité pouvant correspondre à la mesure. On obtient à $t = 1.53 \text{ ns}$, densité de $n_e = 7.9 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} \pm 5\%$.

3.2 Comparaison avec les simulations

Pour valider les codes de physique atomique, l'idéal serait de calculer le spectre émis directement à partir de données hydrodynamiques mesurées expérimentalement. En pratique nous ne pouvons pas faire ces mesures hydrodynamiques dans la zone dont l'émission est observée (de 0 à 300 μm de la cible, à des densités trop élevées pour la longueur d'onde utilisée), mais à une distance de 500 μm de la cible et nous avons donc dû utiliser des simulations pour décrire l'évolution hydrodynamique de la zone observée à partir des mesures.

Les simulations ont été réalisées soit à l'aide du code MULTI (1D) pour l'hydrodynamique, et FLYCHK pour la physique atomique, soit à l'aide du code FCI2 (2D) puis Averroès pour la physique atomique. Ces codes ont été présentés en 1.6, FLYCHK et Averroès permettent d'avoir des calculs basés sur deux approches différentes : pour le premier sur une description détaillée des transitions formant un spectre, et pour le second sur la méthode des super configurations (et donc des faisceaux de transitions).

3.2.1 MULTI+FLYCHK

Dans un premier temps, nous avons utilisé une description 1D à l'aide du code MULTI.

Il apparaît très rapidement que la simulation ne reproduit pas les mesures hydrodynamiques à partir de l'énergie incidente nominale. En effet, seule une partie de l'énergie incidente est absorbée, et en 1D le code ne peut pas reproduire fidèlement tous les facteurs intervenant dans le dépôt de l'énergie (instabilités paramétriques, laser incident en 3D, etc), ce qui conduit à une énergie absorbée dans la simulation supérieure à la réalité.

L'approche que nous avons choisie est d'utiliser la durée de traversée du choc dans la dernière couche de la cible, mesurée grâce à l'émission propre, pour caler les simulations. Le facteur d'ajustement de l'intensité incidente était de l'ordre de 5 à 10. Ce recalage ne prend pas en compte les effets 2D éventuels de l'expansion du plasma, en particulier dans la couronne où sont faites les mesures Thomson.

Un exemple d'ajustement avec la mesure expérimentale et la simulation correspondante est présenté ci-dessous. Par la suite toutes les comparaisons présentées pour le Nb seront faites entre ce tir sur un plot de Nb, à une intensité de $3.8 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$, et cette simulation.

La figure 3.6 montre la mesure expérimentale de l'émission propre liée à la propagation du choc. On observe une émission pendant une durée de 1.3 ns pour une épaisseur de 20 μm de CH (ce qui correspond à une vitesse de 15 km/s).

Le résultat de la simulation en accord avec cette mesure (reproduisant la durée de traversé) est représenté sur la figure 3.12. L'intensité utilisée dans la simulation, $5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$, est dans ce cas plus faible que l'intensité mesurée qui était de $3.8 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

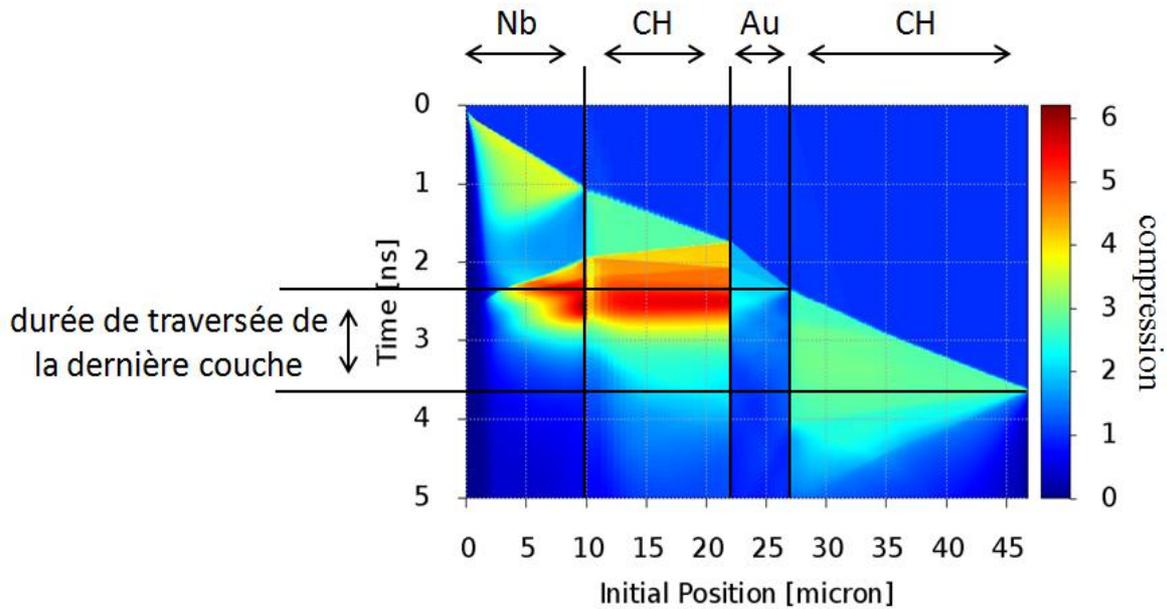


Figure 3.12 : Simulation MULTI (calcul 1D) de la propagation du choc à travers les différentes couches de la cible, pour une intensité laser incidente de $5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$. La grandeur observée est la compression dans la cible au cours du temps qui s'écoule de haut en bas. Le laser arrive sur le niobium, à gauche, la durée de traversée de la dernière couche est indiquée sur la figure.

L'accord étant obtenu sur la propagation du choc, on compare ensuite les valeurs hydrodynamiques dans la zone sondée par diffusion Thomson.

Tous les résultats expérimentaux comparés aux simulations pour le Nb proviennent du même tir sur un plot, à une intensité de $3.8 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

Dans ce paragraphe ils seront toujours comparés à la même simulation MULTI, où l'intensité incidente est ajustée à $5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$.

La densité obtenue à partir du Thomson électronique est comparée aux résultats MULTI sur la figure 3.13.

Les valeurs de densité mesurées sont inférieures aux valeurs calculées d'environ un facteur 2, ce qui est probablement dû aux effets 2D qui n'apparaissent pas dans le calcul.

La vitesse d'expansion obtenue à partir du décalage Doppler du spectre Thomson ionique est en bon accord avec les simulations (figure 3.14, gauche), par contre le produit ZT_e est surestimé d'un facteur 1.5 (figure 3.14, droite), ce qui peut en partie provenir également de l'absence de prise en compte de l'aspect 2D de la détente, qui en plus de modifier la densité, influence également l'évolution temporelle de la température et l'ionisation.

L'état d'ionisation obtenu par MULTI (représenté sur la figure 3.15) dans la zone sondée est proche de 31, on voit également dans la simulation que aussi bien la zone sondée par diffusion Thomson que la zone observée par le spectromètre présentent cet état d'ionisation.

Ceci correspond bien aux observations spectrales dans la zone émissive (raies néonoïdes), et au peuplement préférentiel des ions ayant cette couche complète.

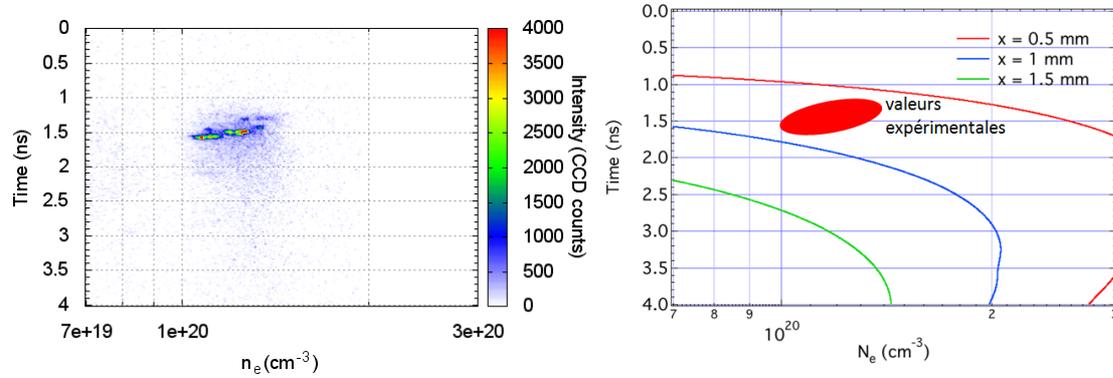


Figure 3.13 : A gauche, la mesure Thomson électronique à 500 μm de la cible, déjà présentée en figure 3.7, où les longueurs d’onde ont été converties en densité électronique. A droite, la gamme de densité mesurée est comparée à la simulation MULTI à 500 μm (courbe rouge), les résultats à 1000 et 1500 μm sont également représentés en bleu et vert respectivement.

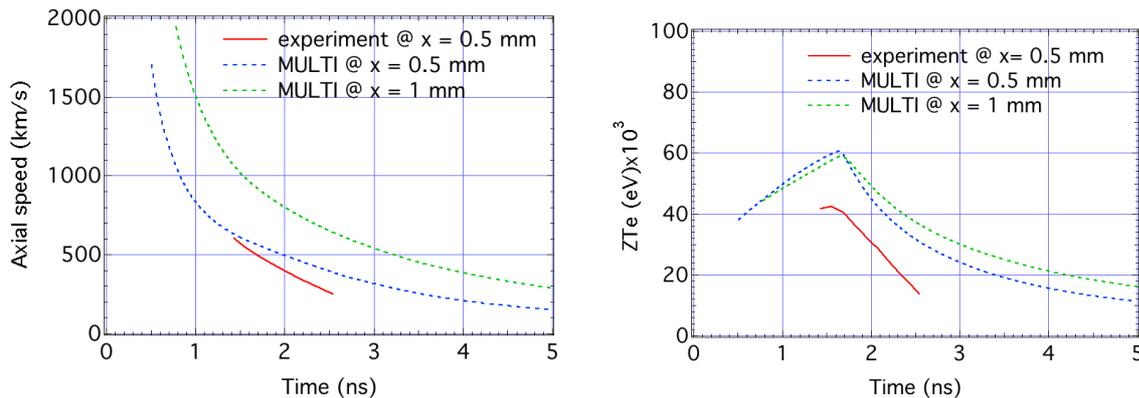


Figure 3.14 : Comparaison des mesures Thomson ionique à 500 μm de la cible avec la simulation MULTI, à gauche la vitesse d’expansion dans la direction du faisceau sonde, à droite le produit ZT_e . Les mesures sont représentées en rouge, et à comparer avec les courbes bleues qui représentent les résultats de la simulation à 500 μm de la cible. Les courbes vertes correspondent à la simulation à 1 mm de la cible.

En conclusion, une fois l’intensité laser adaptée, la simulation MULTI est donc en bon accord sur la vitesse d’expansion et la densité dans la zone sondée par le Thomson, mais surestime le produit ZT_e . D’après les spectres mesurés le Z semble du bon ordre de grandeur, ce serait donc plutôt T_e qui est surestimée.

Les spectres émis sont ensuite calculés à partir des données hydrodynamiques (n_e , T_e) de MULTI en utilisant le code FLYCHK comme post-processeur, en se plaçant à une position fixe, à 150 μm de la cible, et en intégrant en temps sur toute la durée du plasma afin d’avoir des spectres comparables aux mesures. Ce calcul est montré sur la figure 3.16.

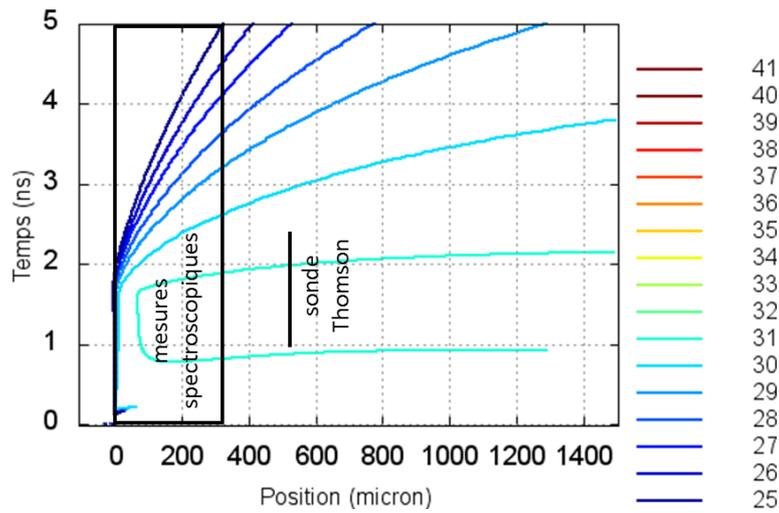


Figure 3.15 : Ionisation moyenne calculée par MULTI. A $500\mu\text{m}$, pendant la sonde Thomson, elle est d'environ 31.

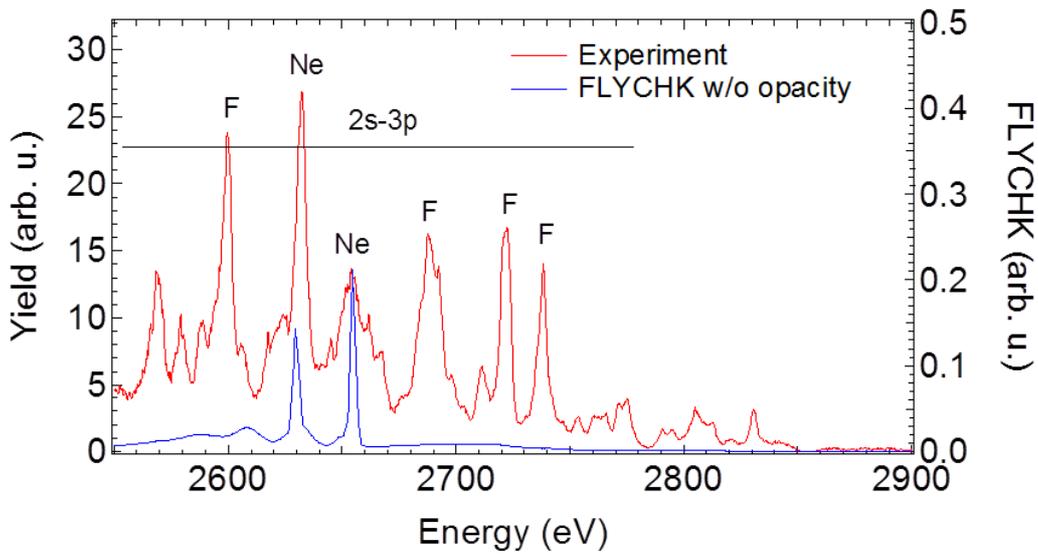


Figure 3.16 : Spectre expérimental obtenu sur le plot de Nb et spectre intégré en temps calculé par FLYCHK, à partir de la simulation MULTI à $150\mu\text{m}$ de la cible.

Il est clair que le calcul sous-estime très fortement un grand nombre de raies. La distribution d'ionisation semble plus étroite, il manque certaines transitions néonoïdes, et le spectre simulé semble globalement plus froid que le spectre expérimental.

En ajoutant une épaisseur de plasma (épaisseur typique de $500\mu\text{m}$, constante au cours du temps dans le calcul), pour prendre en compte l'opacité, et donc l'effet de réabsorption avant la sortie du plasma, on améliore la description. Ceci est illustré par la figure 3.17.

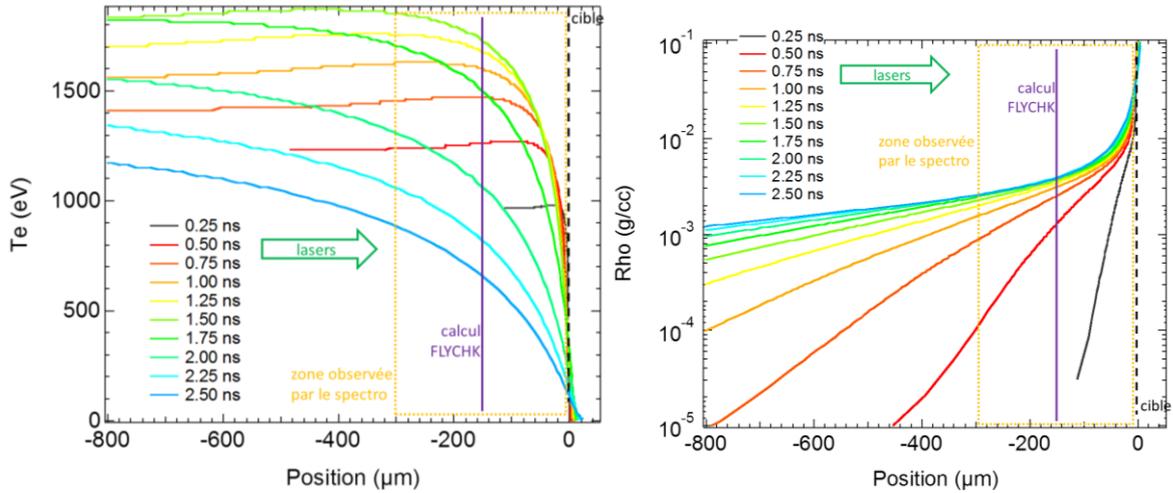


Figure 3.16 : Evolution hydrodynamique (température à droite et pression à gauche) au cours du temps, calculée par MULTI. La position à 150 μm de la cible correspondant au spectre présenté en 3.15 est indiquée.

