



**HAL**  
open science

# Étude expérimentale du transport de l'énergie radiative dans les plasmas denses par spectroscopie d'absorption et d'émission

Maylis Dozières

► **To cite this version:**

Maylis Dozières. Étude expérimentale du transport de l'énergie radiative dans les plasmas denses par spectroscopie d'absorption et d'émission. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLS454 . tel-01527622

**HAL Id: tel-01527622**

**<https://theses.hal.science/tel-01527622>**

Submitted on 24 May 2017

**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.

NNT : 2016SACLS454

THÈSE DE DOCTORAT  
DE  
L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY  
PRÉPARÉE À  
L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD  
AU SEIN DU COMMISSARIAT À L'ÉNERGIE ATOMIQUE

ÉCOLE DOCTORALE N°572  
Ondes et matière

Spécialité de doctorat : Physique des plasmas

par

**Mme Maylis DOZIÈRES**

Étude expérimentale du transport de l'énergie radiative dans les  
plasmas denses par spectroscopie d'absorption et d'émission

Thèse présentée et soutenue à Saclay, le 25 novembre 2016 :

**Composition du jury :**

M. Rosmej Frank	Professeur à Sorbonne Universités, UPMC	Président du jury
M. Audebert Patrick	Directeur de recherche au CNRS	Examineur
M. Peyrusse Olivier	Professeur à l'Université d'Aix-Marseille	Rapporteur
M. Larour Jean	Chargé de recherche à Sorbonne Université, UPMC	Rapporteur
M. Blenski Thomas	Directeur de recherche au CEA Saclay	Directeur de thèse
M. Thais Frédéric	Ingénieur-chercheur au CEA Saclay	Encadrant de thèse

À toi, toujours.

# Remerciements

Tout d'abord je tiens à remercier le CEA Saclay et le laboratoire LIDYL pour m'avoir accueillie pendant ces trois années de thèse, ainsi que l'école doctorale EDOM au sein de l'Université Paris-Sud/Paris-Saclay qui m'a fait confiance et m'a attribué une bourse de thèse, me permettant de mener à bien mes travaux de recherche.

Mes sincères remerciements vont aussi, et en priorité, à mon directeur de thèse Frédéric Thais qui m'a encadré tout au long de la thèse et m'a montré au quotidien ce qu'était la recherche expérimentale dans une ambiance à la fois rigoureuse et amicale. Je conserve, notamment grâce à son investissement et sa bonne humeur, un très bon souvenir de ce travail et je repars avec une expérience riche en physique expérimentale.

Mes collègues les plus proches, Thomas Blenski et Michel Poirier, ont également contribué à la richesse de cette expérience. Ils ont travaillé avec moi pendant les trois années qui se sont écoulées et ont ponctué mon quotidien de connaissances et de réflexions sur le monde de la recherche.

Je tiens aussi à remercier Dominique Gilles qui, bien qu'ayant rejoint tardivement l'équipe MHDE du LIDYL, a toujours su me faire profiter de son expérience. Je garde aussi à l'esprit sa bienveillance au cours de nos discussions.

Je remercie également les membres du jury sans qui mon travail n'aurait pu être évalué. Tout d'abord merci aux rapporteurs Jean Larour et Olivier Peyrusse qui ont consciencieusement relu ma thèse et m'ont permis d'améliorer son contenu. Merci également à Patrick Audebert pour avoir accepté de faire partie de ce jury et avoir apporté un regard d'expert de la physique expérimentale sur ce travail.

Enfin je tiens à remercier tout particulièrement mon président de jury Frank Rosmej pour avoir accepté cette tâche mais aussi pour avoir été mon directeur de stage quelques années auparavant et m'avoir alors donné le goût de la recherche expérimentale et de la spectroscopie.

J'ajoute que ce travail de thèse n'aurait pas pu aboutir sans la collaboration de mes collègues théoriciens, Jean-Christophe Pain, Franck Gilleron, Maxime Comet et Virginie Silvert, que je remercie chaleureusement pour leur travail, leur temps, et leurs conseils, ainsi que pour leur constante bonne humeur. Ce fût un plaisir de travailler avec eux.

Au cours des différentes expériences, j'ai aussi pu profiter du savoir-faire et de l'aide de mes collègues expérimentateurs, notamment Charles Reverdin et Serena Bastiani-Ceccotti qui m'ont beaucoup appris et que je remercie pour leur bienveillance.

Je tiens aussi à adresser mes remerciements au laboratoire LULI avec lequel j'ai travaillé en étroite collaboration tout au long de ma thèse. Ainsi, je remercie toutes les équipes techniques sans aucune expérience n'aurait pu être réalisée, et je suis particulièrement reconnaissante envers Mathieu, Emilie, Fabien, Olivier, Yohann, Edouard, Julie et Johanna qui ont rendu le quotidien des manip plus facile et indéniablement plus joyeux. Il en va de même pour Jacqueline, Véronique, Caroline et Valérie grâce à qui toutes les démarches administratives ont été facilitées, merci pour leur gentillesse.

Les thésards du LULI et du LIDYL ont aussi été présents tout au long de cette aventure, merci à eux d'avoir partagé avec moi les bons et les moins bons moments.

Enfin j'en viens à tous ceux qui n'ont pas directement contribué au travail de thèse ou qui ne sont même pas directement reliés à la physique, ma famille, mes amis, mes colocataires et mes arrondissements... Je les remercie tout particulièrement pour leur soutien et surtout pour avoir fait en sorte que ma vie, hors du labo, continue et reste fantastique pendant ces trois années de travail intense.

# Résumé

Ce travail de thèse est une étude expérimentale, basée sur la spectroscopie d'émission et d'absorption de plasmas chauds et denses créés par une impulsion laser nanoseconde. La physique atomique au sein de ce type de plasmas représente un sujet complexe et de grand intérêt, notamment dans les domaines de l'astrophysique ou de la fusion par confinement inertiel. Que ce soit pour prédire l'évolution de certaines étoiles ou bien le bilan d'énergie au sein d'une capsule de DT en fusion, il est primordial de bien connaître et d'être à même de prédire le comportement de ce type de plasmas pour un matériau donné. Du point de vue de la physique atomique, cela revient à déterminer des paramètres tels que l'ionisation moyenne ou l'opacité en fonction de la température électronique et de la densité de matière du milieu. Les codes de physique atomique ont alors besoin de données expérimentales pour se développer et être validés afin qu'ils soient prédictifs sur une large gamme de plasmas.

Dans ce travail nous nous concentrons sur des plasmas dont la température électronique varie de 10 eV à plus d'une centaine d'électron-volts pour des densités de matière allant de  $10^{-5}$  à  $10^{-2}$  g/cm<sup>3</sup>. Dans ce manuscrit on distingue deux types de données spectroscopiques qui sont toutes les deux utiles et nécessaires au développement des codes de physique atomique car elles sont caractéristiques de l'état du plasma étudié :

- des spectres d'absorption obtenus avec des plasmas proche de l'équilibre thermodynamique local de Cu, de Ni et d'Al ;
- des spectres d'émission obtenus avec des plasmas hors équilibre thermodynamique local de C, d'Al et de Cu.

Ce travail met en lumière différentes techniques expérimentales ainsi que diverses comparaisons avec des codes de physique atomique (SCO-RCG et OPAMCDF) et d'hydrodynamique (FCI2 et MULTI).

**Plus précisément**, les expériences dédiées à l'absorption ont permis de démontrer l'efficacité d'un nouveau schéma de chauffage indirect ainsi que la possibilité d'utiliser l'aluminium comme "thermomètre" du plasma tout en apportant des mesures de la transmission spectrale simultanée en X et XUV. Les spectres X obtenus à travers l'analyse des structures des transitions 2p-3d et 2p-4d, ont fourni des éléments de comparaison avec les codes de physique atomique, laissant penser que l'ionisation moyenne du plasma resterait quasi-constante au cours de la mesure. Mais certains désaccords significatifs avec les codes hydrodynamiques ont aussi été observés, illustrant la nécessité de continuer d'acquérir des données expérimentales.