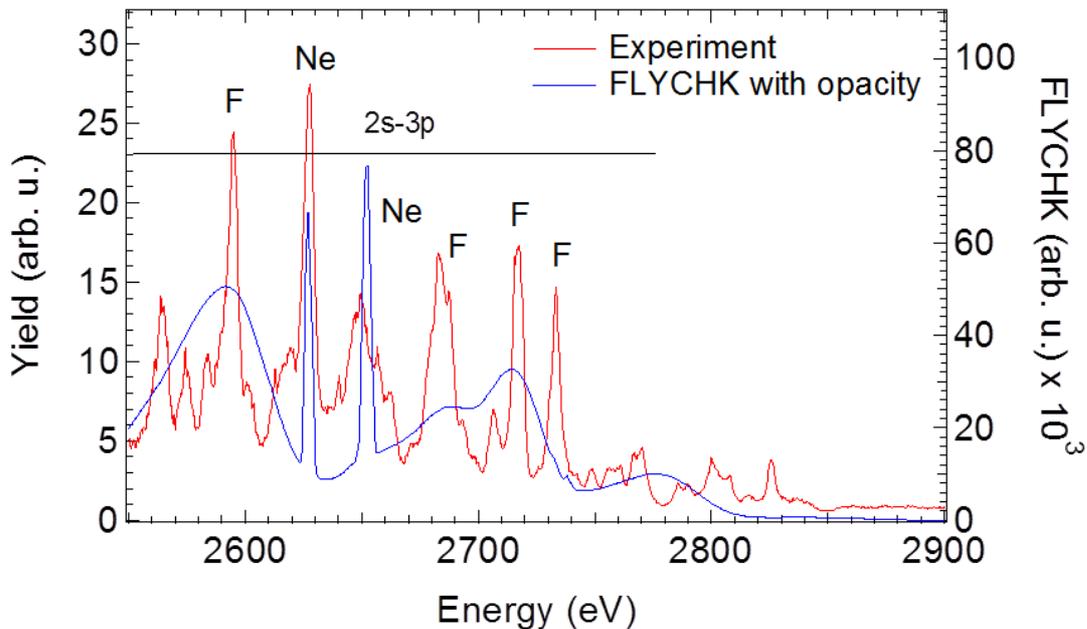


Figure 3.17 : Spectre expérimental obtenu sur le dot de Nb et spectre calculé par FLYCHK, à partir de la simulation MULTI à 150 μm de la cible, avec une prise en compte de l'opacité en fixant une épaisseur de 500 μm correspondant à la dimension typique du plasma.

On voit donc que la prise en compte du transfert radiatif est importante, en effet les raies de résonances sont fortement réabsorbées, ce qui permet de faire ressortir les autres composantes du spectre, moins intenses mais peu réabsorbées. Il manque encore une prise en compte de l'interaction entre les différentes zones de plasma.

Le même type d'analyse dans le cas du tungstène semble plus difficile, probablement du fait que les calculs détaillés par FLYCHK sont moins bien adaptés à l'émission de couche M qu'à l'émission de couche L.

Une analyse d'émission de couche M est présentée pour le cas du Tantale dans la suite.

3.2.2 FCI2+Averroès

FCI2 permet des calculs en 2D en géométrie cylindrique. L'utilisation du module NOHEL permet de calculer des tables d'opacités hors ETL détaillées à chaque pas de temps et d'améliorer la description de la physique atomique, mais rends les calculs beaucoup plus coûteux, ce qui a conduit à arrêter les simulations plus tôt, à la fin des faisceaux pompe. Les calculs ont pris en compte les profils temporels des lasers, et un profil spatial de la tache focale sans speckles.

Des calculs ont également été faits en utilisant en ligne le modèle collisionnel radiatif Nohel (Bowen, 2003) pour générer des corrections hors ETL aux tables d'opacité, plus précises mais aussi plus coûteuses car elles sont recalculées pour chaque pas de temps. Il s'agit d'un modèle d'atome moyen, hydrogénoïde écranté.

Averroès est un code de physique atomique réalisant des calculs hors ETL, et utilisant le formalisme des super configurations. Il ne peut pas être utilisé en post-processeur de FCI2, mais permet d'obtenir un spectre correspondant à un couple (ne, Te) que l'on choisit en fonction des résultats hydrodynamiques. Les calculs Averroès utilisant les super configurations, nous avons eu recours au code d'opacité détaillé à l'ETL SCO-RCG pour retrouver des structures non résolues par Averroès (regroupées dans un même faisceau de transitions). Les calculs sont faits dans les mêmes conditions hydrodynamiques et d'ionisation que les calculs Averroès, puis multipliés par la fonction source d'Averroès qui correspond au rapport émissivité/opacité calculé pour chaque composante du spectre. Cela permet d'obtenir un spectre corrigé pour l'hors ETL.

Les calculs FCI2 permettent de tracer des cartes de températures et densité, comme celles présentées en figure 3.18. Il s'agit de cartes de densités et températures pour des simulations sur des plots de niobium et tantale. Les calculs 2D permettent d'estimer l'expansion du plasma au cours du temps : on remarque que l'expansion latérale est importante (les limites du plot en expansion sont représentées par le contour), le CH ne permet pas de confiner le plasma dans une expansion monodimensionnelle. Ces simulations semblent indiquer des températures et densités relativement homogènes dans la zone sondée par Thomson le long de l'axe, les variations ayant lieu sur les bords. Cependant ces simulations ne prennent pas en compte les speckles dans la tache focale.

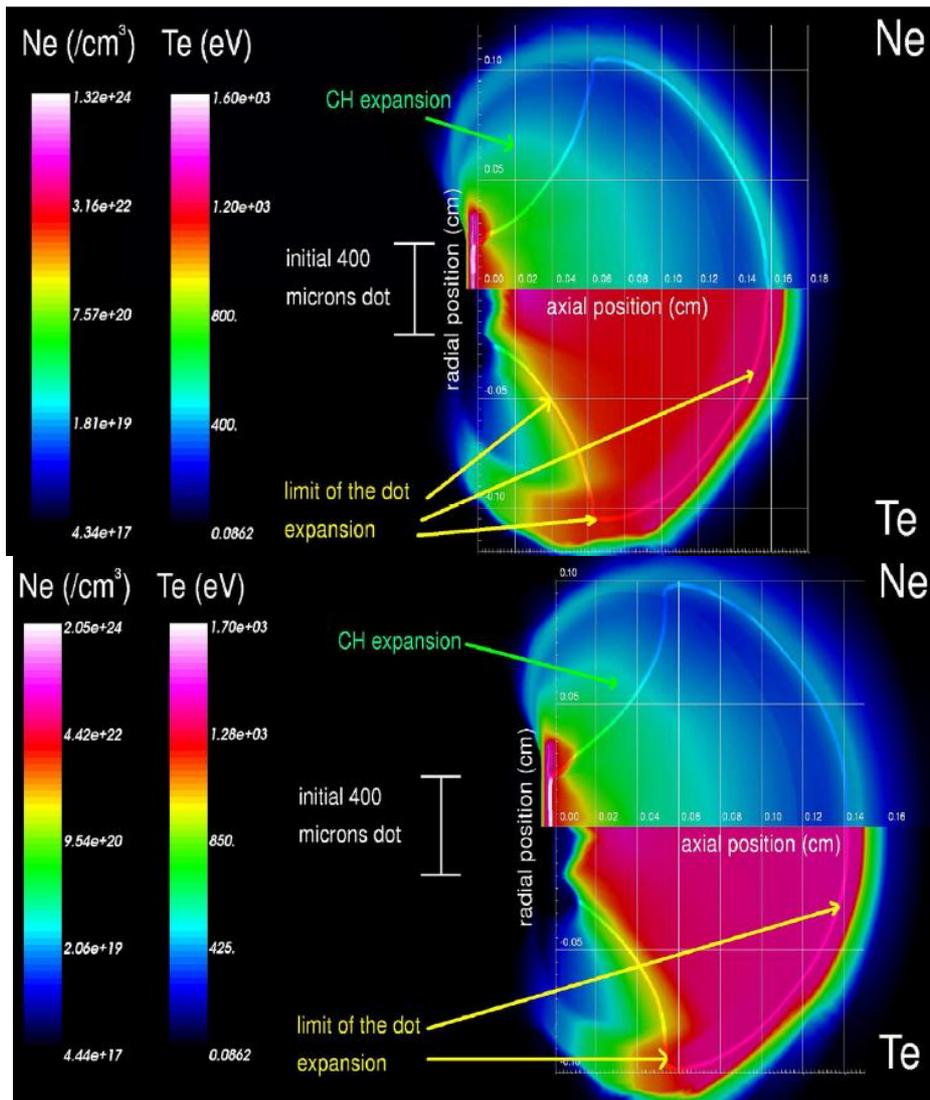


Figure 3.18 : Cartes de densité et températures obtenues 1.9 ns après le début des faisceaux pompe, pour un plot de niobium (en haut) et de tantale (en bas). Pour chaque carte, la moitié supérieure correspond à n_e , la moitié inférieure à T_e et la limite entre l'expansion du plot et du CH est indiquée par un contour.

Simulations des données enregistrées pour le niobium

De la même façon que dans le cas précédent (avec MULTI 1D), on peut comparer la vitesse du choc dans la dernière couche de CH simulée par FCI2 à l'évolution de l'intensité lumineuse émise pendant la propagation du choc, mesurée par le diagnostic d'émission propre, comme indiqué dans la figure 3.19. La simulation présentée correspond à une intensité moyenne de $3.8 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$, qui est l'intensité expérimentale sur cible.

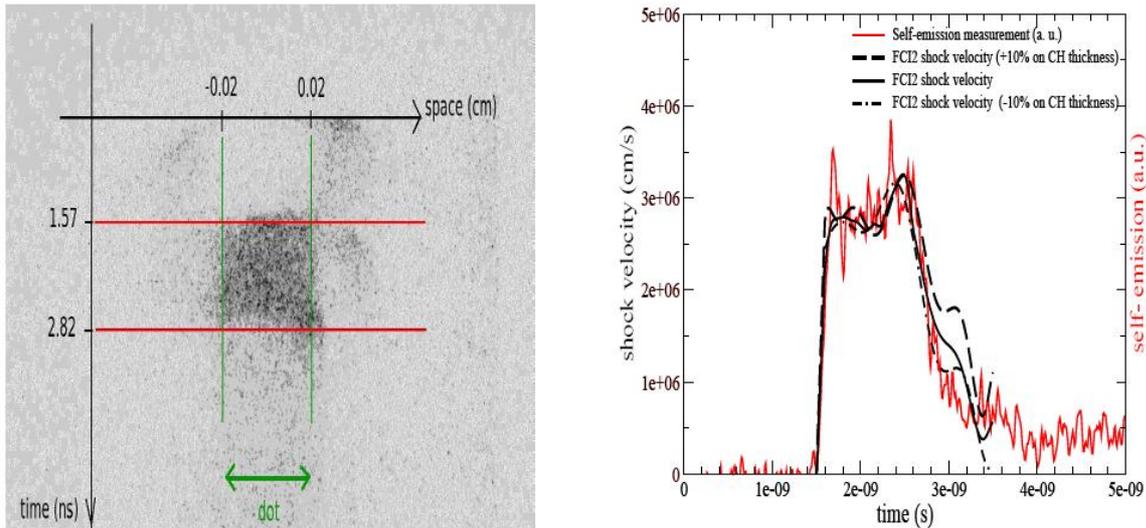


Figure 3.19 : A gauche : image d'émission propre déjà présentée sur la figure 3.6 correspondant à un tir sur un plot de Nb. A droite : comparaison de la coupe de la mesure d'émission propre avec la vitesse de choc calculée au cours du temps par FCI2. L'intensité mesurée est représentée par la courbe rouge, la vitesse de choc calculée est en noir, avec en pointillé les valeurs limites en prenant en compte l'incertitude sur l'épaisseur de plastique traversée qui est de 10%.

On obtient un accord remarquable sur la durée de traversée de la dernière couche de la cible. On remarque que les profils temporels de la vitesse de choc calculée et de l'émission mesurée sont très similaires, en effet l'émission dépend principalement de la vitesse du choc. Cela valide les équations d'état et l'interaction laser-plasma modélisée dans FCI2 pour simuler notre expérience.

La simulation est également en accord avec les mesures de diffusion Thomson à $500 \mu\text{m}$ de la cible, représentées en figure 3.20. Les mesures de densités sont bien reproduites, en particulier avec le module NOHEL, avec lequel on a des calculs aux temps courts, pendant le chauffage, les calculs coûteux n'ayant pu être poursuivis aux temps plus longs. Les mesures et simulations de température sont en très bon accord. Le code FCI2 décrit bien l'évolution du plasma dans la couronne, comme les mesures d'émission propre en face arrière, sans qu'il soit nécessaire d'adapter l'intensité incidente pour avoir un bon accord mesures/simulations. On va donc pouvoir se fier à la description de la zone observée par les spectromètres. La figure 3.21 montre les profils de température et densité calculés dans l'ensemble du plasma au cours du temps.

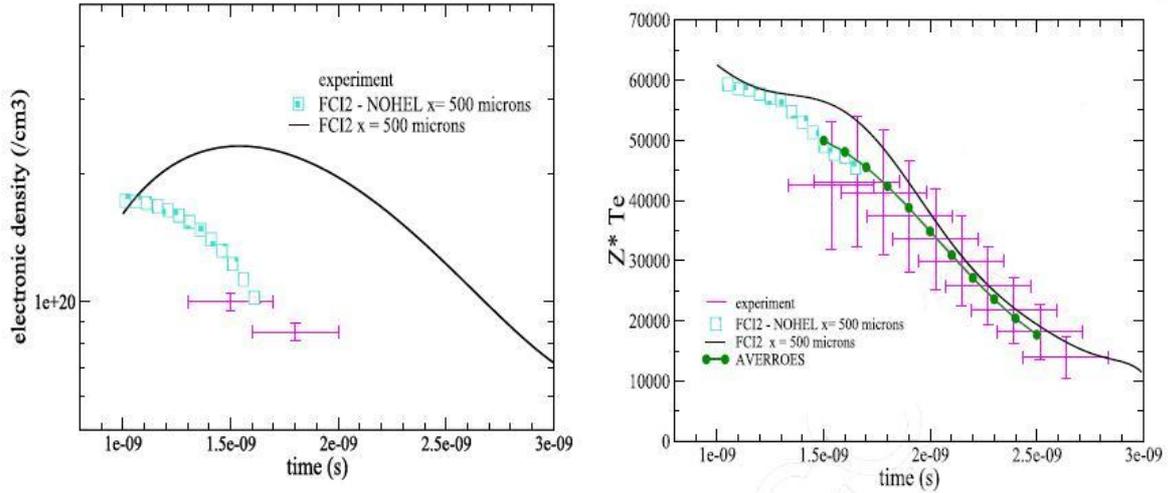


Figure 3.20 : Calculs de n_e (à gauche) et Z^*T_e (à droite) par FCI2 (en noir les calculs simples et en bleu les calculs avec le module NOHEL s'arrêtant à la fin des faisceaux pompe), ainsi que des calculs par Avernoès pour l'ionisation, comparés au mesures de diffusion Thomson électronique et ionique d'un tir sur un plot de Nb à une intensité de $3.8 \cdot 10^{14}$ W/cm².

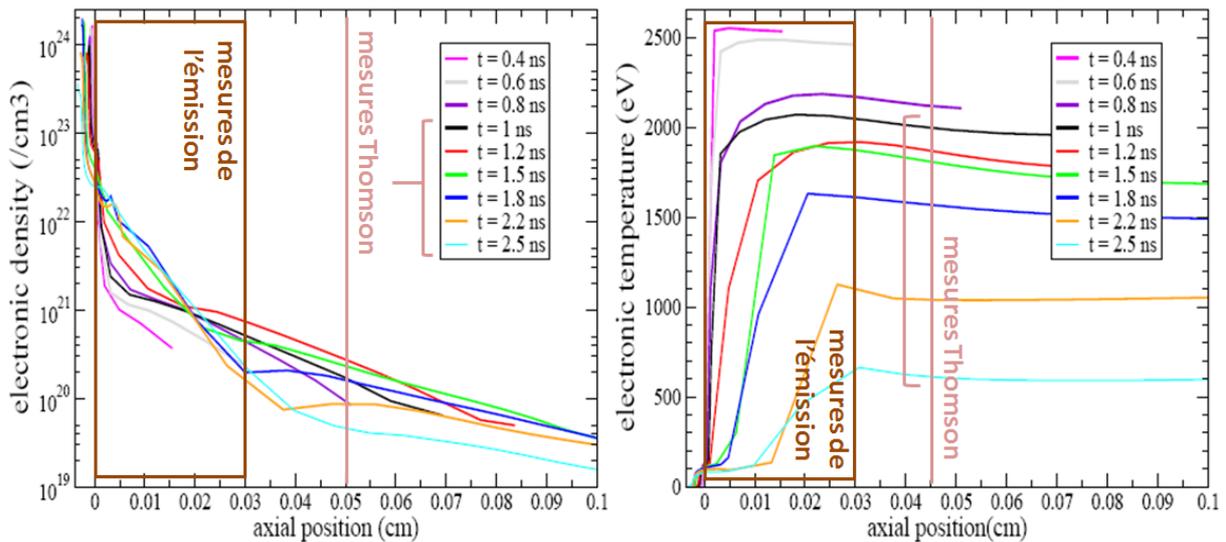


Figure 3.21 : Calculs de n_e (à gauche) et T_e (à droite) par FCI2, profils à différents temps.

La physique atomique en ligne dans FCI2 est décrite par un modèle simplifié. Nous avons donc également vérifié l'accord des valeurs de Z^* et des pertes radiatives entre FCI2 et Avernoès, qu'on choisit comme référence, la description de la physique atomique étant beaucoup plus complète dans ce dernier. On peut observer sur la figure 3.22 cette comparaison pour plusieurs couples (n_e, T_e) donnés par FCI2 à différents temps, et à deux positions différentes le long de l'axe, la plus proche (100 μm) correspondant à la zone où est émis le rayonnement observé par nos spectromètres, et celle plus éloignée (500 μm) à la zone sondée par diffusion Thomson. Cette comparaison permet de vérifier que les calculs simplifiés de FCI2 sont raisonnablement en accord avec Avernoès. On constate que l'accord entre FCI2 et Avernoès est assez bon, et que le module NOHEL permet un très bon accord

pour toute la durée de l'impulsion (à cause de leur grand coût les calculs NOHEL n'ont pas pu être poursuivis après 1.5 ns, à la fin des faisceaux pompe). Si l'ionisation calculée est du bon ordre de grandeur, le spectre d'émission du niobium simulé dans FCI2, en figure 3.23, montre la limite du modèle de physique atomique réduit : le résultat est éloigné du spectre réel, il manque une grande partie des transitions observées et les rapports de raies sont très différents. Cela confirme la nécessité d'avoir recours à un code de physique atomique tel qu'Averroès pour calculer le spectre émis.

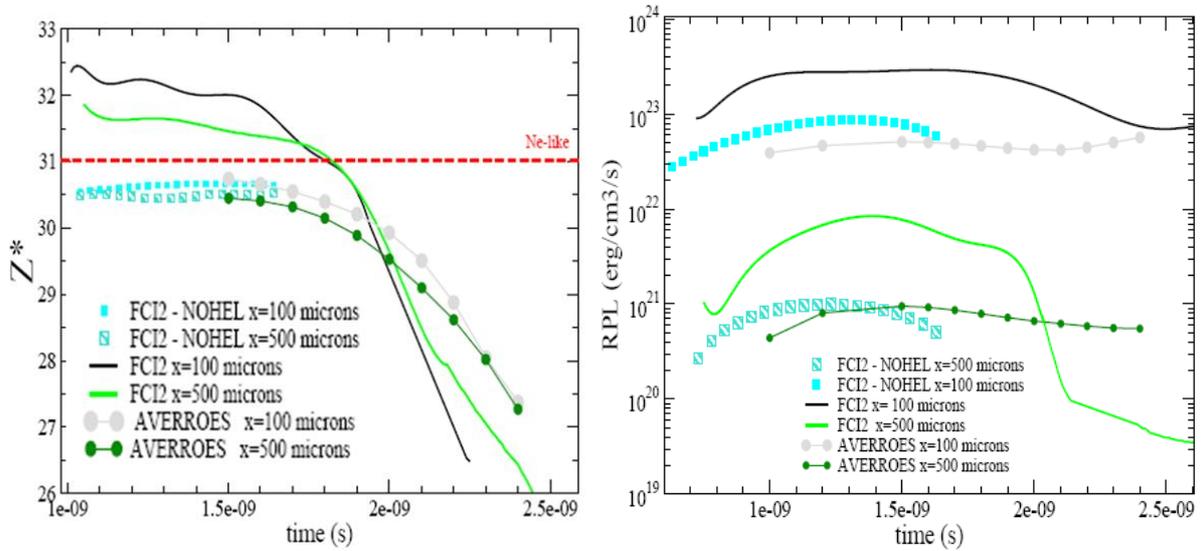


Figure 3.22 : Comparaison de l'ionisation et de l'émissivité calculées par le modèle simplifié intégré à FCI2, seul (courbes continues) et avec le module NOHEL (marqueurs seuls) jusqu'à la fin des faisceaux pompe (le calcul n'ayant pu être poursuivi), et par Averroès (courbe avec marqueurs). Les calculs sont faits pour un tir sur du niobium, et correspondent aux résultats présentés par la suite. Pendant la durée des faisceaux pompe, jusqu'à 1.5 ns, l'ionisation varie peu, puis le plasma se recombine.

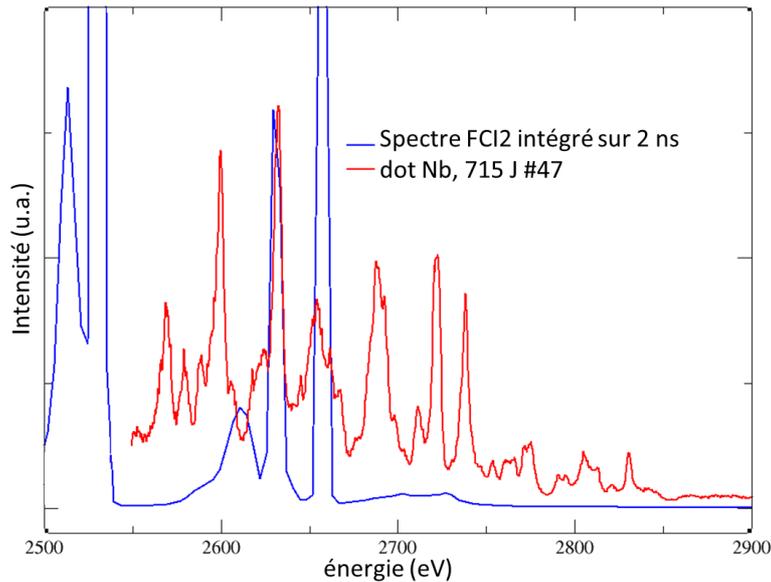


Figure 3.23 : Spectre de l'intensité émergente dans FCI2 intégré en temps sur 2 ns (courbe bleue), et spectre expérimental en rouge.

Le code Averroès permet de reproduire l'allure globale du spectre. Les calculs ont été faits pour différentes températures électroniques (dans une gamme correspondant aux simulations FCI2), à densité fixée, afin de d'estimer les conditions d'émission du spectre observé (on estime une température et densité moyennes, sachant que les spectres expérimentaux sont intégrés en temps et sur un volume, ces conditions correspondent a priori à la composante dominante du spectre).

Comme on peut l'observer sur la figure 3.24, les structures au dessus de 2750 eV sont complètement absentes du spectre calculé à 1500 eV. On réussit à reproduire l'allure générale pour une température d'environ 2500 eV, ce qui correspond aux températures les plus élevées de la simulation. Il semble donc que l'essentiel du spectre observé provienne des régions les plus chaudes du plasma.

On observe cependant que les transitions autour de 2700 eV (repérées par le symbole *) sont mal reproduites, deux d'entre elles semblent groupées dans un même faisceau. Dans le but de reproduire les structures expérimentales et d'être en mesure de comparer les rapports de raies entre ces trois fluoroïdes, on a recours à SCO-RCG qui calcule chaque transition individuellement, afin de séparer les composantes des faisceaux calculés par Averroès.

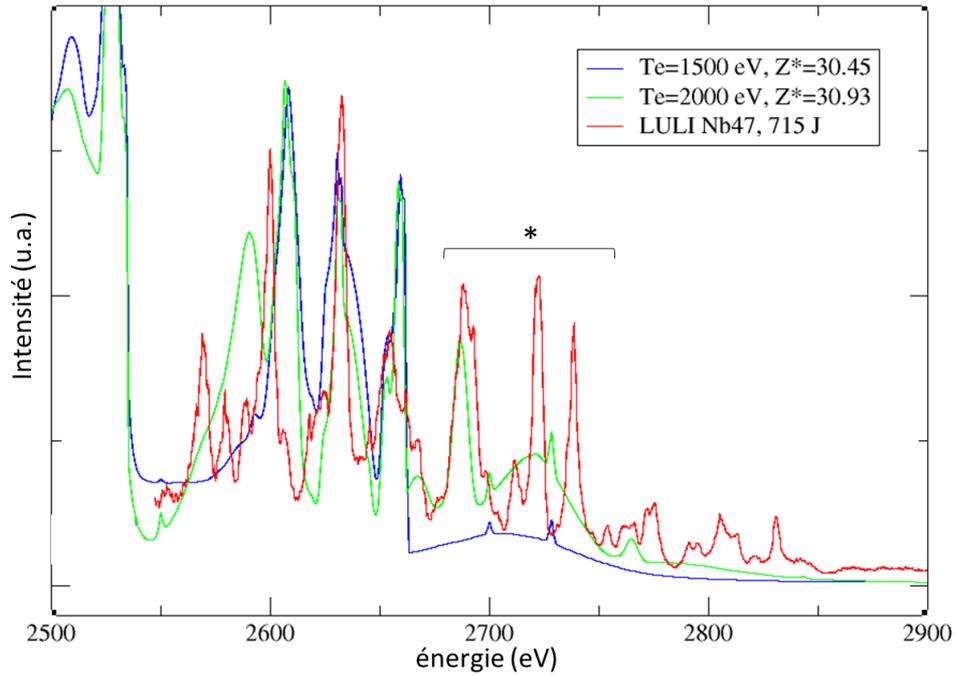


Figure 3.24 : Calculs Averroès à $n_e=10^{21} \text{ cm}^{-3}$, avec une épaisseur de réabsorption de $500 \mu\text{m}$, à 1500 eV (courbe bleue) et 2500 eV (courbe verte), et spectre expérimental (en rouge), pour estimer les conditions d'émission.

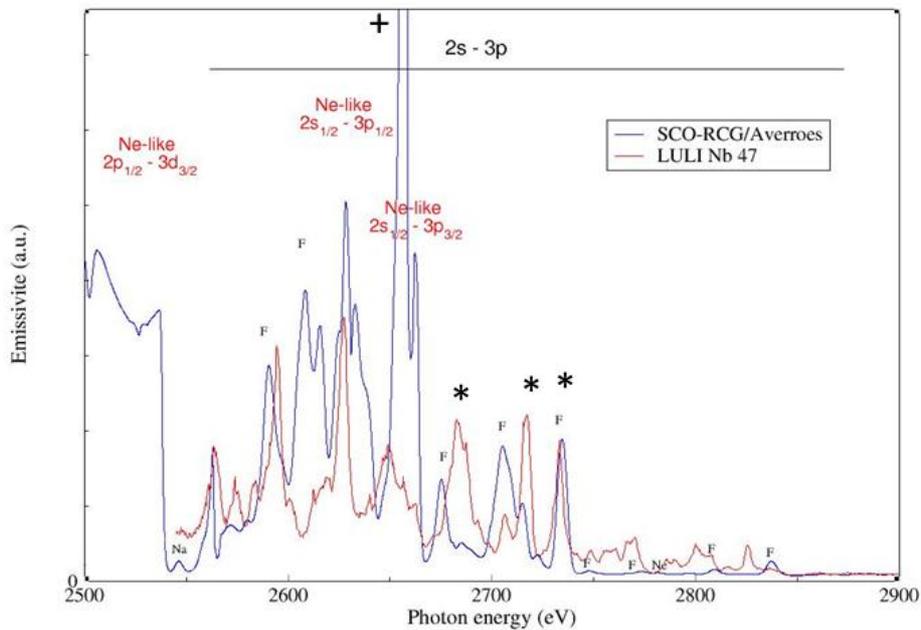


Figure 3.25 : Spectre expérimental (en rouge), simulations SC-RCG et combinaison Averroès+SCO-RCG.

La figure 3.25 montre le calcul SCO-RCG corrigé hors ETL par la fonction source Averroès. Il permet de reproduire les raies fluoroides observées expérimentalement (*), mais l'intensité de la raie néonoïde repérée par le symbole + est très surestimée, et on perd les structures au dessus de 2750 eV .

On voit que le spectre est mieux approché en combinant à Averroès une approche détaillant plus les structures spectrales, mais ces calculs sont faits à (T_e, n_e) fixées et les détails des structures sont calculés à l'ETL alors que l'émission observée est hors ETL, ce qui peut expliquer les écarts subsistant avec le spectre. Il manque encore la prise en compte de l'ensemble du plasma et de son évolution hydrodynamique ce qui impliquerait de prendre en compte les gradients et des calculs d'opacité complexes pour intégrer spatialement sur toute la zone observée par le spectromètre.

Simulations des données enregistrées pour le tantale

Les mesures hydrodynamiques sur le tantale étaient moins complètes que sur le niobium, les mesures d'émission propre en face arrière n'ayant pas été exploitables. On peut tout de même comparer les simulations au données Thomson pour le tir sur lequel on a le plus d'informations hydrodynamiques, figure 3.26. Comme pour les simulations précédentes, les calculs ont été réalisés avec FCI, les résultats obtenus avec le module NOHEL pendant la durée des faisceaux sonde et un calcul utilisant l'ionisation calculée par Averroès sont également présentés. On observe que la densité est légèrement surestimée, et un très bon accord sur le produit ZT_e . La figure 3.27 montre les profils de température et densité calculés dans l'ensemble du plasma au cours du temps.

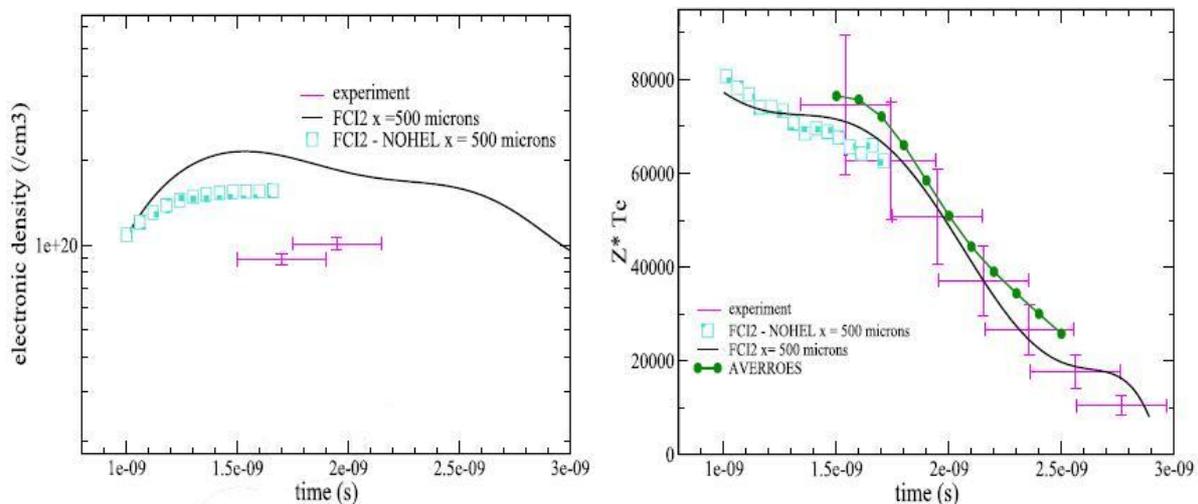


Figure 3.26 : Calculs de n_e (à gauche) et ZT_e (à droite) par FCI2 (en noir les calculs simples et en bleu les calculs avec le module NOHEL s'arrêtant à la fin des faisceaux pompe), ainsi que des calculs par Averroès pour l'ionisation, comparés aux mesures de diffusion Thomson électronique et ionique d'un tir sur un plot de Ta à une intensité de $4.4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

Comme pour les spectres de niobium, les calculs ont été faits pour plusieurs températures dans la gamme indiquée par les simulations FCI2. Comme on peut le voir sur la figure 3.28, on a obtenu immédiatement un bien meilleur accord avec le spectre expérimental que dans le cas du niobium, sans nécessité de recourir à SCO-RCG (qui reste intéressant pour identifier des transitions). Cela s'explique par le fait que l'émission de couche M et le numéro atomique

élevé du Ta correspondent à un domaine où la validité de la méthode de calcul par les STA est meilleure.

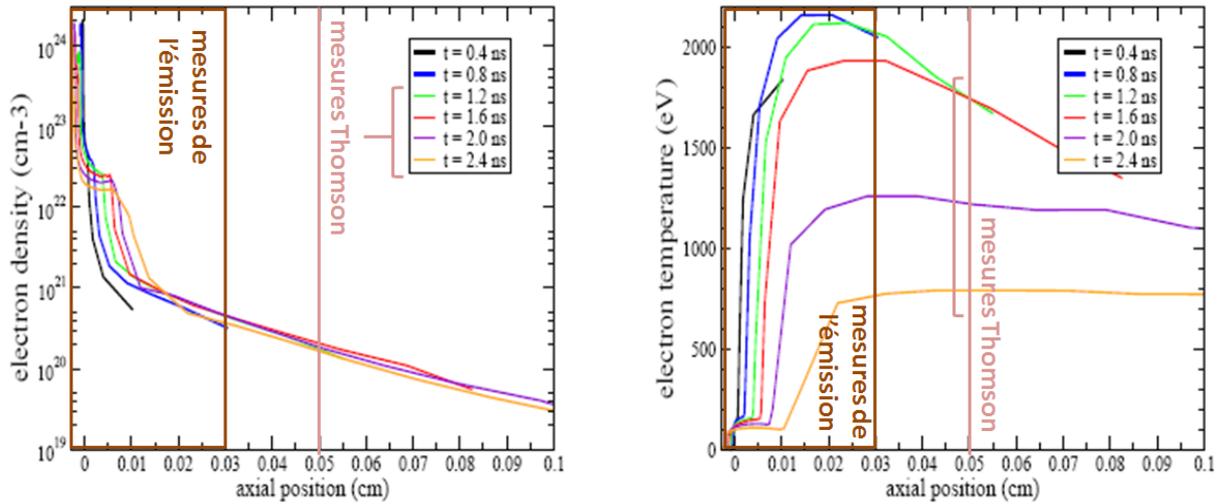


Figure 3.27 : Calculs de n_e (à gauche) et T_e (à droite) par FCI2, profils à différents temps.