Les mesures dites *en émission* ont permis, quant à elles, de collecter un grand nombre de spectres de qualité en XUV pouvant servir de références pour aider au développement des codes de physique atomique hors équilibre thermodynamique local. Un travail d'analyse reste aujourd'hui à faire, n'ayant été qu'amorcé au cours de cette thèse. Enfin une dernière expérience en émission a montré les premières étapes de la possible détection d'ions creux au sein de plasmas créés par laser de puissance petawatt qui constitueraient un diagnostic de choix pour ces plasmas hors équilibre, en soi particulièrement difficiles à caractériser.

# Abstract

This PhD work is an experimental study, based on emission and absorption spectroscopy of hot and dense nanosecond laser-produced plasmas.

Atomic physics in such plasmas is a complex subject and of great interest especially in the fields of astrophysics or inertial confinement fusion. Whether to predict the evolution of some stars or the energy balance in a DT capsule for fusion reaction, it is essential to know and be able to predict the behavior of such plasmas for a given material. On the atomic physics point of view, this means determining parameters such as the average ionization or opacity in plasmas at given electronic temperature and density.

Atomic physics codes then need of experimental data to improve themselves and be validated so that they can be predictive for a wide range of plasmas.

With this work we focus on plasmas whose electronic temperature varies from 10 eV to more than a hundred and whose density range goes from  $10^{-5}$  to  $10^{-2}$  g/cm<sup>3</sup>.

In this thesis, there are two types of spectroscopic data presented which are both useful and necessary to the development of atomic physics codes because they are both characteristic of the state of the studied plasma :

- some absorption spectra from Cu, Ni and Al plasmas close to local thermodynamic equilibrium ;
- some emission spectra from non local thermodynamic equilibrium plasmas of C, Al and Cu.

This work highlights the different experimental techniques and various comparisons with atomic physics codes (SCO-RCG and OPAMCDF) and hydrodynamics codes (FCI2 and MULTI).

**To be more precise**, the experiments dedicated to the absorption measurements have demonstrated the effectiveness of a new indirect heating target design and the possibility of using Al as a "thermometer" of the plasma while simultaneously X-ray and XUV measurements of the spectral transmission have been detected. Moreover, with the analysis of 2p-3d and 2p-4d transition structures, X-ray spectra provided comparisons with atomic physics codes suggesting that the average ionization of plasma could remain almost constant over measurement time. But some significant disagreements with the hydrodynamic codes have also been observed, illustrating the need to continue to acquire such experimental data.

On the other hand, the emission measurements have provided many good XUV spectra which can serve as references for the development of non local thermodynamic equilibrium atomic physics codes. Analytical work remains to be done because this work has only been started. At last, another emission measurement experiment showed the early steps of hollow ions detection, in plasmas created by PetaWatt laser. That would constitute a great diagnosis for this type of non-equilibrium plasmas which are particularly difficult to characterize.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>10</b>
Généralités . . . . .	10
Histoire de la physique des plasmas . . . . .	10
Histoire de la physique du transfert radiatif . . . . .	11
Motivations détaillées . . . . .	14
Objectifs et plan de la thèse . . . . .	18
<b>I Fondements physiques des plasmas chauds et denses créés par laser</b>	<b>21</b>
<b>1 Les atomes dans un plasma</b>	<b>22</b>
1.1 Quelques notions sur les plasmas . . . . .	22
1.2 Les plasmas à l'équilibre thermodynamique . . . . .	27
1.2.1 L'équilibre thermodynamique complet (ETC) . . . . .	27
1.2.2 L'équilibre thermodynamique local (ETL) . . . . .	30
1.2.3 Les plasmas hors équilibre thermodynamique local (HETL) . . . . .	30
<b>2 Interaction laser-matière</b>	<b>32</b>
2.1 Les plasmas créés par laser . . . . .	32
2.1.1 Le transfert radiatif et l'opacité . . . . .	34
2.1.2 Les opacités moyennes de Planck et de Rosseland . . . . .	36
<b>3 Processus atomiques dans les plasmas chauds</b>	<b>39</b>
3.1 Les processus collisionnels . . . . .	40
3.1.1 Excitation et désexcitation collisionnelles . . . . .	40
3.1.2 Ionisation et recombinaison collisionnelles . . . . .	42
3.1.3 Autoionisation et capture diélectronique . . . . .	43
3.2 Les processus radiatifs . . . . .	45
3.2.1 Photoionisation et recombinaison radiative . . . . .	45
3.2.2 Émission spontanée et absorption . . . . .	46
3.3 Les propriétés radiatives des plasmas chauds . . . . .	47
3.3.1 Les processus "libre-libre" . . . . .	48
3.3.2 Les processus "lié-libre" . . . . .	49
3.3.3 Les processus d'élargissement de raies . . . . .	50
<b>II Spectroscopie d'absorption X et XUV dans des plasmas à l'équilibre thermodynamique local</b>	<b>53</b>
<b>4 Introduction aux expériences d'absorption</b>	<b>54</b>
4.1 Contexte et objectif général des mesures . . . . .	54
4.2 L'installation laser LULI2000 . . . . .	55



<b>5</b>	<b>Absorption X du Cu, du Ni et de l'Al et validation d'un nouveau type de chauffage indirect</b>	<b>58</b>
5.1	Montage expérimental . . . . .	58
5.1.1	Les cibles . . . . .	59
5.1.2	Les détecteurs : les "Image Plates" (IP) . . . . .	61
5.1.3	Les diagnostics . . . . .	62
5.2	Discussion sur le montage expérimental . . . . .	67
5.2.1	Les paramètres expérimentaux . . . . .	67
5.2.2	Les deux types de cibles . . . . .	68
5.3	Résultats . . . . .	72
5.3.1	Les calculs hydrodynamiques . . . . .	72
5.3.2	Le traitement des données et les spectres de transmission . . . . .	74
5.3.3	Les calculs théoriques du code SCO-RCG . . . . .	81
5.3.4	Les calculs théoriques du code OPAMCDF . . . . .	83
5.3.5	Analyse des résultats . . . . .	84
5.4	Conclusion de cette expérience . . . . .	87
<b>6</b>	<b>Absorption X et XUV du Cu et du Ni</b>	<b>89</b>
6.1	Montage expérimental . . . . .	89
6.1.1	Les diagnostics . . . . .	89
6.1.2	Les cibles . . . . .	94
6.2	Résultats préliminaires . . . . .	95
6.2.1	Les calculs hydrodynamiques du code FCI2 . . . . .	95
6.2.2	Les résultats de spectroscopie X et les calculs du code SCO-RCG . . . . .	99
6.2.3	Les résultats de spectroscopie XUV et les calculs du code SCO-RCG . . . . .	107
6.3	Conclusion de cette expérience . . . . .	111
6.4	Conclusion générale des deux expériences d'absorption . . . . .	112
 <b>III Spectroscopie d'émission X et XUV dans des plasmas hors équilibre thermodynamique local</b>		<b>114</b>
<b>7</b>	<b>Émission XUV de plasmas de C et d'Al</b>	<b>115</b>
7.1	L'installation laser ELFIE . . . . .	116
7.2	Le montage expérimental . . . . .	118
7.2.1	Les diagnostics . . . . .	119
7.2.2	Les cibles . . . . .	122
7.3	Les résultats expérimentaux . . . . .	123
7.3.1	Les résultats hydrodynamiques . . . . .	123
7.3.2	Les résultats spectroscopiques . . . . .	126
7.3.3	Première comparaison avec les calculs du code SCO-RCG . . . . .	139
7.3.4	Conclusion de cette expérience . . . . .	140
<b>8</b>	<b>Émission X d'ions creux au sein d'un plasma de Cu créé par laser</b>	<b>142</b>
8.1	Introduction à la théorie des ions creux . . . . .	143
8.2	Les études expérimentales de plasmas de Cu . . . . .	144
8.2.1	L'installation laser PALS (Prague Asterix Laser System) . . . . .	144
8.2.2	Montages expérimentaux et résultats . . . . .	145
8.2.3	Traitement des données et résultats . . . . .	148
8.3	Conclusion de ces expériences . . . . .	150

<b>IV Bilan et perspectives</b>	<b>151</b>
Liste des contributions scientifiques	157
A Calculs "View Factor"	158
B La correction $dE/dX$	161
C Le code hybride de physique atomique SCO-RCG	162
D Le code de physique atomique OPAMCDF	165
E Le code 1D MULTI	167
F Le code 2D FCI2	168

# Introduction

## Généralités

### Histoire de la physique des plasmas

La matière qui nous entoure est connue sous trois formes distinctes : solide, liquide et gaz. Cependant l'état gazeux peut se révéler sous une forme de matière différente, non pas composée seulement d'atomes et de molécules neutres, mais aussi de charges électriques libres : les ions et les électrons. Cet état de gaz plus ou moins totalement ionisé est appelé "plasma".

C'est le physicien britannique William Crookes qui fut le premier à identifier les plasmas en 1857 à travers ses études des tubes à vide, mais c'est à l'américain Irving Langmuir, en 1927, que l'on doit le mot de "plasma" pour désigner ce type de matière. En effet, en étudiant les gaz ionisés Irving Langmuir constata que le transport des ions et des électrons au sein de ce gaz était analogue à celui des globules rouges et blancs dans le plasma sanguin. Il fut alors le premier à employer ce terme dans le cadre de la physique.

Les plasmas sont d'autant plus intéressants qu'ils représentent la matière la plus répandue à l'échelle de l'Univers. Ils constituent plus de 99% de la matière connue et représentent aujourd'hui de nombreuses sources d'applications et d'études dans divers domaines. Sur Terre on peut notamment citer comme exemples de plasmas, les lampes fluorescentes, les écrans plasmas, la foudre ou encore les aurores boréales. Mais les plasmas constituent aussi l'intérieur et l'enveloppe des étoiles, les atmosphères planétaires ou encore les gaz interstellaires ce qui fait de la physique des plasmas un domaine d'intérêt crucial aussi pour l'astrophysique. Comme l'illustre la fig. 1, on retrouve les plasmas dans de larges domaines de températures et de densités différentes, et leur compréhension est toujours aujourd'hui nécessaire.

L'étude des plasmas s'est surtout développée depuis les années 1950, et grâce à de nouvelles techniques, leurs paramètres fondamentaux telles que la densité, la température ou la fréquence de collisions ont pu être déterminés avec précision. La physique des plasmas s'est également développée à la suite des premières découvertes sur les gaz ionisés de l'ionosphère, et donc à partir des recherches sur les radiocommunications. Dès 1901, G. Marconi avait observé la réflexion des ondes sur l'ionosphère. L'idée que notre atmosphère est ionisée à partir d'une certaine altitude a été émise par Appleton en 1925, ce qui a constitué le début de l'étude des plasmas naturels qui s'est étendue par la suite à celle des plasmas astrophysiques. Les expériences créant des plasmas de laboratoire se sont aussi développées notamment avec les recherches sur la fusion nucléaire contrôlée à partir de 1955. Plus récemment des travaux ont été entrepris pour étudier les interactions entre plasmas et matière solide afin d'aboutir à des traitements de surfaces en mécanique ou en micro-électronique.

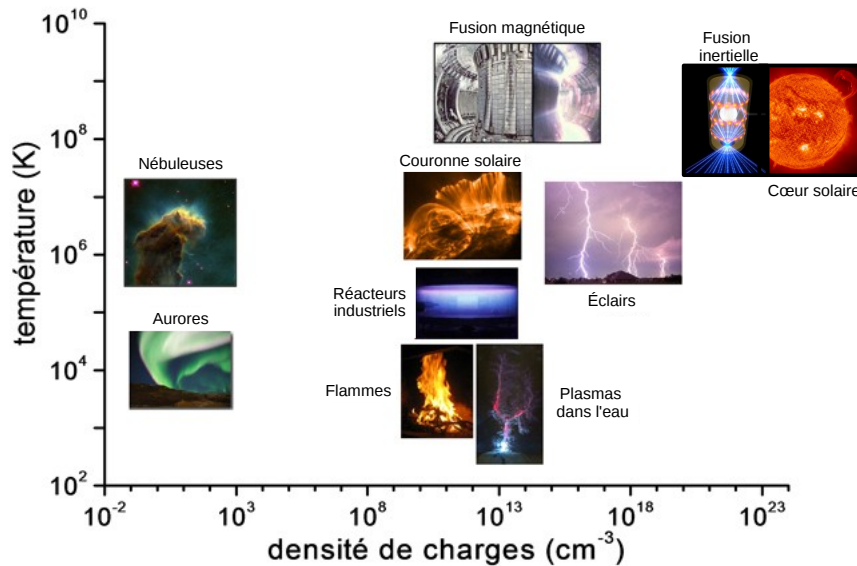


FIGURE 1 – Diagramme de température et de densité pour lesquelles on trouve différents plasmas.

En conclusion, la physique des plasmas est un domaine très actif que ce soit au niveau de l'astrophysique, de la fusion contrôlée ou des applications industrielles, et le besoin de mesures précises reste justifié, par exemple pour le transport du rayonnement.

## Histoire de la physique du transfert radiatif

Les plasmas émettent un rayonnement qui peut se situer dans une vaste gamme du spectre électromagnétique, du rayonnement radioélectrique aux rayons X durs. La répartition spectrale du rayonnement du plasma va dépendre du numéro atomique  $Z$  de l'élément considéré, de la densité, de la température et du degré d'ionisation de la matière. Par conséquent, l'émission radiative d'un plasma constitue un excellent témoin des divers processus qui s'y produisent. Les plasmas créés en laboratoire sont plus ou moins transparents à leur propre rayonnement et ils émettent un spectre de raies dû aux transitions électroniques entre les niveaux des ions, auquel se superpose un rayonnement continu généré par l'interaction entre les ions et les électrons libres.

L'étude théorique et expérimentale de l'émission et de l'absorption d'un plasma est un sujet complexe qui peut apporter de nombreuses informations pour la compréhension de cette matière. La connaissance des coefficients d'émission et d'absorption obtenus par le biais de la physique atomique (niveaux d'énergies, forces d'oscillateurs) est utile à divers domaines de la physique des plasmas :

- en physique statistique pour déterminer les grandeurs macroscopiques du milieu, ses paramètres hydrodynamiques tels que la densité, la température, la pression ou les équations d'état ;
- pour les équations de l'hydrodynamique radiative afin de déterminer l'évolution et l'expansion du plasma ;
- à travers l'équation du transfert radiatif qui témoigne de l'interaction d'un champ de rayonnement se propageant dans un plasma.

Toutes ces études sont régies par des calculs théoriques différents et complexes pour lesquels la confrontation avec des données expérimentales est indispensable à leur développement.