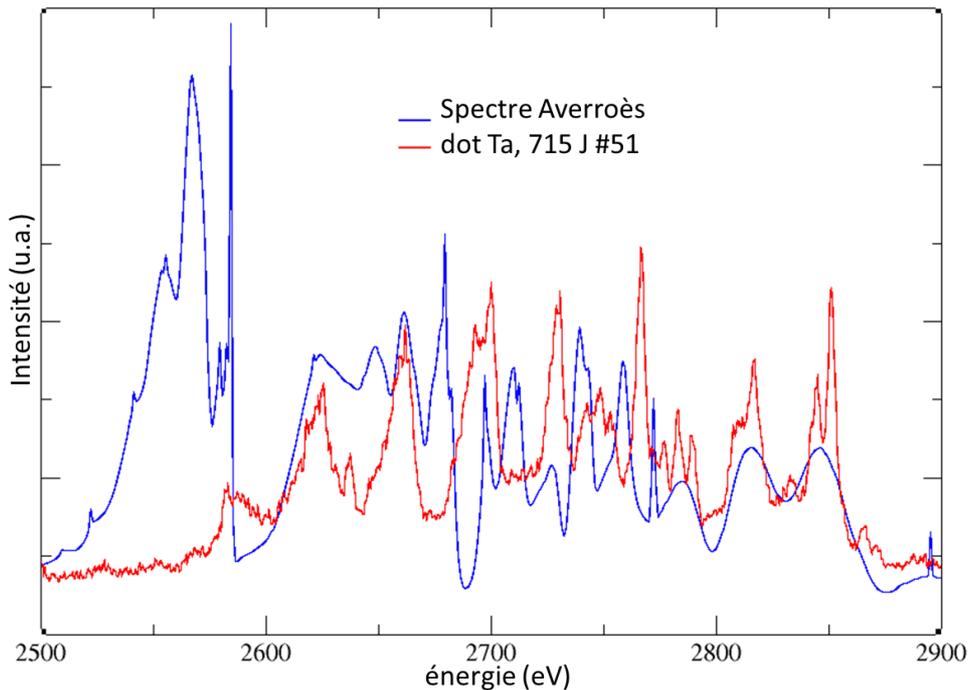


Figure 3.28 : Spectre expérimental de Ta (en rouge), et simulation Averroès l'approchant le mieux, à $T_e=2200$ eV et $n_e=10^{21}$ cm^{-3} , et avec une épaisseur de réabsorption de $500 \mu\text{m}$ (en bleu).

Dans le cas du tantale, on a donc obtenu plus facilement l'accord entre les spectres expérimentaux et simulés. Les calculs Averroès hors ETL sont satisfaisant en couche M, il serait très intéressant de pouvoir prendre en compte l'évolution du plasma, et une approche hybride pourrait permettre une meilleure précision sur les raies de résonance nickeloides qui sont isolées.

3.3 Conclusion

Le but de notre étude était donc de comparer mesures et simulations des spectres dans des conditions hydrodynamiques bien caractérisées expérimentalement.

Par rapport aux campagnes précédentes, le dispositif expérimental a été amélioré (amélioration de la géométrie du Thomson, ajout des mesures d'émission propre), permettant une meilleure description hydrodynamique du plasma. Le rôle des codes hydrodynamiques reste crucial pour obtenir une description fiable du plasma émetteur quand des mesures directes ne sont pas possibles. Il serait intéressant d'utiliser une sonde à 3ω pour les mesures Thomson, qui permettrait d'observer des régions plus denses, et plus proches de la zone émissive.

Les résultats des simulations hydrodynamiques 1D avec MULTI semblent surestimer la température dans la zone sondée par la diffusion Thomson, et la sous-estimer dans la zone observée par les spectromètres X. Il serait intéressant de voir si une modification de la description du transfert thermique (limiteur de flux par exemple) améliore l'accord avec les mesures expérimentales. En plus des limites des simulations 1D, l'importance de l'effet des opacités sur les spectres implique le recours à des simulations 2D permettant de décrire l'expansion et les gradients latéraux du plasma. Les simulations par FCI2 sont en bon accord avec les mesures hydrodynamiques, mais les gradients observés par diffusion Thomson ne sont pas décrits, ce qui s'explique peut-être par le fait que les speckles de la tache focale ne sont pas pris en compte.

Les simulations de physique atomique permettent de reproduire en partie les observations expérimentales, mais les ionisations intermédiaires et les conditions HETL sont sources de difficultés. La prise en compte de l'évolution temporelle du plasma complexifie considérablement les calculs.

Le traitement détaillé de FLYCHK semble plus approprié pour reproduire l'émission de couche L du niobium, mais il n'est pas facile à mettre en œuvre : pour l'instant on n'observe qu'un seul point du plasma, et il est délicat d'ajouter les opacités.

Le traitement statistique d'Averroès donne de bons résultats pour l'émission de couche M du tantale, le traitement statistique est justifié par le grand nombre de transitions mis en jeu. Un traitement hybride serait intéressant pour améliorer la description des raies nickeloïdes isolées.

Les mesures expérimentales et les résultats obtenus à l'aide des codes FCI2 et Averroès présentés dans ce chapitre ont fait l'objet d'une publication : Analysis of X-ray and Thomson scattering data from non-LTE Nb and Ta plasmas, S. Bastiani-Ceccotti, A.-C. Bourgaux, C. Bowen, F. Dorchies, F. Gilleron, J.-R. Marquès, J.-C. Pain, V. Silvert, and T. Vinci, High Energy Density Physics **16**, 41 (2015).

Chapitre 4

Etude de l'émission d'éléments de Z modéré : le cas de l'aluminium et du brome

Introduction

Pour cette expérience, nous avons choisi d'étudier l'émission du brome, matériau proche du germanium, ce dernier étant un des candidats les plus sérieux en tant que dopant de l'ablateur des capsules de combustible en fusion inertielle. Une partie de l'émission de couche L du brome se situe dans la gamme 1.6 – 1.8 keV, pour laquelle un spectromètre à cristal tronconique était déjà disponible. Cette gamme spectrale couvre également l'émission de couche K de l'aluminium, que nous avons également étudié.

Le dispositif expérimental utilisé était proche de celui de l'expérience décrite dans le chapitre 3, avec néanmoins quelques modifications. Nous avons mis en œuvre deux spectromètres, qui observent cette fois une zone plus éloignée de la cible afin d'enregistrer le spectre provenant de la région sondée par diffusion Thomson. Toutefois la région observée par spectroscopie X reste plus large que celle observée par diffusion Thomson. L'un des spectromètres était couplé à une caméra à balayage de fente, avec l'objectif d'enregistrer des spectres résolus en temps, l'autre était couplé à une Imaging Plate et enregistrait donc des spectres intégrés en temps. Malheureusement, la mise en œuvre du spectromètre résolu en temps s'est révélée particulièrement laborieuse et nous n'avons pas été en mesure d'enregistrer des spectres exploitables dans le temps alloué à la campagne. Néanmoins, nous avons pu estimer les durées d'émission, de l'ordre de 1.5 ns dans nos conditions expérimentales, ce qui correspond à la durée des faisceaux pompe. On a aussi pu vérifier, en modifiant le profil de l'impulsion laser, que les durées d'émission suivaient la durée des faisceaux pompe pour les raies observées. Un diagnostic d'ombroscopie a été également mis en place afin d'observer qualitativement l'expansion du plasma.

Malgré tout, seuls peu de tirs ont vu les diagnostics hydrodynamiques donner des résultats exploitables, alors qu'on a pratiquement toujours eu des bons résultats sur le spectromètre intégré en temps. La description hydrodynamique du plasma est donc, dans ce cas, beaucoup plus morcelée que dans l'expérience précédente.

|

4.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure 4.1. Il reprend en grand partie la géométrie utilisée lors des l'expérience décrite au chapitre 3, avec néanmoins quelques différences.

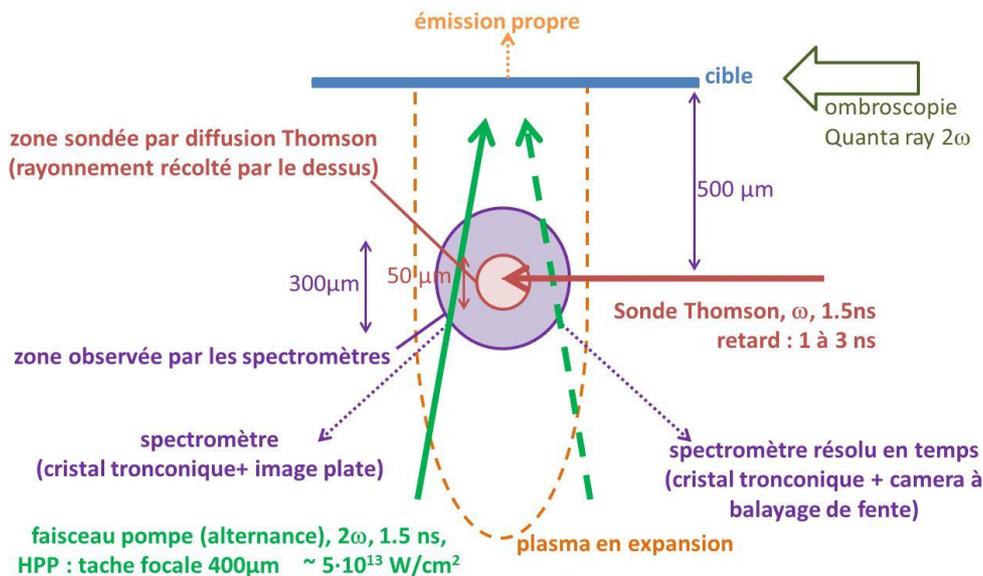


Figure 4.1 : Schéma du dispositif expérimental. Les faisceaux pompe sont utilisés alternativement, un seul faisceau suffisant à apporter l'énergie nécessaire à l'ionisation en couche L du Br et en couche K de l'Al.

Les mesures ont été réalisées au cours de tirs à des intensités allant de $2 \cdot 10^{13}$ à 10^{14} W/cm^2 , sur des cibles de KBr et d'Al, d'épaisseur $1 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$, respectivement. Les matériaux étudiés étaient à nouveau des plots déposés sur des multicouches CH/Au/CH (similaires à ceux décrits dans le chapitre 3). Une différence substantielle a été la diminution du diamètre des plots, que nous avons porté à 150 ou $300 \mu\text{m}$, donc bien inférieure au diamètre de la tache focale (maintenu à $400 \mu\text{m}$). Ce choix a été dicté par les résultats obtenus sur le Nb et les simulations associées, illustrés dans le paragraphe 3.2, montrant une claire expansion bidimensionnelle du plot, dérivée d'un insuffisant confinement par le plasma de CH. Cependant, le diamètre du plot n'a pas pu être réduit outre mesure, sous peine d'avoir un nombre d'émetteur insuffisant pour enregistrer un signal exploitable. Une partie des cibles avaient l'Al ou le KBr déposés en couche supplémentaire sur toute la surface du multicouche, afin d'observer un éventuel effet de la dimension du plot.

Les intensités laser modérées utilisées au cours de cette campagne pouvaient être obtenues avec un seul des faisceaux pompe, qui ont donc été utilisés en alternance. Des lames de phases similaires étaient utilisées afin d'obtenir des taches focales d'un diamètre de $400 \mu\text{m}$. Une des lames malheureusement causait un point chaud au centre de la tache, que nous avons pu éliminer grâce à une légère défocalisation. Le profil de la tache variait donc

selon la chaîne utilisée (les profils à basse intensité sont représentés au chapitre 2, figure 2.5), cependant les mesures hydrodynamiques et spectroscopiques n'ont pas montré de différences significatives selon la chaîne utilisée.

4.2 Mesure des paramètres hydrodynamiques

Bien que les images d'ombroscopie n'aient pas encore pu être complètement exploitées, elles nous ont permis dans un premier temps d'observer qualitativement l'allure de l'expansion des plasmas créés, et de repérer des problèmes d'alignement ou de symétrie d'irradiation, par exemple. La figure 4.2 montre deux images typiques enregistrées au cours de tirs sur des dots de KBr, de différents diamètres, 1 ns après le début du faisceau pompe (et au début du faisceau sonde Thomson). Sur ces images, le laser vient de la gauche, et la surface arrière de la cible se trouve à 0 μm en position longitudinale. Le diamètre de la tache focale (400 μm) est également indiqué. Ces deux tirs correspondent à un alignement satisfaisant de la cible, car on peut observer que l'expansion du plasma est bien symétrique par rapport à l'axe longitudinale. Comme attendu, on peut vérifier qualitativement que l'expansion est plus rapide pour l'intensité laser la plus élevée. On peut remarquer aussi la différence dans la taille transversale du plasma, due à la différence en diamètre du plot irradié. Enfin, bien que l'ombroscopie ne nous permette pas de faire la distinction entre le plasma de KBr et le plasma de plastique, on peut constater que l'expansion semble à nouveau avoir un caractère 2D, même dans le cas du plot le plus petit, malgré la diminution du diamètre du plot par rapport à l'expérience sur le Nb.

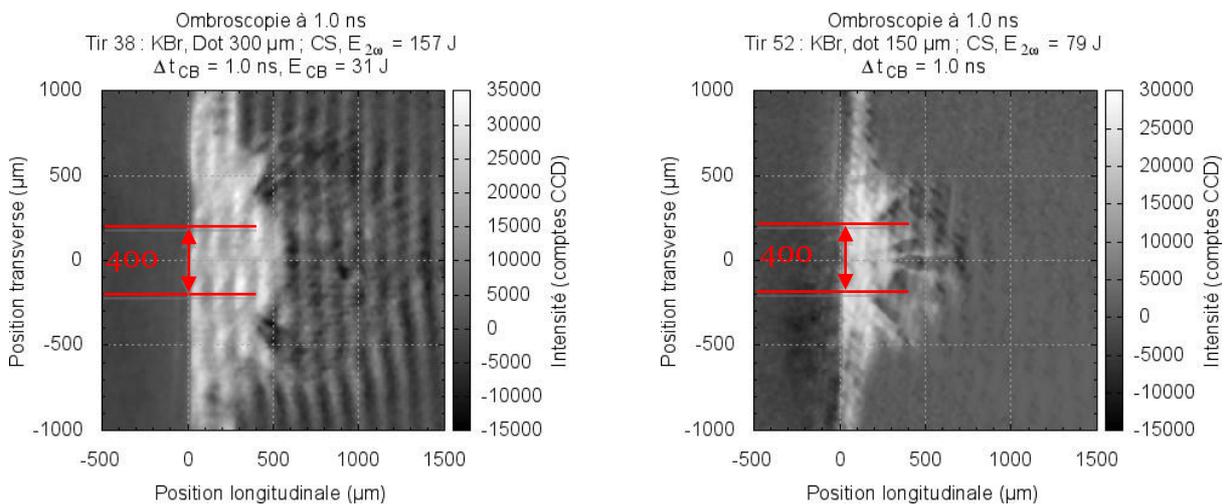


Figure 4.2 : Images d'ombroscopie transverse montrant deux plasmas de KBr, 1 ns après le début des faisceaux pompe. A gauche un tir à une intensité de $8.3 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ sur un plot de 300 μm de diamètre, et à droite un tir à une intensité de $4.2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ sur un plot de 150 μm de diamètre.

Pour exploiter les données des diagnostics d'émission propre et de diffusion Thomson, nous avons adopté une stratégie similaire à celle appliquée lors de l'analyse des tirs sur le

Nb : nous nous sommes servis des résultats du diagnostic d'émission propre pour « caler » les simulations hydrodynamiques et utiliser ensuite les simulations ajustées pour comparer les valeurs de densité et température électronique avec celles mesurées par diffusion Thomson.

Des images typiques du diagnostic d'émission propre obtenues sur les deux matériaux sont montrées sur la figure 4.3. La durée de la traversée du choc dans la dernière couche de plastique pour les cibles d'aluminium est bien mesurable et correspond, pour ce tir, à 1.2 ns. Pour les cibles de KBr la situation est plus problématique : on observe un pic d'intensité à l'instant du débouché du choc dans la couche de plastique, suivi d'une décroissance, ce qui rend plus compliqué de déterminer le temps auquel le choc débouche dans le vide. De plus les limites du plot n'apparaissent pas nettement comme sur les tirs sur les autres matériaux. Cette différence de comportement entre le KBr et les autres éléments analysés peut être due au fait que, techniquement, le dépôt de KBr est moins aisé que celui de l'Al ou du Nb. Cela a eu pour conséquence, au moment de la fabrication des cibles, de devoir limiter son épaisseur à environ 1 μm , contre 10 μm pour les autres matériaux. De plus, les dépôts de KBr utilisés étaient transparents dans le visible, contrairement aux autres éléments étudiés, et cela pourrait avoir entraîné un chauffage en profondeur dans la cible plus rapide que pour les autres types de plot, modifiant ainsi la propagation du choc.

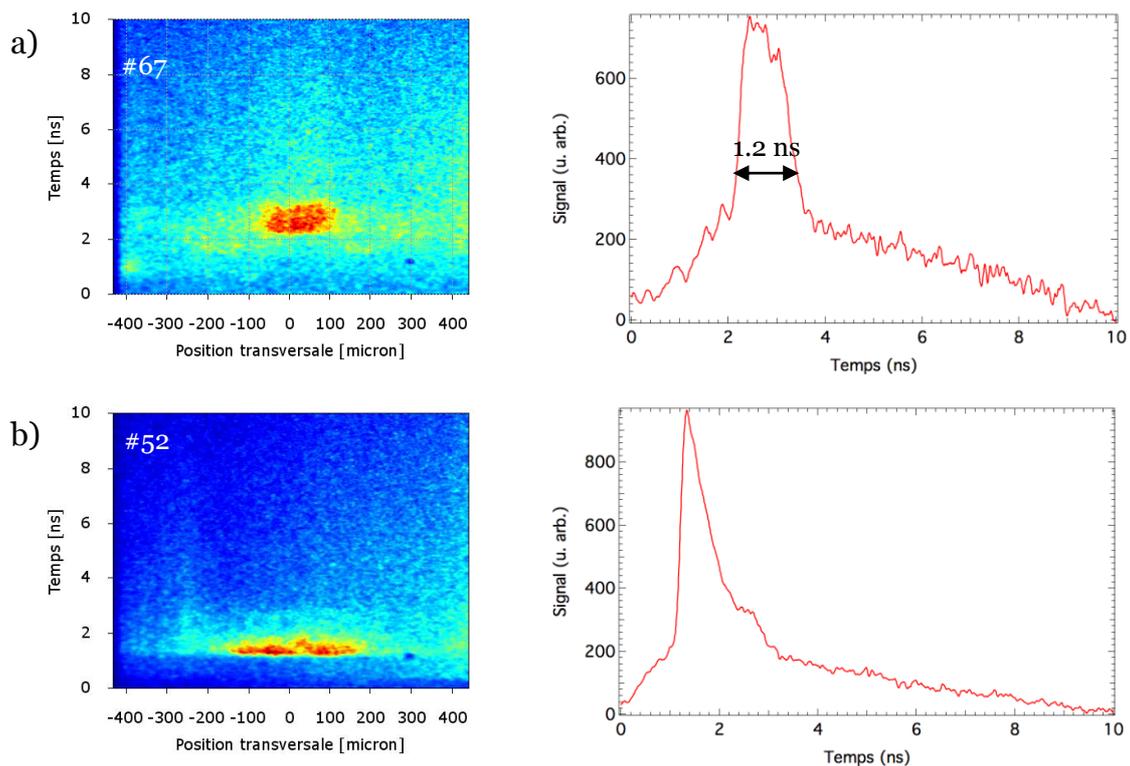


Figure 4.3 : Images d'émission propre en face arrière et coupes verticales montrant l'évolution de l'intensité au cours du temps : a) tir sur un plot d'Al de 300 μm de diamètre et à une intensité laser de $3.7 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (tir # 67) ; b) tir sur un plot de KBr de 150 μm de diamètre et à une intensité laser de $4.2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (tir # 52).

D'une façon générale, le facteur à appliquer pour ajuster les simulations hydrodynamiques sur les valeurs des vitesses de choc mesurées est de l'ordre de 2. Pour

illustrer cela, la figure 4.4 montre la carte de compression obtenue avec le code MULTI en utilisant une intensité laser de $2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$, tous les autres paramètres étant identiques à ceux du tir montré sur la figure 4.3a. Ce facteur est sensiblement plus faible que celui trouvé dans l'analyse similaire effectuée sur le Nb. Cela est probablement dû au fait que l'Al est un élément dont le comportement aussi bien hydrodynamique que radiatif est plutôt bien connu, donc les simulations donnent des résultats plus proches de la réalité par rapport à ce qui se passe sur des éléments mal connus comme le Nb. Il est également possible que les simulations soient mieux adaptées aux éléments de numéro atomiques modérés comme l'Al.

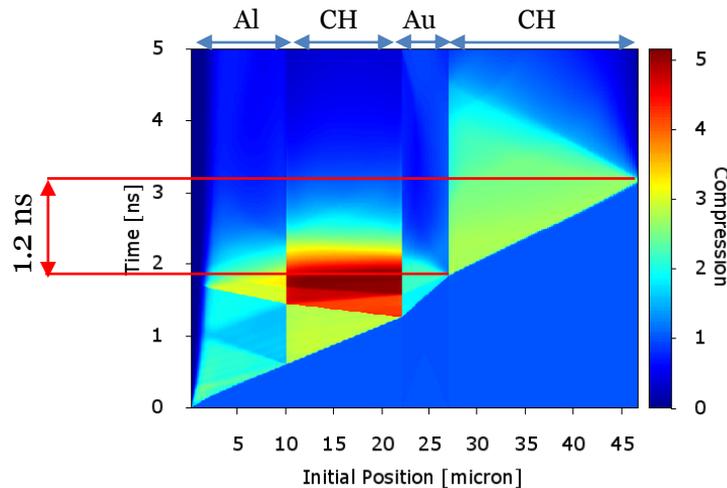


Figure 4.4 : Carte de la compression obtenue avec le code MULTI pour une cible Al-CH-Au-CH à une intensité laser de $2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$. A comparer avec la durée de traversé du choc de la figure 4.3a.

La figure 4.5 montre les résultats du diagnostic de diffusion Thomson ionique (fig. 4.5a) et électronique (fig. 4.5b) obtenus sur des plots de KBr de $150 \mu\text{m}$ de diamètre (même tir que la figure 4.3b). On peut remarquer que les satellites ioniques sont particulièrement larges (comparer par exemple aux satellites montrés sur la fig. 3.6), ce qui correspondrait à des gradients de température très importants dans la zone sondée. Ces gradients ne sont pour l'instant pas expliqués par les simulations hydrodynamiques. En effet, les largeurs des satellites correspondent à des températures pouvant varier jusqu'à un facteur 3 pour une même mesure. Dans le cas de la figure 4.5a, ces valeurs varient entre 0.6 et 1.6 keV. Il est probable que plusieurs causes déterminent la largeur des satellites. Par exemple, un mélange du plasma étudié avec le plastique de la couche en dessous pourrait élargir les satellites en apportant des ionisations très différentes. Le satellite électronique, quant à lui, a toujours été très faible, presque à la limite de détection pour la majorité des mesures. Il a néanmoins permis d'estimer la densité électronique à une valeur de l'ordre de 10^{20} cm^{-3} .

Pour essayer d'avoir une description plus complète des paramètres l'hydrodynamiques auxquels on peut s'attendre, nous avons réalisé des simulations avec le code 2D DUED pour une cible d'Al uniquement, de $15 \mu\text{m}$ d'épaisseur et d'extension transversale infinie (DUED ne permet pas de modéliser le plot sur une couche de plastique), irradiée à une intensité laser de $2.5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$. Les cartes de densité et température à 1.5 ns après le début du faisceau pompe sont illustrées sur la figure 4.6. Sur la figure est également indiquée la position de la

région de plasma sondée par diffusion Thomson. On remarque que la détente du plasma pour cette cible infinie est bidimensionnelle, même si dans la zone sondée les gradients sont faibles. Les valeurs de la température électronique s'étalent sur une plage bien plus limitée que celle qui pourrait expliquer la largeur des satellites Thomson ioniques (de l'ordre de 100 eV contre 1000 eV pour les mesures). La largeur des ces satellites semble donc avoir d'autres causes que les gradients hydrodynamiques du plasma. Ces causes restant pour l'instant indéterminées, cela implique une forte incertitude sur les mesures de diffusion Thomson.

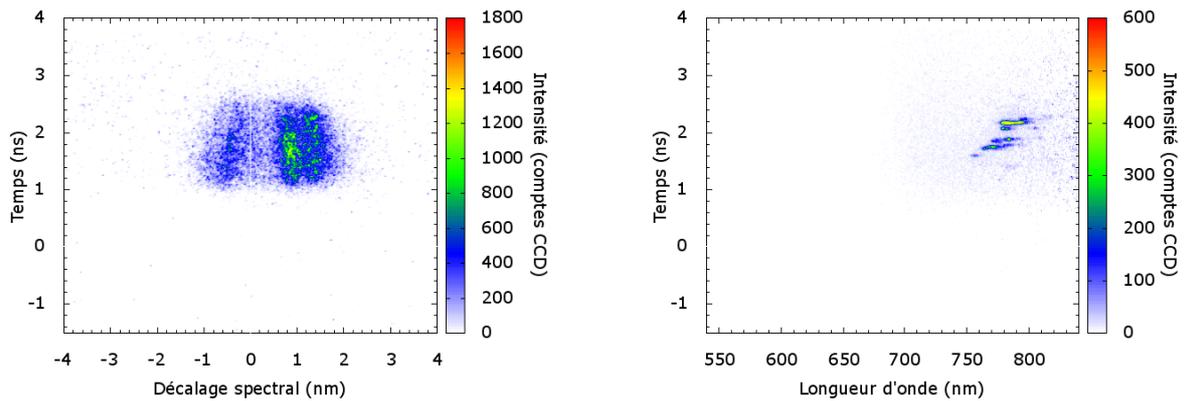


Figure 4.5 : Spectres de diffusion Thomson ionique (a) et électronique (b) correspondant à un tir sur un plot de KBr de 150 μm de diamètre, à une intensité laser de $4.2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (tir #52). Le faisceau sonde était retardé de 1 ns par rapport au faisceau pompe.

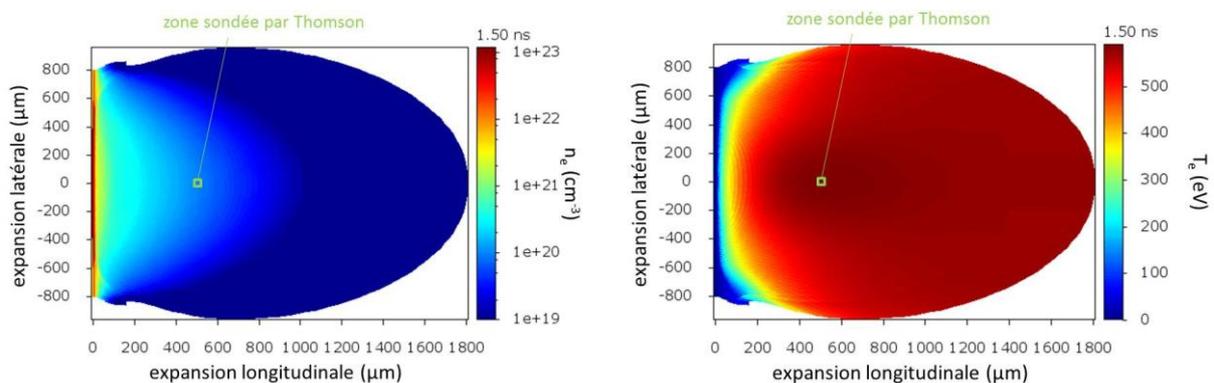


Figure 4.6 : Des simulations DUED, réalisées sur l'Al prévoient une zone sondée par diffusion Thomson (autour de la position à 500 μm de la cible sur l'axe, entre 1 et 2.5 ns) présentant de faibles gradients de densité et températures. Les cartes de densité (à gauche) et température (à droite) sont présentées à 1.5 ns. Le laser arrive par la droite.

4.3 Analyse des spectres d'aluminium et de brome

Etant données les informations limitées obtenues à l'aide des diagnostics hydrodynamiques, nous avons en première approche cherché à déterminer le couple (ρ , T_e) qui permettait de reproduire au mieux les spectres expérimentaux par le calcul. Pour cela nous

nous sommes servi du code commercial PrismSPECT (cf. paragraphe 1.6) et du code FLYCHK (cf. paragraphe 1.6), les deux étant des codes collisionnel-radiatifs.

Nous nous sommes intéressés d'abord au spectre enregistré lors du tir #67, sur une cible d'Al, dont le résultat du diagnostic d'émission propre est donné sur la figure 4.3a. Pour ce tir, comme montré au paragraphe précédent, nous avons pu exploiter le résultat de ce diagnostic. Nous disposons donc d'une simulation MULTI ajustée, dont les paramètres hydrodynamiques à 500 μm de la surface initiale de la cible, région observée par le spectromètre, sont montrés sur la figure 4.7.

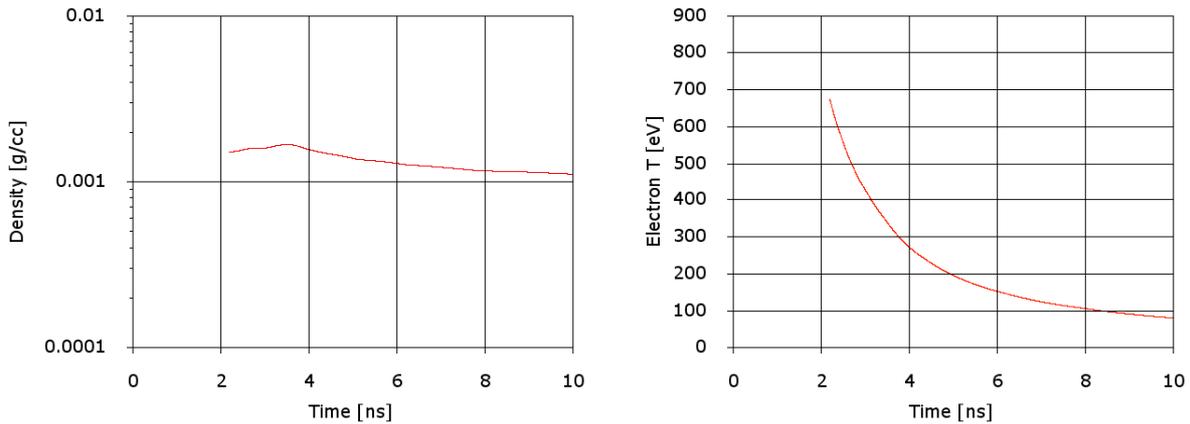


Figure 4.7 : Simulations MULTI 1D : évolution de la densité (à gauche) et de la température électronique (à droite) à 500 μm de la surface initiale de la cible dans le cas de l'irradiation d'une cible de Al-CH-Au-CH à une intensité de $2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$.

Le spectre expérimental sur ce même tir est montré sur la figure 4.8. On observe les raies de résonance $\text{He}\alpha$ et $\text{Ly}\alpha$. Sur la figure sont également reportés les spectres obtenus avec le code PrismSPECT pour trois températures électroniques différentes. Dans ces calculs, nous avons utilisé une densité de 0.001 g/cm^3 , et nous avons considéré une taille de plasma (homogène) de 250 μm , légèrement inférieure au diamètre du plot pour tenir compte de la diminution de la densité aux bords du plasma.

Comme on peut le voir, le meilleur accord avec l'expérience est obtenu pour une température de 700 eV, correspondant à peu de choses près à la température maximale calculée par MULTI. Pour des températures plus élevées, comme on peut s'y attendre, l'état d'ionisation devient majoritairement hydrogéné et le rapport entre la raie $\text{He}\alpha$ et la raie $\text{Ly}\alpha$ diminue, et pour des températures plus faibles l'état d'ionisation diminue et ce rapport augmente.

La figure 4.9 montre le même type de comparaison, mais cette fois les calculs ont été réalisés avec le code FLYCHK. On remarque immédiatement que pour obtenir un bon accord avec l'expérience, la température électronique doit prendre une valeur nettement plus élevée qu'avec le code PrismSPECT et en désaccord avec les calculs MULTI. La faible largeur des raies, quant à elle, est due simplement au fait que FLYCHK ne permet pas de tenir compte d'une largeur instrumentale.

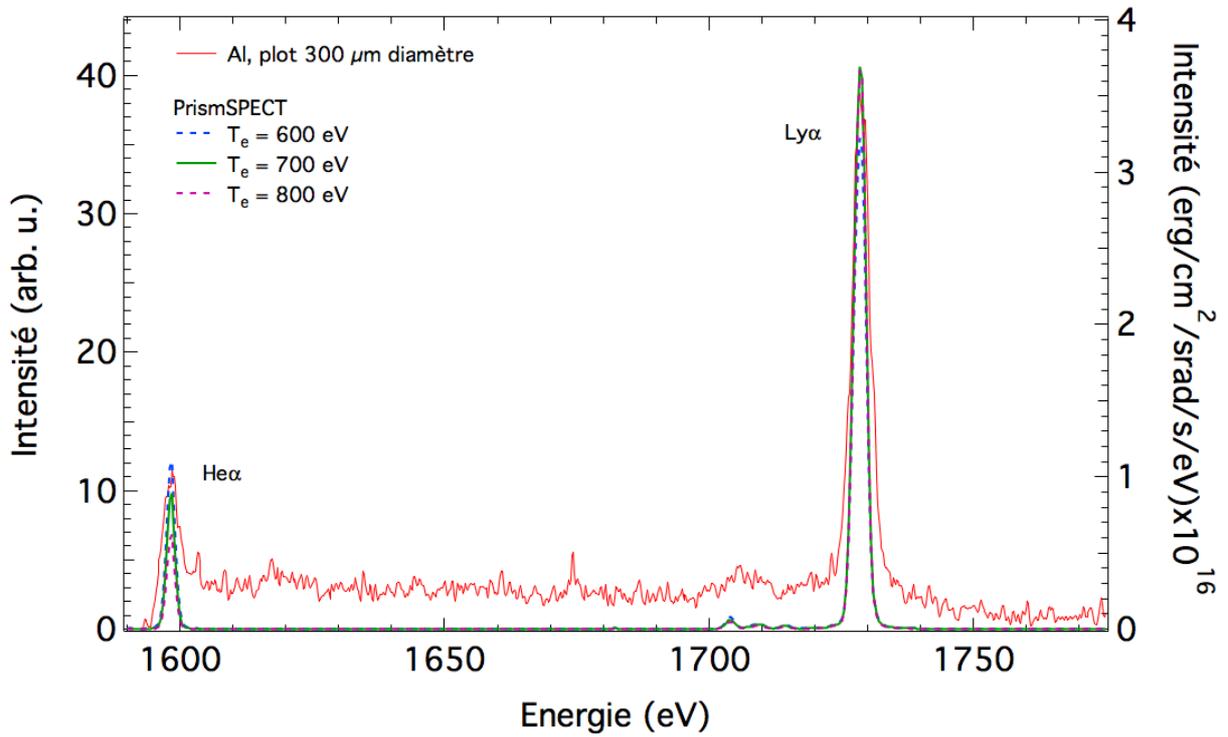


Figure 4.8 : Comparaison entre le spectre expérimental et trois calculs PrismSPECT pour une densité de 10^{-3} g/cm³ et des températures électroniques de 600 eV, 700 eV et 800 eV. Dans ces calculs, une taille de plasma de 250 μ m et un élargissement expérimental $\lambda/\Delta\lambda = 1000$ ont été pris en compte.