Avec l'apparition des lasers de forte puissance, une nouvelle voie expérimentale s'est ouverte à travers la production de plasmas en laboratoire recréant les propriétés extrêmes de densité et de température que l'on peut retrouver au cœur du Soleil, dans les enveloppes stellaires ou bien au cœur d'une réaction de fusion nucléaire. L'étude du rayonnement de ces plasmas de laboratoire bien maîtrisés, ouvre alors une fenêtre sur cette matière qui permet de mieux comprendre les mécanismes en jeu, la physique atomique en place, et notamment le transfert radiatif.

Le rayonnement au sein d'un plasma subit des variations quantitatives et qualitatives au cours de sa propagation, ce qui se traduit pour l'intensité radiative, par une équation aux dérivées partielles par rapport au temps, à la position, à l'énergie du photon  $h\nu$  et à la direction de propagation. C'est l'équation du transfert radiatif.

La résolution générale de cette équation est complexe aussi bien théoriquement que numériquement en raison des nombreuses variables qui interviennent : trois variables de position, deux variables pour la direction de propagation, une variable de temps et une variable de fréquence (ou d'énergie). Aujourd'hui cette propagation du rayonnement est relativement maîtrisée mais sa complexité implique toujours la nécessité de données expérimentales pour confirmer la théorie dans diverses conditions hydrodynamiques. Notons que ce travail de comparaison est d'autant plus long qu'il demande un certain nombre d'itérations entre calculs théoriques et observations expérimentales.

### *Les opacités spectrales*

La problématique de comprendre le transport de l'énergie radiative dans les plasmas est apparue vers les années 1910 à travers la volonté d'expliquer comment l'énergie produite au cœur des étoiles est transportée vers la surface. En 1926, Eddington [40] publie une étude sur la question du transfert radiatif dans les étoiles en se basant sur les calculs des sections efficaces d'absorption effectués par Kramers (1923) et sur la théorie de Rosseland (1924) du transport de l'énergie. Les premières confrontations entre les calculs d'opacité (qui sont directement déduits des coefficients d'absorption) et la mesure, se font avec des données obtenues pour le Soleil. D'importants désaccords sont mis en évidence, illustrant la connaissance insuffisante à la fois des phénomènes atomiques, de la composition chimique et des mécanismes de production d'énergie au sein du Soleil. La théorie s'améliore au fur et à mesure des années, mais en 1945, avec une partie de la classification des recherches sur l'opacité, les publications sur le sujet se font plus rares. C'est à partir des années 1960, avec Moszkowski (1962) [80] et Cox (1962) [35] au Los Alamos Laboratory, que des calculs d'opacité plus fiables sont présentés publiquement et permettent d'améliorer les modèles d'évolution stellaire. Cependant des questions demeurent, notamment concernant les pulsations des étoiles  $\beta$ -Cephei que les modèles de Los Alamos ne permettent pas d'expliquer. Il faudra attendre 1982, avec Simon, pour comprendre que le problème vient d'une sous-estimation significative de l'opacité des éléments "lourds" (numéro atomique  $Z > 2$  en astrophysique!). Des programmes pour développer et approfondir les calculs d'opacités sont mis en place et la théorie continue d'évoluer notamment avec les publications de Iglesias et Rogers en 1987 [54], 1992 [98] et 1996 [55], qui montrent que la prise en compte des transitions  $\Delta n = 0$  est primordiale et augmente considérablement l'opacité du fer, élément de première importance pour les modèles stellaires. Les travaux de Seaton et al. en 1994 [113] et 2005 [112] arrivent à des conclusions similaires. Ces deux dernières décennies un effort très important de la communauté internationale

pour faire évoluer les codes, combiné à l'utilisation d'ordinateur de grande puissance, a permis la réalisation de calculs d'opacité spectrale très fiables incluant un très grand nombre de niveaux atomiques. Ainsi les bases de données d'éléments légers (de H à Zn) ont notamment pu être renouvelées récemment au Los Alamos National Laboratory (LANL)<sup>1</sup>. En parallèle, des efforts pour obtenir des données expérimentales sont fournis et entretenus par le développement d'installations lasers de haute puissance et de grande énergie répondant à l'essor de la recherche sur la fusion contrôlée par confinement inertiel. En effet cette recherche a impliqué l'utilisation de laser aussi bien pour des expériences de réactions de fusion que pour des expériences ciblées sur les questions qui en découlent. Les premières mesures de transmission spectrale ont été effectuées en 1988 par une équipe britannique [37] sur les transitions  $K_\alpha$  de l'aluminium dans des plasmas avec une température électronique autour de 40 eV et une densité de  $0,013 \text{ g.cm}^{-3}$ . En 1991, Perry et al. [85] font aussi des mesures sur un plasma d'Al mais pour une température de 58 eV et une densité de  $0,02 \text{ g.cm}^{-3}$ . Ces expériences sont réalisées avec une méthode de chauffage indirect, en utilisant un rayonnement quasi-planckien pour chauffer l'échantillon à étudier, et non un laser irradiant directement la cible. Cette méthodologie expérimentale a dès lors été considérée comme une méthode fiable de mesure et est toujours utilisée aujourd'hui. Ensuite, les premières expériences sur le fer ont été effectuées par Da Silva et al. [36] à des températures de 25 eV environ et une densité de  $0,008 \text{ g.cm}^{-3}$ , sur une gamme spectrale dans l'XUV de 60 à 80 eV où se situent les transitions de la couche M. Différentes expériences dans diverses installations ont été faites dans les années suivantes sur plusieurs éléments pour des températures et des gammes spectrales variées. La majeure partie de ces expériences concernent des éléments de Z "moyen" tels que le Ge [84, 4], le Fe [116, 28] ou le Ni [27] et des éléments de Z "léger" comme l'Al [4, 118, 121], le Mg [93] ou le Be, le B et le C [42]. Peu de travaux sur des éléments lourds sont accessibles mais on peut noter cependant les mesures de Winhart et al. en 1996 [120] sur l'Ho, Merdji et al. en 1998 sur le Sm [74] ou Eidmann et al. en 1998 sur l'Au [41]. Aujourd'hui ce type d'expériences n'est pas réalisé de manière courante, seulement par quelques équipes dans le monde, mais continue d'être nécessaire. On peut citer notamment les mesures d'absorption spectrale effectuées sur une installation Z-Pinch à la Sandia ([www.sandia.gov](http://www.sandia.gov)) dans le domaine des X pour des conditions hydrodynamiques similaires à celles de l'intérieur du Soleil (2015) [5] ou les mesures d'absorption X de plusieurs plasmas de Z moyens obtenues sur l'installation laser LULI2000 pour des températures comprises entre 15 et 25 eV et des densités entre 2 et  $10 \text{ mg.cm}^{-3}$  (2009)[67].

### *L'émission spectrale*

Un autre aspect important de l'étude du transfert radiatif est le traitement de l'émission spectrale. En effet les coefficients d'émission sont tout aussi essentiels à la prédiction du transfert radiatif et la spectroscopie d'émission constitue l'une des premières techniques expérimentales à avoir fourni de nombreuses informations fiables sur la physique atomique. Il est toujours aujourd'hui difficile de modéliser des plasmas chauds et denses hors équilibre thermodynamique en raison de la diversité et de la complexité des processus en jeu dans ce type de plasmas. Par conséquent, les données spectroscopiques sont toujours d'un grand intérêt que ce soit concernant l'émission des couches L ou M des atomes ou celle de la couche K qui témoigne notamment d'interactions mettant en jeu des électrons très énergétiques dont l'influence est multiple et particulièrement difficile à modéliser.