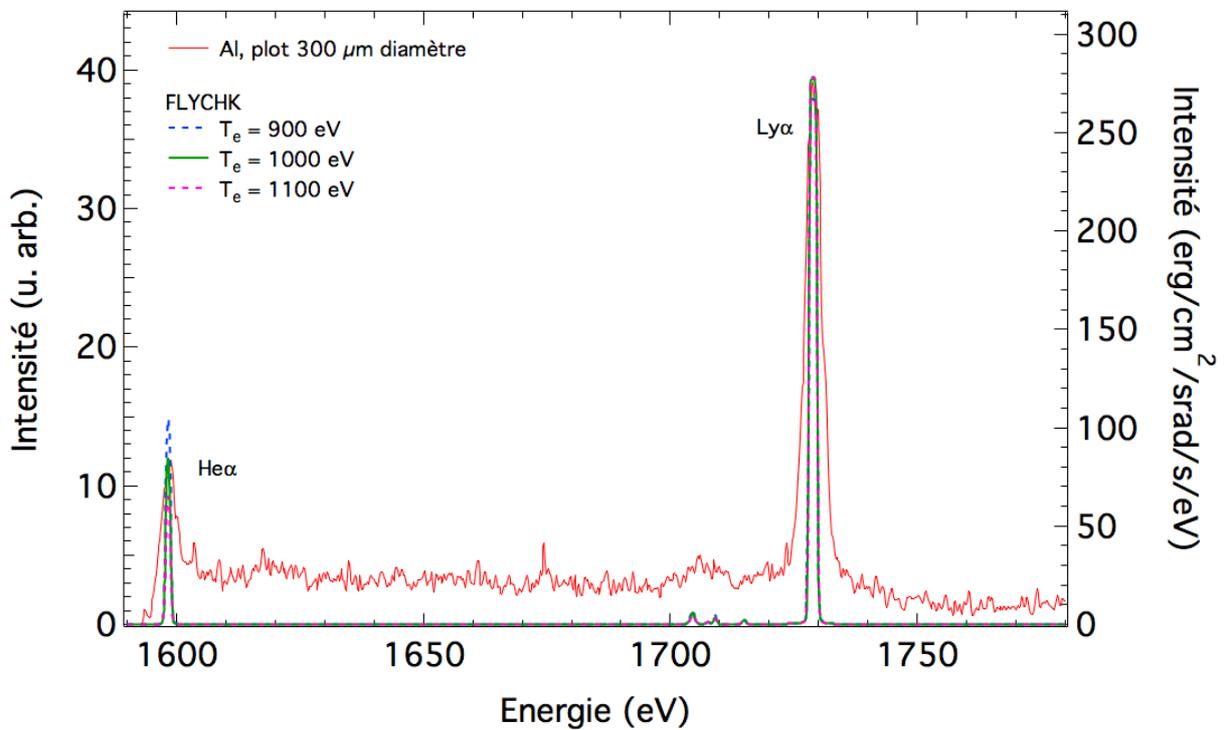


Figure 4.9 : Comparaison entre le spectre expérimental et trois calculs FLYCHK pour une densité de 10^{-3} g/cm³ et des températures électroniques de 900 eV, 1000 eV et 1100 eV. Dans ces calculs, une taille de plasma de 250 μ m a été prise en compte.

Pour aller plus loin, nous avons effectué des calculs PrismSPECT dépendants du temps, en prenant les couples (ρ, T_e) donnés par MULTI à différents instants de temps, et en intégrant ensuite les spectres obtenus à chaque temps. Le résultat est illustré sur la figure 4.10. Contrairement à ce qu'on pouvait espérer, l'accord est moins bon que celui qu'on peut obtenir en essayant d'ajuster le calcul pour un couple unique de densité et température. L'explication est probablement une sous-estimation globale de la température par MULTI, comme le rapport entre la raie $\text{He}\alpha$ et la raie $\text{Ly}\alpha$ tend à le suggérer. Les raisons de cette sous-estimation sont probablement multiples, et des analyses sont en cours pour essayer de les identifier.

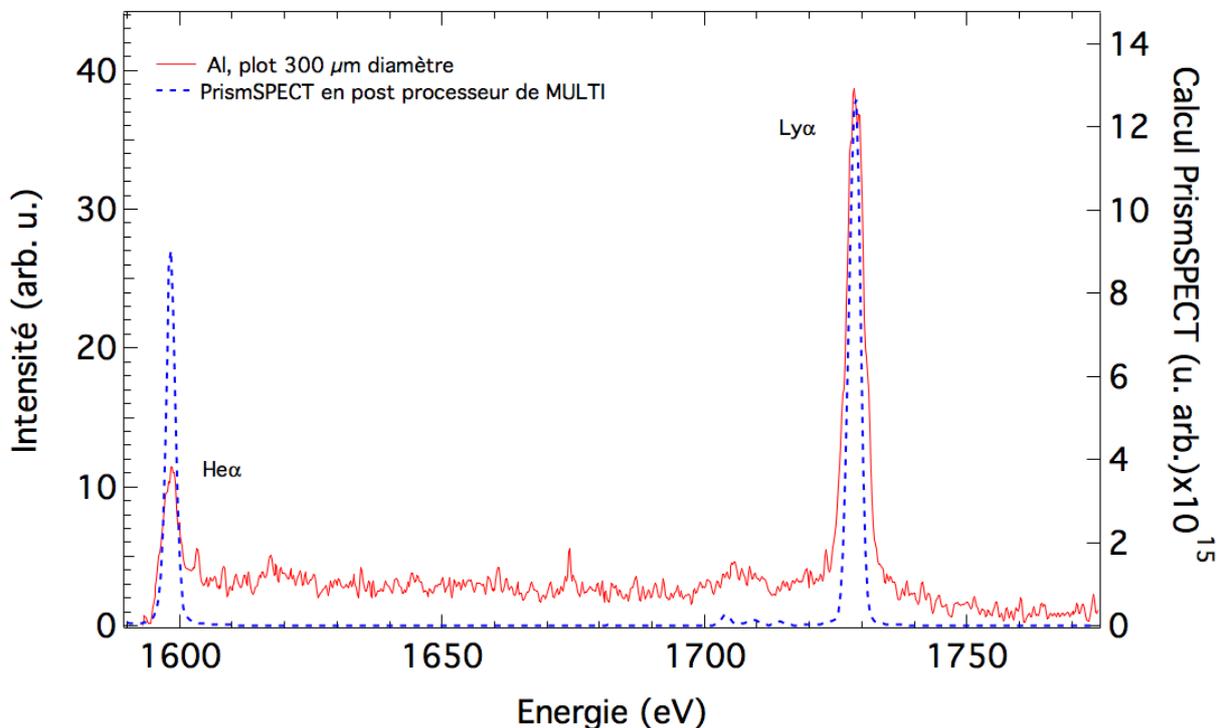


Figure 4.10 : Comparaison entre le spectre expérimental et un calcul PrismSPECT obtenu en intégrant les spectres correspondant aux conditions hydrodynamiques donnés par MULTI à différents instant de temps.

La figure 4.11 montre le spectre obtenu lors du tir sur le plot de KBr analysé jusqu'ici (# 52, figures 4.3b et 4.5). Les trois raies intenses au-dessus de 1740 eV proviennent de l'émission de couche K du potassium au second ordre, ce que nous avons pu vérifier grâce à un tir sur une cible de KCl. Pour estimer les paramètres hydrodynamiques pertinents nous nous sommes servis d'une simulation MULTI à une intensité laser de $2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$. L'intensité utilisée dans le calcul est plus faible d'un facteur 2 par rapport à celle de l'expérience, comme la comparaison entre les mesures de l'émission propre et les calculs qui a été montrée au paragraphe précédent tend à indiquer. Evidemment, cela suppose que le facteur d'ajustement trouvé dans le cas de l'Al soit extrapolable au KBr, ce qui implique en particulier que le degré d'exactitude (ou d'erreur) des calculs hydrodynamiques doit être le

même dans les deux cas. N'ayant pas de mesures d'émission propre exploitables sur le KBr, cette hypothèse ne peut pas être vérifiée, mais elle nous a paru la plus raisonnable à émettre en l'état actuel de notre travail. Les paramètres hydrodynamiques du plasma observé sont montrés sur la figure 4.12 en fonction du temps, et à 500 μm de la surface initiale de la cible.

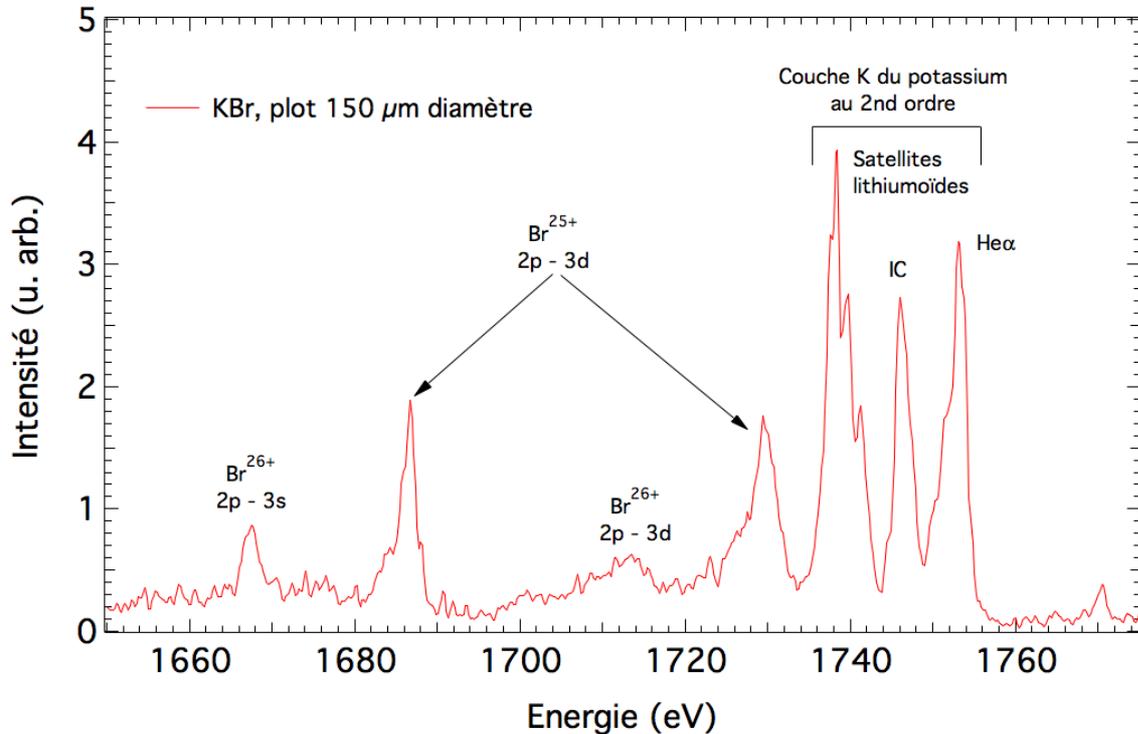


Figure 4.11 : Spectre expérimental obtenu lors du tir #52 (plot de KBr de 150 μm de diamètre à une intensité laser de $4.2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$).

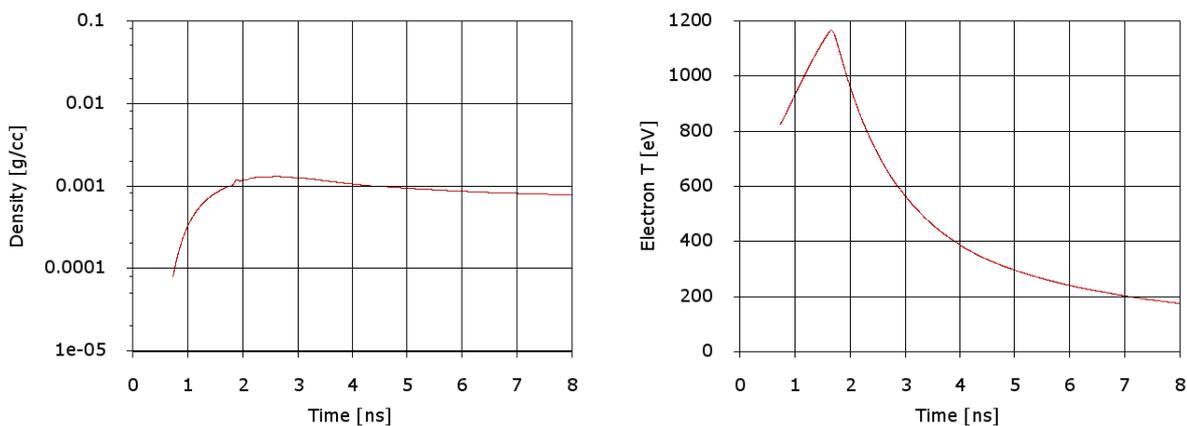


Figure 4.12 : Simulations MULTI 1D : évolution de la densité (à gauche) et de la température électronique (à droite) à 500 μm de la surface initiale de la cible dans le cas de l'irradiation d'une cible de KBr-CH-Au-CH à une intensité de $2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$.

La figure 4.13 montre la comparaison entre le spectre expérimental de la figure 4.11 avec les spectres calculés par le code PrismSPECT pour une densité de 10^{-3} g/cm³ et quatre températures électroniques différentes. L'élargissement expérimental et une taille de plasma (homogène) de 100 μ m sont inclus dans les calculs. Comme on peut le voir, aussi bien le spectre calculé pour une température de 1000 eV que celui calculé pour une température de 1200 eV donnent le bon rapport de raie entre les deux raies 2p – 3d. D'ailleurs, ils sont très difficilement distinguables entre eux, sauf dans la partie du spectre à plus haute énergie. La raie 2p – 3s est largement sous-estimée et la raie 2p – 3d de l'ion sodioïde n'apparaît même pas.

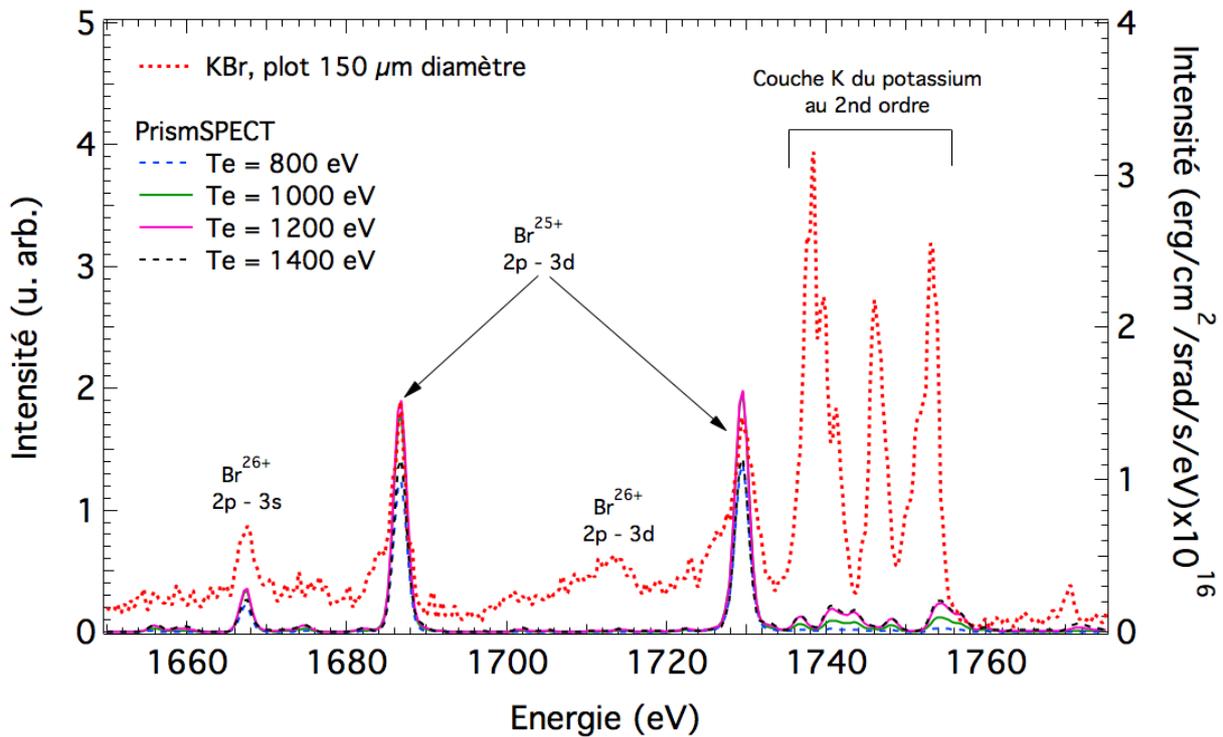


Figure 4.13 : Comparaison entre le spectre expérimental de la figure 4.11 et quatre calculs PrismSPECT pour une densité de 10^{-3} g/cm³ et des températures électroniques de 800 eV, 1000 eV, 1200 eV et 1400 eV. Dans ces calculs, une taille de plasma de 100 μ m et un élargissement expérimental $\lambda/\Delta\lambda = 1000$ ont été pris en compte.

Mais on peut aussi constater que le rapport de raies entre les deux transitions 2p-3d est relativement insensible à la température électronique. Ceci est confirmé par la figure 4.14 qui montre, sur une plus vaste gamme de température, les valeurs calculées des rapports de raie entre la raie 2p-3d du Br²⁶⁺ à 1667 eV et la raie 2p-3d du Br²⁵⁺ à 1686 eV, d'une part (en rouge), et les deux raies 2p-3d à 1729 eV et à 1686 eV, d'autre part (en bleu). Sur la figure on a également indiqué les rapports mesurés expérimentalement.

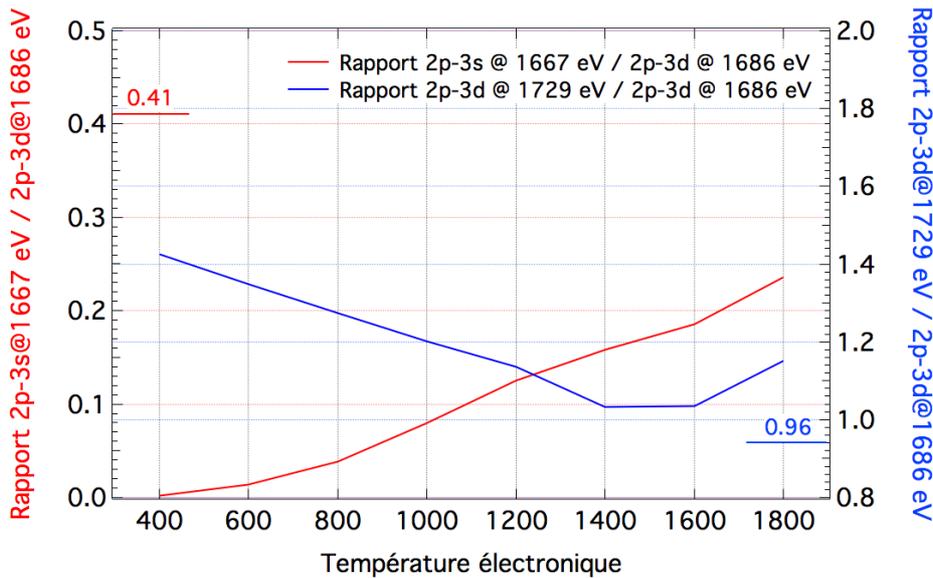


Figure 4.14 : Rapports de raies calculés par PrismSPECT en fonction de la température électronique. Les rapports de raies mesurés sont également indiqués près des axes verticaux. Voir le texte pour plus de détails.