---

1. <http://aphysics2.lanl.gov/opacity/lanl>

# Motivations détaillées

## L'astrophysique

Dans le domaine de l'astrophysique, les codes d'évolution stellaires sont très sensibles aux moyennes de Rosseland des opacités spectrales des éléments du groupe du fer (Fe, Ni, Cr, Cu) dans le domaine XUV. En effet, les étoiles sont des sphères gazeuses en équilibre composées essentiellement d'H et d'He mais aussi d'éléments plus "lourds" qui, bien qu'en faible quantité (par exemple 0.16 % de la masse totale est du Fe), peuvent parfois contribuer de façon significative à l'opacité totale du fait qu'ils sont partiellement ionisés : 20 % provient du Fe dans la zone radiative. Autour de 20 eV, les contributions de la bande M de ces éléments "lourds", au sens astrophysique, génèrent un pic de l'opacité à la base des excitations dans les enveloppes radiatives des étoiles pulsantes massives de type B, comme les  $\beta$ -Céphi.

Durant cette dernière décennie, une réflexion sur les données d'opacités a été soulevée par les astrophysiciens en raison des difficultés à prédire les modes d'oscillations de ces étoiles pulsantes. En effet, bien que les codes de physique atomique produisant des opacités spectrales aient beaucoup évolué ces dernières décennies, seules deux tables d'opacité étaient disponibles pour les astrophysiciens (OPAL et OP) qui couvraient le domaine de conditions de températures et de densités d'intérêt pour l'évolution stellaire. Ces deux tabulations, déjà anciennes, montraient alors des différences significatives non expliquées à l'époque.

Dans notre contexte, la contribution majeure à l'opacité et à sa moyenne de Rosseland étant due aux transitions de la couche M, les différences entre les résultats théoriques sont le plus souvent dues à la prise en compte plus ou moins partielle des milliards de configurations et au traitement de l'interaction de ces configurations (IC). Ces points étant très difficiles à traiter, les données expérimentales (peu nombreuses jusqu'ici) sont d'une importance majeure pour toute la communauté travaillant sur le sujet.

C'est pourquoi des expériences dédiées avaient déjà été réalisées notamment sur l'installation laser LULI2000 pour produire des données expérimentales que l'on puisse comparer aux données théoriques dans une gamme spectrale significative pour le calcul des moyennes de Rosseland. Il faut noter que les densités que l'on arrive à atteindre en laboratoire sont toujours bien plus fortes ( $\rho \approx 10^{-3}$  g.cm<sup>-3</sup>) que celles caractéristiques des enveloppes stellaires ( $\rho \approx 10^{-6}$ - $10^{-4}$  g.cm<sup>-3</sup>). Cependant, ces expériences restent significatives car elles reproduisent des plasmas dont l'ionisation moyenne est caractéristique de ces intérieurs stellaires comme l'illustre la fig. 2. Les opacités spectrales obtenues expérimentalement peuvent donc être comparées à celles des données théoriques utilisées par les astrophysiciens ou bien à celles obtenues à l'aide des codes d'opacités de la communauté internationale, incluant leurs évolutions récentes. Ce travail a permis, entre autre, de montrer les faiblesses des données de la tables OP.

Encore aujourd'hui les tables d'opacité demandent à être améliorées.

## La fusion par confinement inertiel (FCI)

À très haute température, les plasmas de noyaux légers peuvent être le siège de réactions de fusion nucléaire avec production exothermique de noyaux plus lourds et donc d'énergie. La nécessité d'atteindre des températures très élevées (plus que la dizaine de millions de kelvin) tient au fait que les noyaux doivent vaincre les forces de répulsion

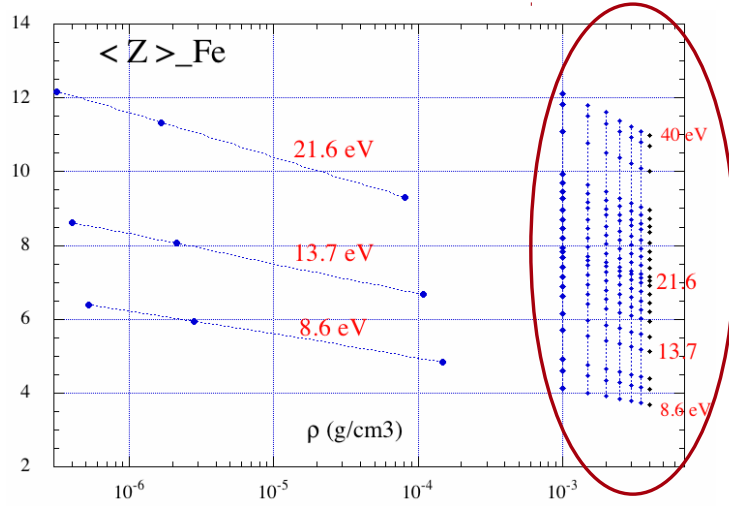
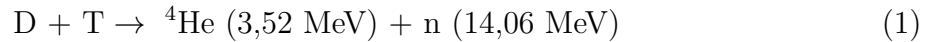


FIGURE 2 – Diagramme de comparaison des conditions de températures électroniques et de densités de matière obtenues en laboratoire sur l’installation laser LULI2000 (entourées en rouge) avec celles des enveloppes stellaires (autres points à gauche).

électrostatique avant que les forces nucléaires de l’interaction forte ne puissent entrer en jeu pour que les noyaux puissent fusionner. L’énergie thermique doit donc être plus importante que la barrière coulombienne. C’est la réaction de fusion qui constitue la source d’énergie des étoiles et l’objectif est d’arriver à reproduire ce processus sur Terre. Les recherches sur la fusion nucléaire contrôlée ont débuté après la seconde guerre mondiale avec l’idée d’utiliser les plasmas dans des conditions extrêmes d’agitation thermique pour forcer la réaction, qui ne se produit dans les étoiles que grâce à l’énergie de la force gravitationnelle que nous ne pouvons utiliser sur Terre. L’un des processus privilégié pour la réaction, est celui de la fusion d’un noyau de deutérium avec un noyau de tritium en raison de la forte section efficace de cette réaction et de son rendement. La réaction est la suivante :



où  $n$  désigne un neutron. Cette réaction libère donc 17,58 MeV par paire de D-T. Notons que d’autres réactions de fusion existent, avec  $p$  qui désigne un proton :

- $D + D \rightarrow {}^3\text{He} (0,82 \text{ MeV}) + n (2,45 \text{ MeV})$
- $D + D \rightarrow T (1,01 \text{ MeV}) + p (3,03 \text{ MeV})$
- $D + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} (3,67 \text{ MeV}) + p (14,7 \text{ MeV})$

Ces trois réactions possèdent toutes une section efficace moins importante que la réaction  $D + T$ , ce qui explique notamment que la réaction  $D + {}^3\text{He}$  ne soit pas privilégiée malgré la très forte énergie dégagée par cette dernière.

L’avantage de la fusion est qu’elle libère beaucoup d’énergie par réaction est surtout qu’elle ne crée pas directement de déchets radioactifs comme peut le faire la fission nucléaire. Cependant en générant des neutrons aussi énergétiques, comme c’est le cas avec la réaction  $D+T$ , le problème de l’activation des matériaux n’a pas disparu.

Par ailleurs, cette réaction de fusion a aussi l’avantage de faire appel à des combustibles qui se trouvent en quantité quasi illimitée sur Terre. En effet, le deutérium peut être extrait de l’eau des océans à raison de  $33 \text{ g.m}^{-3}$ . Le tritium, quant à lui, ne se trouve pas directement en grande quantité mais peut être produit à partir du lithium qui se trouve en abondance dans la croûte terrestre. De plus le tritium s’obtenant en envoyant



un neutron sur le lithium, il est possible d'utiliser les neutrons créés par la réaction (1) pour en produire. Notons aussi que le tritium n'est pas un isotope stable et que sa durée de vie est de seulement 12,3 ans.

La possibilité d'utiliser cette réaction pour produire de l'énergie se définit à travers le critère de Lawson qui tient compte des pertes et du gain de la réaction afin de définir les conditions dans lesquelles elle devient rentable pour une température donnée. Notons qu'il faut une température supérieure à 100 millions de degrés pour que la section efficace de la réaction soit suffisamment grande pour avoir une bonne probabilité de la déclencher. Le critère de Lawson peut s'exprimer au niveau macroscopique, sans tenir compte de toutes les pertes avant interaction avec la cible, comme :

$$n\tau T > 10^{21} \text{ m}^{-3} \cdot \text{keV} \cdot \text{s} \quad (2)$$

avec  $n$  la densité de matière,  $T$  la température et  $\tau$  le temps de confinement du plasma qui représente le temps caractéristique des pertes d'énergie. Au vu de ce critère, sachant que la température doit, quoi qu'il en soit, dépasser un certain seuil, deux options s'imposent :

- soit comprimer fortement le plasma pour obtenir une forte densité pendant un temps de confinement qui peut être assez court (l'échelle de la nanoseconde) : c'est la voie de la fusion par confinement inertiel ;
- soit confiner le plus longtemps possible (l'échelle de la minute) le plasma à une densité qui peut alors être plus faible : c'est la voie de la fusion par confinement magnétique.

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit concernant les plasmas denses créés par laser, regardons plus en détail le principe de la fusion par confinement inertiel. Deux schémas privilégiés ont été sélectionnés pour déclencher la réaction de fusion : l'attaque directe et l'attaque indirecte.

**L'attaque directe** consiste à irradier une capsule (ou microballon) de D-T avec des faisceaux laser arrivant de manière la plus symétrique possible tout autour de la capsule. L'objectif étant de l'irradier de la manière la plus homogène possible afin de la chauffer et de la comprimer en limitant au maximum les instabilités. Comme l'illustre la fig. 3, au

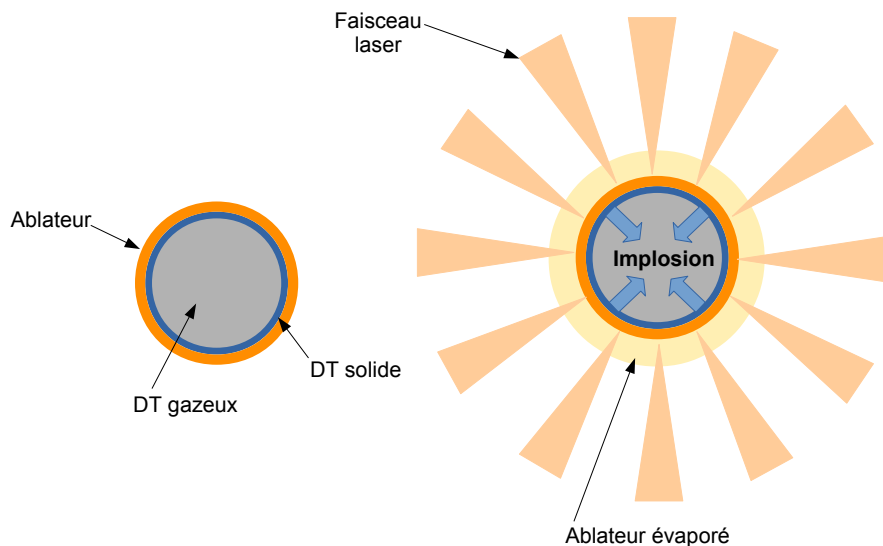


FIGURE 3 – Schéma de principe de l'attaque directe utilisant un microballon de D-T.

moment où les faisceaux interagissent avec la matière, la partie extérieure de la capsule est ablatée et le plasma ainsi créé, en se détendant vers l'extérieur, produit par effet fusée une compression et un chauffage du cœur de la cible, partie dense qui n'est pas exposée directement au laser. Ce cœur peut alors être comprimé jusqu'à des densités pouvant atteindre plus de 100 fois la densité de la cible initiale. La température augmente sous l'effet de la pression, le cœur s'enflamme et brûle en conservant idéalement sa cohésion par inertie et finit par exploser sous l'effet de l'énergie thermonucléaire dégagée par la fusion. Ce schéma impose une très grande homogénéité des faisceaux laser afin de conserver la géométrie sphérique de la cible tout au long de la compression, ainsi qu'une fine chronométrie de l'énergie déposée.

**L'attaque indirecte** se fait en revanche sans interaction directe entre le microballon et les faisceaux laser. Le principe est d'utiliser une cavité construite dans un matériau de Z élevé (généralement en or), pour générer un rayonnement X quasi-planckien utilisé pour chauffer le microballon de D-T situé dans la cavité comme on peut le voir sur la fig. 4. Le principe de ce schéma est de focaliser plusieurs faisceaux laser sur les parois internes

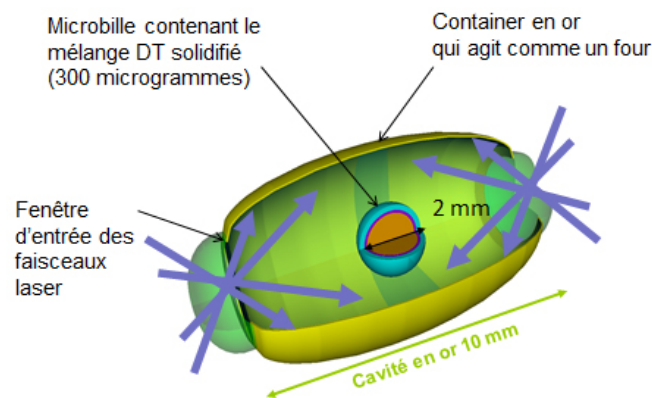


FIGURE 4 – Schéma de principe de l'attaque indirecte avec une cavité en or et un microballon de de D-T ([www-lmj.cea.fr](http://www-lmj.cea.fr)).

de la cavité en or pour générer un rayonnement X qui va être absorbé par l'ablateur de la capsule de D-T et induire une pression sur le D-T qui va engendrer son implosion. L'avantage de l'attaque indirecte est que la cible est chauffée de manière plus homogène par le rayonnement X. Dans ce schéma il va donc être primordial d'optimiser la géométrie de la cavité et du microballon de D-T contrairement à l'attaque directe où le point le plus critique est l'homogénéité des faisceaux.

La réussite de ce type de schéma est étroitement liée à notre connaissance et notre maîtrise du transport de l'énergie radiative. D'abord au niveau des parois de la cavité pour estimer la conversion X et ensuite au niveau de la capsule de D-T pour déterminer la façon dont l'énergie radiative va être déposée puis va accompagner l'implosion du cœur de la cible.

# Objectifs et plan de la thèse

L'objectif de cette thèse est l'étude du transport radiatif dans les plasmas chauds et denses créés par laser à travers une étude expérimentale menée à l'aide de la spectroscopie. Plus précisément, le but est de collecter des données spectroscopiques de bonne qualité, dans différents domaines d'énergie, afin de confronter les codes aux expériences et ainsi d'aider au développement des théories de physique atomique, et réciproquement.

Historiquement, la spectroscopie est un terme qui désigne le fait de décomposer la lumière en fonction de la longueur d'onde, avec un prisme par exemple. Cette décomposition se fait à la fois sur la lumière émise -spectroscopie d'émission- et sur la lumière absorbée -spectroscopie d'absorption- par l'objet étudié. Un exemple de ce type de spectres est donné par la fig. 5.