Le rapport entre les deux raies néonoïdes tend à se rapprocher à la valeur mesurée à l'augmentation de la température, mais le rapport entre la raie 2p-3s et une des 2p-3d reste malgré tout très éloigné de celui qu'on a mesuré. On pourrait en conclure que la meilleure valeur de température pour reproduire le spectre mesuré se situe entre 1400 eV et 1600 eV, là où le rapport des raies néonoïdes est le plus proche de l'expérience. Mais la figure 4.13 montre que l'intensité absolue du spectre diminue pour des températures supérieures à 1200 eV. En gardant à l'esprit que le spectre mesuré provient d'une intégration spatiale et temporelle, et reflète donc la contribution de plusieurs températures, on peut conclure que la température la plus « représentée » dans le spectre doit se situer entre 1000 et 1200 eV, en accord aussi bien avec les mesures de diffusion Thomson qu'avec les calculs MULTI.

Nous avons alors essayé d'introduire un modèle atomique plus complet, en incluant notamment les niveaux autoionisants pour les ions Br^{23+} à Br^{27+} . Les spectres obtenus sont illustrés sur la figure 4.15, toujours avec le spectre expérimental pour comparaison. Comme on peut le constater, bien que le nombre de niveaux pris en compte ait pratiquement doublé (en passant de 1002 niveaux à 1925 niveaux), les différences avec les spectres de la figure 4.13 sont minimales, bien qu'une structure au voisinage de 1710 eV commence à apparaître.

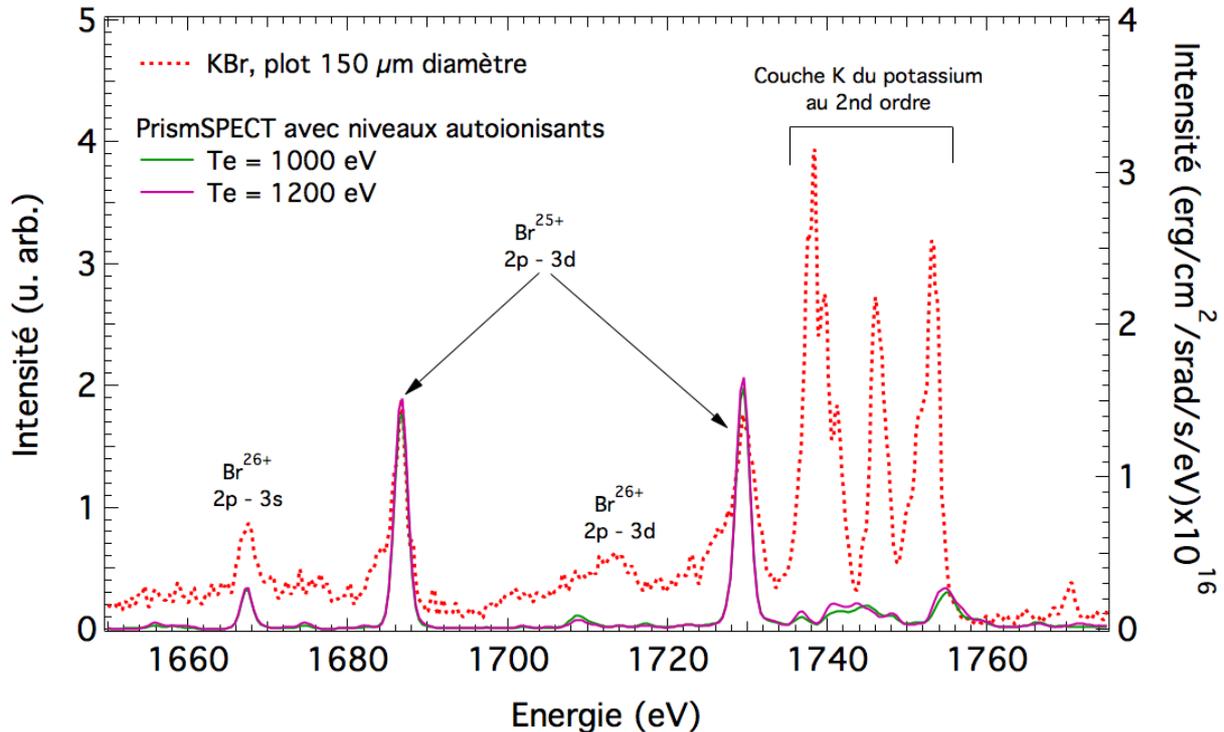


Figure 4.15 : Comparaison entre le spectre expérimental de la figure 4.11 et trois calculs PrismsPECT pour une densité de 10^{-3} g/cm³ et des températures électroniques de 800 eV, 1000 eV et 1200 eV. Dans ces calculs, une taille de plasma de 100 μ m et un élargissement expérimental $\lambda/\Delta\lambda = 1000$ ont été pris en compte. De plus, les niveaux autoionisants des ions Br^{23+} à Br^{27+} ont été introduits dans le modèle atomique utilisé.

Sur la figure 4.16 le même type de comparaison est effectué entre le spectre expérimental et les résultats du code FLYCHK. Les paramètres introduits dans le code sont les mêmes que ceux utilisés lors des calculs PrismsPECT, excepté pour l'élargissement expérimental, qu'il n'est pas possible d'introduire dans les calculs FLYCHK. Dans ce cas, il est évident qu'aucun ajustement n'est possible, le code n'étant pas capable de restituer les structures spectrales mesurées. Cela est très certainement dû au traitement en superconfigurations pour les niveaux excités des ions au dessus des ions lithumoides (donc, avec plus de 3 électrons liés).

Pour aller plus loin, il sera par la suite intéressant d'utiliser un code similaire à PrismsPECT (SPECT3D, développé par la même compagnie, <http://www.prismcs.com/Software/Spect3D/Spect3D.htm>), mais qui a l'avantage de pouvoir être utilisé en post-processeur du code MULTI. Les paramètres passés à ce code sont, à chaque pas de temps de la simulation MULTI, la position des cellules, et la densité de masse, la température électronique et la température ionique de chaque cellule. Le code permet ensuite, entre autres, de calculer le spectre intégré spatialement et temporellement enregistré par un détecteur virtuel situé dans une position définie par l'utilisateur dans un espace 3D. Ce code permet donc de prendre en compte aussi bien les gradients spatiaux (longitudinaux), les gradients temporels et la réabsorption du rayonnement dans la direction d'observation. Avec un

traitement aussi sophistiqué, on peut s'attendre à améliorer significativement la modélisation de l'émission, sous réserve que les résultats des simulations hydrodynamiques soient réalistes.

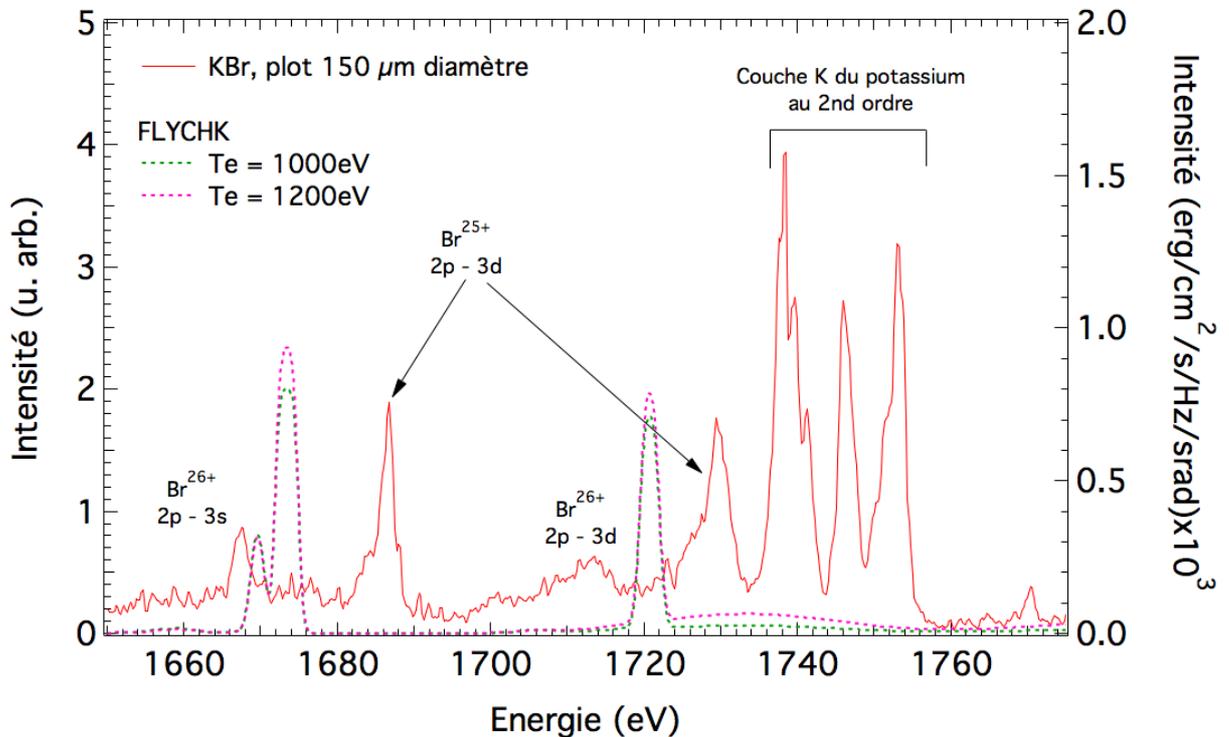


Figure 4.16 : Comparaison entre le spectre expérimental de la figure 5.10 et trois calculs FLYCHK pour une densité de 10^{-3} g/cm³ et des températures électroniques de 1000 eV et 1200 eV. Dans ces calculs, une taille de plasma de 100 μ m a été prise en compte. La description en superconfigurations des ions avec plus de trois électrons liés donnée par FLYCHK est certainement responsable du désaccord dans l'énergie des transitions spectrales qu'on peut constater.

4.4 Conclusions

Cette expérience a permis d'enregistrer des spectres de KBr et d'Al, intégrés en temps, provenant de plasmas de températures de l'ordre du keV. Les mesures hydrodynamiques ont été moins précises et plus difficilement exploitables qu'au cours de la campagne sur le Nb, Ta et W, avec en particulier des satellites Thomson particulièrement larges. On obtient ainsi des gammes de températures très étendues, et donc une grande incertitude qui ne permet pas de contraindre les codes. Les comparaisons avec les codes sont donc délicates.

Les codes FLYCHK et PrismSPECT permettent par ajustements d'obtenir les couples (n_e, T_e) dominants dans les spectres, ces résultats sont compatibles avec les mesures Thomson (très peu contraignantes) et les simulations (correspondant aux températures calculées les plus élevées).

Pour la suite il sera intéressant de poursuivre l'étude avec un code tel que SPECT3D pouvant être utilisé en post processeur des simulations hydrodynamiques, prenant en compte

toute l'évolution du plasma, à condition d'avoir obtenu une description fiable de l'évolution hydrodynamique par les mesures et simulations.

De nouvelles simulations 2D avec un code offrant la possibilité de modéliser le plot sur la couche de plastique et donc la géométrie de l'expansion selon la taille du plot serait également très utile, particulièrement pour estimer les dimensions du plasma et valider l'épaisseur à considérer pour prendre en compte les effets d'opacité dont on a vu l'importance lors de l'étude du niobium, tantale et tungstène. Les images d'ombroscopie semblant montrer une expansion qui reste sphérique, il faudra peut-être envisager de changer le dessin de la cible, et par exemple enterrer le plot, dans le but d'obtenir un expansion plus monodimensionnelle.

Cette étude est poursuivie dans le travail de thèse d'Alexandre Do.

Conclusions et perspectives

Le travail présenté dans ce manuscrit s'insère dans l'effort de développement d'une plateforme expérimentale de validation des codes de cinétique atomique. Son plus est la mesure simultanée et indépendante des paramètres hydrodynamique et de l'émission X du plasma. Les diagnostics hydrodynamiques de diffusion Thomson et d'émission propre en face arrière de la cible permettent de contraindre les codes d'hydrodynamique afin d'obtenir une description fiable de la région de plasma qui émet le rayonnement X observé. Dans ce contexte, nous avons réalisé des mesures spectroscopiques et hydrodynamiques qui nous ont permis d'étudier l'émission de couche L et de couche M de différents éléments de numéro atomique Z moyen à élevé (Br, $Z = 35$; Nb, $Z = 41$; Ta, $Z = 73$; W, $Z = 74$). Des comparaisons entre simulations et mesures ont été approfondies pour le niobium et le tantale. L'étude du brome, dont les premiers résultats sont présentés dans ce manuscrit, est poursuivie notamment dans la thèse d'Alexandre Do.

Ces expériences, nécessitant l'optimisation de plusieurs diagnostics, sont relativement compliquées à réaliser et il est malheureusement arrivé que l'un ou l'autre des diagnostics utilisés n'ait pas été en mesure de donner de résultats exploitables lors des campagnes. De ce fait, nous avons été amenés à faire évoluer le dispositif expérimental afin d'obtenir des mesures plus complètes de l'hydrodynamique du plasma. La géométrie de la diffusion Thomson, par exemple, a été modifiée par rapport à celle qui avait été utilisée lors des campagnes précédant ce travail, afin d'optimiser le signal en évitant une « pollution » des spectres par la diffusion Brillouin. Un autre exemple est constitué par la modification du diamètre des plots lors de la campagne sur le Br afin d'améliorer la monodimensionnalité de la détente hydrodynamique du plasma.

Dans le cas des résultats obtenu sur le Nb et le Ta, les simulations hydrodynamiques réalisées avec le code 1D MULTI ont montré des limites : elles surestiment la température électronique dans la région sondée par diffusion Thomson, mais la sous-estiment dans la région plus dense observée par le spectromètre. Pour aller plus en profondeur, il faudrait analyser en détail l'effet du transport thermique. Les simulations hydrodynamiques 2D effectuées avec le code FCI2, par contre, restituent correctement les mesures hydrodynamiques et indiquent une importante expansion latérale. Cependant, elles

n'expliquent pas les gradients observés par le diagnostic de diffusion Thomson. Ceux-ci pourraient être dus aux speckles présents dans la tâche focale, qui ne sont pas pris en compte dans le calcul.

Concernant les simulations de cinétique atomique, nos résultats montrent que les calculs de type statistique, comme ceux du code Averroès, conviennent bien aux spectres de couche M, pour lesquels ce traitement est justifié par le grand nombre de transitions mis en jeu. Mais les raies nickeloïdes, isolées, échappent à cette conclusion : pour celles-ci, un traitement hybride qui les prendrait en compte de façon détaillée serait probablement plus efficace.

Pour les spectres de couche L, constitués pour l'essentiel de raies isolées, un traitement détaillé comme celui du code FLYCHK est nécessaire.

L'analyse des résultats obtenus montre aussi clairement l'importance de la prise en compte de la réabsorption du plasma. Ceci implique de pouvoir utiliser les résultats des simulations hydrodynamiques comme paramètres d'entrée (en fonction du temps et de l'espace) des codes de cinétique atomique, intégrant le transfert radiatif. C'est cette approche qui a commencé à être utilisée sur les résultats obtenus pour des éléments de Z modéré (Br et Al) avec le code SPECT3D (MacFarlane 2007 ; [page web SPECT3D](#)).

Une question ouverte est la suivante. Peut-on considérer que l'approche que l'on vient de décrire est satisfaisant, en sachant que les modèles atomiques utilisés dans les codes d'hydrodynamique radiative, qui contribuent donc au calcul de l'évolution hydrodynamique, sont souvent assez simplifiés ? Ou ne devrait-on pas plutôt concentrer les efforts pour améliorer la physique de ces mêmes modèles ? Il n'est pas certain qu'il existe une réponse univoque à ces questions. Il est évidemment souhaitable que les codes type FCI2 ou MULTI puissent faire appel à des modèles de physique atomique plus complets (comme c'est le cas du modèle NOHEL dans FCI2), mais qui restent raisonnables en termes de temps de calcul. Il n'en reste pas moins vrai que l'approche proposée (code de cinétique atomique en post-processeur d'un code d'hydrodynamique radiative) est pertinent dans l'état actuel des modèles existants. En effet, la double mesure des spectres d'émission ET des paramètres hydrodynamiques permet non seulement la validation de la cinétique atomique, mais aussi celle du calcul de l'hydrodynamique radiative, en testant donc justement ces modèles atomiques « en ligne » dont les approximations posent question.

Les gradients posent des difficultés pour l'analyse, car ils impliquent des mesures intégrées sur des zones comportant une gamme plus ou moins large de densité et température. Ils ne sont pas simples à estimer, puisqu'il semble par exemple que la largeur des satellites Thomson soit influencée également par d'autres causes. L'effet des gradients sur le spectre est également compliqué à évaluer, et combinée à l'intégration temporelle. Des mesures spectroscopiques résolues en temps seraient très utiles pour s'affranchir de l'intégration temporelle.