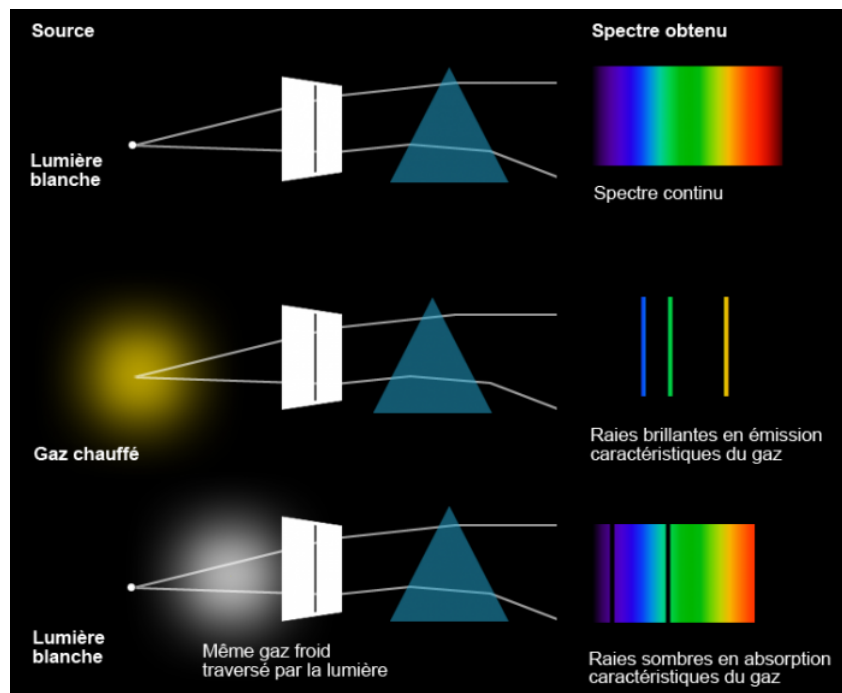


FIGURE 5 – Trois types de spectres : en haut, un spectre continu ; au milieu, un spectre de raies d'émission ; en bas, un spectre d'absorption (<http://media4.obspm.fr>).

On peut analyser par spectroscopie tout le rayonnement électromagnétique allant des rayons gamma aux ondes radioélectriques. L'instrument de mesure utilisé pour détecter ce type de spectre est appelé un "spectromètre". Notons que dans ce manuscrit les mesures spectroscopiques ne concernent cependant que les rayonnements X. De nombreux schémas optiques différents peuvent être utilisés pour concevoir un spectromètre (prisme, cristaux, réseau, etc) et la spectroscopie constitue une technique de mesure utile dans de nombreux domaines de physique comme la physique des plasmas, la physique du solide, la physique nucléaire, ou bien sûr la physique atomique qui est l'objet des mesures présentées dans ce manuscrit.

La spectroscopie dans les plasmas fait partie des méthodes les plus efficaces pour comprendre les divers phénomènes physiques qui se produisent dans cette matière aux conditions extrêmes, et ce pour une large gamme de température et densité. En effet en choisissant avec soin les configurations électroniques à étudier, tous les éléments peuvent servir de diagnostic direct du cœur du plasma ou bien être utilisé comme traceur, c'est-à-dire

comme témoin des conditions hydrodynamiques au sein d'un plasma d'éléments différents. Ses larges capacités de diagnostic font de la spectroscopie une science interdisciplinaire et particulièrement utile à la physique des plasmas [71, 101, 50].

**Cette thèse s'articule autour de quatre expériences de spectroscopie, deux *en absorption* et deux *en émission* pour des plasmas respectivement, à l'équilibre thermodynamique local (ETL) et hors équilibre thermodynamique local (HETL).**

Une première partie est consacrée à un rapide rappel de la théorie sous-jacente du transfert radiatif au sein d'un plasma chaud et dense, comme nous les étudions expérimentalement ici ainsi qu'à une description des différents processus atomiques que l'on peut trouver au dans ce type de plasmas.

Une seconde partie, est dédiée à deux expériences de spectroscopie d'absorption réalisées sur l'installation laser LULI2000 au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI : <https://portail.polytechnique.edu/luli/fr>). Les détails de cette installation laser seront présentés dans le *chapitre 4*.

On trouvera ensuite dans les *chapitres 5 et 6* la présentation en détail des deux expériences et l'analyse des spectres d'absorption obtenus pour des plasmas à l'ETL ainsi que la comparaison des données expérimentales avec des spectres calculés par différents codes de physique atomique.

La première expérience, réalisée en décembre 2013, étudie des plasmas d'éléments de numéro atomique moyen (autour de  $Z = 27$ ) à des températures voisines de 25-30 eV et pour des densités comprises entre  $10^{-3}$  et  $10^{-2}$  g.cm $^{-3}$ . Cette expérience s'inscrit dans un objectif global de détecter des spectres d'absorption dans les gammes X et XUV au sein d'un même plasma. Au cours de cette première expérience, nous présenterons des spectres d'absorption X ainsi que le test de différentes configurations de cible pour chauffer l'échantillon à étudier. En revanche, n'étant pas assez fiables pour être analysés, aucun spectre XUV de cette campagne ne sera proposé.

Dans ce même chapitre sera aussi présentée la seconde expérience de spectroscopie d'absorption, faite en février 2016 dans la continuité de la première, où cette fois des spectres dans les deux gammes, X et XUV, seront présentés avec leur analyse. Les conditions hydrodynamiques de cette campagne sont assez similaires à la précédente avec des températures plus basses autour de 5-10 eV et une densité entre  $10^{-3}$  et  $10^{-2}$  g.cm $^{-3}$ .

Dans une troisième et dernière partie, nous nous intéresserons aux expériences d'émission dans le cas de plasmas HETL.

Le *chapitre 7* sera consacré à l'émission du rayonnement XUV au sein de plasmas d'aluminium et de carbone. Cette expérience est faite sur l'installation ELFIE au LULI avec pour objectif l'étude de la couche L de l'Al et de la couche K du carbone dans des plasmas bien caractérisés par des mesures hydrodynamiques. L'association des mesures de grandeurs macroscopiques telles que la température et la densité électronique avec les mesures de spectres d'émission permet de fournir des données de confiance à confronter aux codes de physique atomique. Dans ce chapitre sera développé en détail le principe de l'expérience, ainsi que les résultats spectroscopiques qui seront comparés à des calculs

préliminaires faits à l'aide d'un code de physique atomique. En revanche, les résultats hydrodynamiques obtenus durant l'expérience seront seulement présentés et mis en relation avec les spectres, mais leur obtention et leur traitement ne seront pas détaillés dans ce manuscrit. En effet la partie hydrodynamique de cette expérience n'est pas l'objet de cette thèse et constitue le travail d'autres collègues.

Dans le *chapitre 8* nous verrons enfin une seconde expérience réalisée sur l'installation PALS en République Tchèque (<http://www.pals.cas.cz>), où nous avons créé des plasmas de cuivre afin d'étudier la population d'électrons suprathérmiques ainsi que la possible présence "d'ions creux" dans le plasma, c'est-à-dire des ions entièrement dépeuplés des électrons de couche K. Après une rapide introduction à la physique des ions creux, l'expérience sera détaillée et les résultats présentés.

Enfin une conclusion du travail effectué durant cette thèse, ainsi que le bilan des résultats et les perspectives expérimentales seront exposés.

---

---

## Première partie

---

---

# FONDEMENTS PHYSIQUES DES PLASMAS CHAUDS ET DENSES CRÉÉS PAR LASER

"Il est plus facile de désintégrer un  
atome qu'un préjugé"

---

Albert Einstein

# Chapitre 1

## Les atomes dans un plasma

### 1.1 Quelques notions sur les plasmas

Un plasma [91] est un gaz ionisé dans lequel se trouvent des atomes neutres et des particules chargées, les ions et les électrons. On définit un ion comme étant constitué d'un noyau, caractérisé par son numéro atomique  $Z$ , autour duquel est localisé un plus ou moins grand nombre d'électrons dits "liés", qui diffère du nombre d'électrons de l'atome neutre. Ainsi, sont aussi présents dans le plasma, des électrons dit "libres" qui sont délocalisés par rapport au noyau d'un ion donné et qui peuvent interagir avec tous les autres ions du plasma. Ces électrons sont alors caractérisés par leur énergie cinétique moyenne. La physique de la matière ionisée, comme le plasma, est par nature un problème à N-corps d'une grande complexité.