Les codes de physique atomique reproduisent en partie les spectres expérimentaux, mais les difficultés dues aux conditions hors ETL et à des ionisations intermédiaires ne sont pas complètement surmontées. Pour l'instant les calculs sont faits pour des couples densité/température avec FCI2, avec pour FLYCHK la prise en compte de l'évolution du plasma en un point donné (qui complexifie considérablement les calculs). On a pu voir que les effets d'opacité sont très importants (ce qui n'est pas surprenant étant donné que les

plasmas étudiés sont denses et constitués d'éléments de numéros atomiques élevés). Enfin, le traitement détaillé de FLYCHK s'est révélé plus approprié pour calculer l'émission de couche L, alors que le traitement statistique d'Averroès était mieux adapté à l'émission de couche M. Cependant afin d'approcher les spectres expérimentaux au mieux, il a fallu utiliser une combinaison de ces calculs hors ETL avec des calculs plus détaillés à l'ETL (par SCORCG).

Il serait donc extrêmement intéressant par la suite d'aller vers une meilleure prise en compte de l'évolution temporelle du plasma, des gradients hydrodynamiques, et des interactions entre les différentes régions dans les calculs spectroscopiques. Pour les calculs d'émission de couche M, l'approche hybride entre la méthode des super-configurations hors ETL et des calculs de raies détaillées à l'ETL semble prometteuse, l'idéal serait de pouvoir réaliser des calculs complètement hors ETL.

Du point de vue expérimental plusieurs évolutions ont été envisagées, dont certaines ont déjà commencé à être mises en œuvre. Un deuxième diagnostic de densité électronique par interférométrie a été utilisé avec succès dans une campagne sur le KBr successive aux travaux présentés dans ce manuscrit. Dans la campagne sur le KBr présentée dans le chapitre 5, nous avons fait coïncider la région de plasma sondée par diffusion Thomson avec celle observée par le spectromètre, en déplaçant cette dernière vers la couronne. Bien que la taille de ces deux régions ne soit pas identique, on peut espérer de réduire l'impact de l'extrapolation, potentiellement douteuse, des paramètres hydrodynamiques mesurés par diffusion Thomson à ceux régnant dans la région observée par le spectromètre, extrapolation basée uniquement sur la description donnée par les codes d'hydrodynamique. On pourrait aussi imaginer de faire l'inverse, c'est-à-dire sonder par diffusion Thomson un plasma plus dense en utilisant un faisceau sonde triplé en fréquence. Ceci aurait l'avantage de permettre les mesures sur une région plus émissive du plasma et de sonder à des temps plus courts. Pour perfectionner les mesures d'émission propre en face arrière, deux stratégies peuvent être mises en œuvre (Loupias, 2008). La première consiste à mesurer de façon absolue l'émission propre à une longueur d'onde donnée. Cette mesure permet de remonter à la température de brillance et ensuite à la température électronique du plasma (Collins, 1998). La deuxième technique consiste à mesurer le rapport de l'intensité émise à deux longueurs d'onde différentes. On peut alors remonter à la température de couleurs, elle aussi liée à la température électronique (Hall, 1997). L'enregistrement de spectres résolus en temps permettrait de relier plus précisément l'émission aux conditions hydrodynamiques, et de faire des comparaisons avec les codes sans avoir besoin d'intégrer temporellement. Dans un souci d'exhaustivité, il faut mentionner que ce type de diagnostic a déjà été mis en œuvre sur deux campagnes, mais malheureusement des difficultés techniques ne nous ont pas encore permis d'aboutir à des données exploitables. Enfin, les efforts déployés lors de la dernière campagne expérimentale pour obtenir un plasma plus monodimensionnel en réduisant le diamètre du plot continuant en explorant de nouveaux dessins de cibles, en particulier des feuilles d'épaisseur très réduite (quelques dizaines de nanomètres) irradiées par un faisceau laser de durée picoseconde.

Bibliographie

Sites internet :

Page web PrismSPECT <http://www.prism-cs.com/Software/PrismSpect/PrismSPECT.htm>

Page web SPECT3D <http://www.prism-cs.com/Software/Spect3D/Spect3D.htm>

Page web FLYCHK <http://nlte.nist.gov/FLY/>

Les références sont classées par ordre alphabétique et chronologique.

Atzeni, 1986 S. Atzeni, *Comput. Phys. Comm.* **43**, 107 (1986).

Atzeni, 2005 S. Atzeni, A. Schiavi, F. Califano, F. Cattani, F. Cornolti, D. Del Sarto, T. V. Liseykina, A. Macchi, and F. Pegoraro, *Comput. Phys. Comm.* **169**, 153 (2005).

Bar-Shalom, 1989 A. Bar-Shalom, J. Oreg, W. H. Goldstein, D. Shvarts, and A. Zigler, *Phys. Rev. A* **40**, 3183 (1989).

Bar-Shalom, 1997 A. Bar-Shalom, J. Oreg, and M. Klapisch, *Phys. Rev. E* **56**, R70 (1997).

Bastiani-Ceccotti, 2007 S. Bastiani-Ceccotti, N. Kontogiannopoulos, J.-R. Marquès, S. Tzorzakis, L. Lecherbourg, F. Thais, I. Matsushima, O. Peyrusse, C. Chenais-Popovics, *High Energy Density Phys.* **3**, 20 (2007).

Bastiani-Ceccotti, 2010 S. Bastiani-Ceccotti, P. Renaudin, F. Dorchies, M. Harmand, O. Peyrusse, P. Audebert, S. Jacquemot, A. Calisti, D. Benredjem, *High Energy Density Phys.* **6**, 99 (2010).

Bauche, 2015 J. Bauche *et al.*, *Atomic properties in hot plasmas – from levels to superconfigurations*, Springer (2015).

Bauche-Arnoult, 1979 C. Bauche-Arnoult, J. Bauche, and M. Klapisch, *Phys. Rev. A* **20**, 2424 (1979).

- Bauche-Arnoult, 1985** C. Bauche-Arnoult, J. Bauche, and M. Klapisch, *Phys. Rev. A* **31**, 2248 (1985).
- Bauche, 1982** J. Bauche, C. Bauche-Arnoult, E. Luc-Koenig, and M. Klapisch, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **15**, 2325 (1982).
- Bely-Dubau, 1984** F. Bely-Dubau, in *La Fusion Par Confinement Magnétique*, edited by D. Grésillon and T. Lehner (Les Editions de Physique, 1984), pp. 365–384.
- Biedermann, 2003** C. Biedermann, R. Radtke, and K. Fournier, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* **205**, 255 (2003).
- Blenski, 2000** T. Blenski, A. Grimaldi, and F. Perrot, *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer* **65**, 91 (2000).
- Bitter, 1979** M. Bitter, K. W. Hill, N. R. Sauthoff, P. C. Efthimion, E. Meservey, W. Roney, S. von Goeler, R. Horton, M. Goldman, and W. Stodiek, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 129 (1979).
- Bowen, 2003** C. Bowen, A. Decoster, C. J. Fontes, K. B. Fournier, O. Peyrusse, and Yu. Ralchenko, *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer* **81**, 71 (2003).
- Bowen, 2003b** C. Bowen and P. Kaiser, *J. Quant. Spectr. Radiat. Transf.* **81**, 85 (2003).
- Bowen, 2004** C. Bowen, F. Wagon, D. Galmiche, P. Loiseau, E. Dattolo, and D. Babonneau, *Phys. Plasmas* **11**, 4641 (2004).
- Bowen, 2006** C. Bowen, R. W. Lee, and Yu. Ralchenko, *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer* **99**, 102 (2006).
- [Burkhalter, 1983]** 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)
- Busquet, 1993** M. Busquet, *Phys. Fluids B* **5**, 4191 (1993).
- Calisti, 1990** A. Calisti, F. Khelifaoui, R. Stamm, B. Talin, and R. W. Lee, *Phys. Rev. A* **42**, 5433 (1990).
- Chenais-Popovics, 2002** C. Chenais-Popovics, V. Malka, J.-C. Gauthier, S. Gary, O. Peyrusse, M. Rabec-Le-Gloahec, I. Matsushima, C. Bauche-Arnoult, A. Bachelier, and J. Bauche, *Phys. Rev. E* **65**, 046418 (2002).
- Chung, 2005** H.-K. Chung, M. H. Chen, W. L. Morgan, Yu. Ralchenko, and R. W. Lee, *High Energy Density Physics* **1**, 3 (2005).
- Collins, 1998** G. W. Collins, L. B. Da Silva, P. M. Celliers, D. M. Gold, M. E. Foord, R. Wallace, A. Ng, S. Weber, K. S. Budil, and R. Cauble, *Science* **281**, 1178 (1998).
- Cooper, 1966** J. Cooper, *Rep. Prog. Phys.* **29**, 35 (1966).
- Cowan, 1981** R. D. Cowan, *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (1981).

Cox, 1962 A. N. Cox and J. N. Stewart, *Astrophys. J.* **67**, 113 (1962).

Daszynska-Daszkiewicz, 2013 J. Daszyńska-Daszkiewicz, J. Ostrowski, and A. A. Pamyatnykh, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **432**, 3153 (2013).

De Michelis, 1981 C. De Michelis and M. Mattioli, *Nucl. Fus.* **21**, 677 (1981).

Decoster, 1994 A. Decoster, *Rapport des activités laser CEA-LV* (1994).

Dozières, à paraître M. Dozières et al, HEDP à paraître.

Epperlein, 1994 E.M. Epperlein and R.W. Short, *Phys. Rev. E* **50**, 1697 (1994).

Feldmann, 1974 U. Feldmann *et al.*, *Astrophys. J.* **192**, 213 (1974).

Fontes, 2009 C.J. Fontes, J. Abdallah, Jr., C. Bowen, R.W. Lee, and Yu. Ralchenko, *High Energy Density Physics* **5**, 15 (2009).

Gabriel, 1961 A.H. Gabriel and C. Jordan, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **145**, 241 (1961).

Gabriel, 1972 A.H. Gabriel, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **160**, 99 (1972).

[Gales, 2004] Gales et al, *RSI* **75**, 4001 (2004)

Glenzer, 1997 S. Glenzer, C. A. Back, K. G. Estabrook, B. J. MacGowan, D. S. Montgomery, R. K. Kirkwood, J. D. Moody, D. H. Munro, and G. F. Stone, *Phys. Rev. E* **55**, 927 (1997).

Glenzer, 2000 S. H. Glenzer, K. B. Fournier, C. Decker, B. A. Hammel, R. W. Lee, L. Lours, B. J. MacGowan, and A. L. Osterheld, *Phys. Rev. E* **62**, 2728 (2000).

Griem, 1963 H. R. Griem, *Phys. Rev.* **131**, 1170 (1963).

Griem, 1964 H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1964.

Griem, 1974 H. R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press, New York and London, 1974.

Griem, 1997 H. R. Griem, *Principles of Plasma Spectroscopy*, Cambridge University Press, 1997.

Hall, 1997 T. A. Hall, A. Benuzzi, D. Batani, D. Beretta, S. Bossi, B. Faral, M. Koenig, J. Krishnan, T. Löwer, and M. Mahdih, *Phys. Rev. E* **55**, R6356 (1997).

Hansen, 2007 S. B. Hansen, J. Bauche, C. Bauche-Arnoult, and M. F. Gu, *High Energy Density Physics* **3**, 109 (2007).

[Herbst, 1982] M.J. Herbst, P. G. Burkhalter, J. Grun, R. R. Whitlock, M. Fink, Rev. Sci. Instrum. **53**, 1418 (1982)

Hutchinson, 1987 I. H. Hutchinson, Principles of plasma diagnostics, Cambridge University Press (1987).

Johnston, 1973 T.W. Johnston et J.M. Dawson, Phys. Fluids **16**, 722 (1973).

Kalantar, 1995 D. H. Kalantar, D. E. Klem, B. J. MacGowan, J. D. Moody, D. S. Montgomery, D. H. Munro, T. D. Shepard, G. F. Stone, B. H. Failor, and W. W. Hsing, Phys Plasma **2**, 3161 (1995).

Kelly, 1971 R.L. Kelly and D.E. Harrison Jr, ADNDT **3**, 177 (1971).

Khakhalin, 1994 S. Ya. Khakhalin, B.A. Bryunetkin, I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, J. Nilsen, A.L. Osterheld, S.A. Pikuz, JETP **78**, 633 (1994).

Kingham, 2010 R.J. Kingham M Sherlock, C P Ridgers and R G Evans, J. Phys. Conf. Ser. **244**, 022042 (2010).

Jacquemot, 1986 S. Jacquemot *et al.*, J. Phys. **47**, C7-339 (1986).

Lecherbourg, 2007 L. Lecherbourg, *Spectroscopie d'absorption ultra-rapide de rayonnement X pour l'étude de la matière en régime transitoire*, thèse de l'Ecole Polytechnique, 2007 (<https://hal.archives-ouvertes.fr/pastel-00003732>).

Lee, 1984 Y.T. Lee et R.M. More, Phys. Fluids **27**, 1273 (1984).

Lee, 1997 R. W. Lee, J. K. Nash, and Yu. Ralchenko, J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer **58**, 737 (1997).

Loupias, 2008 B. Loupias, *Etude de la formation et de la propagation de jets de plasma créés par un laser de puissance : application à l'astrophysique de laboratoire*, thèse de l'Ecole Polytechnique, 2008 (<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00005261>).

MacFarlane, 2007 J. J. MacFarlane, I. E. Golovkin, P. Wang, P. R. Woodruff, and N. A. Pereyra, High Energy Density Physics **3**, 181 (2007).

Madeira, 2013 T. I. Madeira, P. Amorim, F. Parente, P. Indelicato, and J. P. Marques, Phys. Scr. **T156**, 014011 (2013).

[Martinolli, 2003] E. Martinolli, *Transport d'électrons relativistes dans une cible solide : étude du chauffage dans le cadre de l'Allumage Rapide*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2003

McWhirter, 1965 R.W.P. McWhirter, in *Plasma Diagnostic Techniques*, Academic Press NY ed. (1965)

Mihalas, 1978 D. Mihalas, *Stellar Atmospheres* (W. Freeman and Company, San Francisco, 1978).

Mondet, 2013 G. Mondet, *Propriétés radiatives des plasmas de fusion. Emissivité et opacité dans des structures atomiques complexes*, thèse de l'Université Paris-Sud, 2013 (<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00946767>).

Mora, 1983 J.F. Mora, P. Mora and J. Virmont, Phys. Rev. Lett. **51**, 1664 (1983)

More, 1982 R. M. More, J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer **27**, 345 (1982)

More, 1988 R. M. More, K. H. Warren, D. A. Young, G. B. Zimmerman, Phys. Fluids **31**, 3059 (1988).

Nicolai, 2000 P. Nicolai, M. Vandenboomgaerde, B. Canaud, and F. Chaigneau, Phys Plasma **7**, 4250 (2000).

[Nagels-Silvert, 2004] V. Nagels-Silvert, *Validation expérimentale des codes de physique atomique des plasmas hors équilibre thermodynamique local*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2004

Pain, 2003 J.-C. Pain and T. Blenski, J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer **81**, 355 (2003).

[Pain, 2013] J.-C. Pain, F. Gilleron, Q. Porcherot, T. Blenski, Proceedings of the 40th EPS Conference on Plasma Physics, P4,403 (2013)

Peyrusse, 1993 O. Peyrusse, in *La Fusion Thermonucléaire Inertielle Par Laser*, edited by R. Dautray and J.-P. Watteau (Eyrolles, Paris, 1993), pp. 1253–1302.

Peyrusse, 2000 O. Peyrusse, J. Phys. B **33**, 4303 (2000).

Peyrusse, 2001 O. Peyrusse, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **71**, 571 (2001).

Peyrusse, 2005 O. Peyrusse, C. Bauche-Arnoult, and J. Bauche, Phys. Plasmas **12**, 063302 (2005).

Porcherot, 2011 Q. Porcherot, J. C. Pain, F. Gilleron, and T. Blenski, High Energy Density Physics **7**, 234 (2011).

Ramis, 1988 R. Ramis, R. Schmalz, and J. Meyer-Ter-Vehn, Comp. Phys. Com. **49**, 475 (1988).

Rubiano, 2007 J. G. Rubiano, R. Florido, C. Bowen, R. Lee, and Yu. Ralchenko, High Energy Density Physics **3**, 225 (2007).

Salmon, 2013 S. Salmon, J. Montalbàn, T. Morel, A. Miglio, A.-A. Dupret, and A. Noels, Mon. Not. R. astr. Soc. **422**, 3460 (2012).

Schurtz, 1993 G. Schurtz in *La fusion thermonucléaire par laser*, Part 3, Vol. 2, R. Dautray & J. P. Watteau eds, Eyrolles (1993).

Schurtz, 2000 P.G. Schurtz, Ph.D. Nicolai, and M. Busquet, Phys. Plasmas **7**, 4238 (2000)

Spitzer, 1953 L. Spitzer and J.R. Härm, Phys. Rev. 89, 977 (1953)

Spitzer, 1962 L. Spitzer in *Physics of fully ionized gases*, Interscience NY ed. (1962)

Tanaka, 1989 K.A. Tanaka, H. Aritome, T. Kanabe, M. Nakatsuka, T. Yamanaka, and S. Nakai, SPIE **1140**, 502 (1989).

[Tanaka, 2005] Tanaka et al., RSI 76, 013507 (2005)

Turck-Chièze, 2013 S. Turck-Chièze, D. Gilles, M. Le Pennec, T. Blenski, F. Thais, S. Bastiani-Ceccotti, C. Blancard, M. Busquet, T. Caillaud, J. Colgan, P. Cossé, F. Delahaye, J.E. Ducreta, G. Faussurier, C.J. Fontes, F. Gilleron, J. Guzik, J.W. Harris, D.P. Kilcrease, G. Loisel, N.H. Magee, J.C. Pain, C. Reverdin, V. Silvert, B. Villette, and C.J. Zeippen, High Energy Density Physics **9**, 473 (2013).

Vinogradov, 1977 A. V. Vinogradov, I. I. Sobel'man, and E. A. Yukov, Sov. J. Quantum Electron. **7**, 32 (1977).

[Yaakobi, 1979] B. Yaakobi et al., Phys. Rev., A19, 1247 (1979)