Afin d'appréhender ce problème, nous allons par la suite définir quelques grandeurs caractéristiques des plasmas. Notons que les plasmas étudiés dans ce manuscrit sont suffisamment chauds pour que tous les atomes soient ionisés. On ne considère pas d'atomes neutres. On peut alors définir en premier lieu, une densité ionique telle que :

$$n_i = \frac{\rho Na}{M} \quad (1.1)$$

où  $\rho$  est la masse volumique,  $M$  la masse molaire de l'élément considéré et  $Na$  le nombre d'Avogadro.

Un plasma est considéré, dans son ensemble, comme un milieu neutre de telle sorte que l'on puisse définir la densité moyenne d'électrons libres  $n_e$  comme :

$$n_e = Z^* n_i \quad (1.2)$$

avec  $Z^*$  la charge apparente d'un ion ou ionisation moyenne. Cette relation est appelée hypothèse de quasi-neutralité. Dans un plasma dense, il n'est pas aisé de donner une définition précise de la charge apparente au même titre que de définir un critère d'ionisation (sujet notamment discuté dans [87]).

Ceci nous amène à une autre grandeur qui caractérise le plasma, la température  $T$ , considérée identique pour tous les corps du plasma quand ce dernier est à l'équilibre thermodynamique (voir plus loin). Dans ce cas la température des électrons est égale à celle des ions :  $T_e = T_i = T$ .

Notons que pour des plasmas hors équilibre thermodynamique, la température n'est plus une grandeur aussi pertinente pour caractériser un plasma où il peut coexister plusieurs températures électroniques et ioniques en même temps.

La température  $T$  d'un plasma à l'équilibre thermodynamique est directement reliée à la vitesse d'agitation thermique des ions et des électrons :

$$v_i = \sqrt{\frac{k_B T}{m_i}} \quad \text{et} \quad v_e = \sqrt{\frac{k_B T}{m_e}} \quad (1.3)$$

avec  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $m_i$  et  $m_e$  les masses respectives d'un ion et d'un électron.

D'après les relations 1.3, on constate que :

$$\frac{v_e}{v_i} = \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \approx 43\sqrt{A} \quad (1.4)$$

avec  $A$  le nombre de masse de l'élément considéré.

Cette équation illustre que, du fait de leur plus petite masse, les électrons se déplacent beaucoup plus vite que les ions entraînant ainsi des dynamiques spécifiques, et donc des échelles de temps très différentes. Nous verrons par la suite que dans les interactions entre ions et électrons, l'ion est d'ailleurs souvent considéré comme immobile par rapport à l'électron.

Les particules chargées du plasma interagissent entre elles par des potentiels coulombiens attractifs ou répulsifs. Dans la suite, l'ion et son cortège d'électrons liés est représenté par la charge effective  $Z^*$ .

Pour caractériser la portée de leurs interactions, on peut définir plusieurs longueurs moyennes au sein du plasma. En effet ces longueurs représentent l'échelle à laquelle les interactions individuelles et collectives peuvent se produire.

**La longueur de Landau**, aussi appelée longueur critique d'interaction binaire, est la distance pour laquelle l'énergie potentielle d'interaction de deux électrons est à leur énergie cinétique d'agitation thermique. C'est en quelque sorte le rayon d'interaction proche (de très courte portée) d'une particule chargée avec une autre. Cette longueur comparée avec la distance moyenne entre deux particules indique l'importance des interactions binaires de proximité dans un plasma donné. Elle s'écrit :

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 k_B T} \quad (1.5)$$

avec  $e$  la charge élémentaire de l'électron,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide.

Dans les faits, l'influence des interactions proches est nettement moins importante que celle des interactions à plus longue portée. En effet, les plasmas que nous étudions ici, ont une densité de matière trop faible (dans notre cas entre  $10^{-3}$  g.cm $^{-3}$  et  $10^{-2}$  g.cm $^{-3}$ ) pour que la distance moyenne entre deux électrons soit proche de l'ordre de grandeur de  $r_0$ .

D'un point de vue collectif, on définit **la longueur de Debye**  $\lambda_D$ , ou "distance d'écran-tage", comme la distance au delà de laquelle l'influence du champ électrique d'une particule chargée n'est plus ressentie par les autres particules chargées. C'est définition s'appuie sur



l'image de la sphère de Debye représentée par un ion au centre, entouré d'un nuage d'électrons neutralisants.

Elle représente la longueur "critique" d'interaction collective. En d'autres termes, tant que l'on considère des distances de l'ordre de  $\lambda_D$ , les interactions individuelles entre ions et électrons prédominent devant les effets collectifs. La longueur de Debye est d'autant plus caractéristique qu'elle dépend de la température et de la densité du plasma, elle peut être définie comme la distance parcourue par un électron de vitesse  $v_e$  pendant un temps  $t = \omega_{pe}^{-1}$  :

$$\lambda_D = \frac{v_e}{\omega_{pe}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}} \quad (1.6)$$

avec  $\omega_{pe}$  la pulsation d'oscillation propre des électrons définie par :

$$\omega_{pe}^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon} \quad (1.7)$$

Numériquement on a :

$$\omega_{pe}[s^{-1}] = 56,4 \times 10^3 n_e^{-1/2}[cm^{-3}] \quad \text{et} \quad \lambda_D[m] = 7,43 \times 10^6 \sqrt{\frac{T_e[eV]}{n_e[cm^{-3}]}} \quad (1.8)$$

La longueur de Debye résulte d'un compromis entre l'agitation thermique qui tend à produire une non-neutralité du plasma et la densité de particules qui impose la neutralité grâce aux forces électrostatiques. C'est donc la longueur au delà de laquelle l'hypothèse de quasi-neutralité est vérifiée. On estime le nombre moyen de particules dans une sphère de Debye égal à :

$$N_D = \frac{4}{3} \pi n_i \lambda_D^3 \quad (1.9)$$

avec  $n_i$  la densité ionique du plasma.

Notons que la longueur de Debye est particulièrement représentative pour des plasmas pas trop denses ( $< 10^{22} cm^{-3}$ ).

À plus forte densité, quand la distance entre les atomes ou les ions est comparable, ou plus petite, que le rayon de Bohr  $a_0$ , la question pertinente pour caractériser un plasma devient celle de la **dégénérescence des électrons**. Cette dernière est déterminée par le rapport de la température électronique avec celle de Fermi donnée par :

$$T_F = \frac{1}{8} \frac{h^2}{k_B m_e} \left( \frac{3n_e}{\pi} \right)^{2/3} \quad (1.10)$$

avec  $h$  la constante de Planck.

Numériquement on a :

$$T_F[eV] \approx 36,5 \times 10^{-24} \left( n_e[cm^{-3}] \right)^{2/3} \quad (1.11)$$

Pour  $T_e \gg T_F$ , les électrons sont "classiques" et pour  $T_e \lesssim T_F$ , les effets de dégénérescence des électrons doivent être pris en compte.

**Du point de vue de l'échelle spatiale**, la comparaison entre énergie thermique et énergie de Fermi revient à comparer la distance entre particules avec la longueur  $\lambda_e$  dite

de de Broglie définie comme :

$$\lambda_e = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_e k_B T_e}} \quad (1.12)$$

De plus, on estime la valeur de la distance moyenne entre deux particules en considérant la notion de sphère ionique ou électronique qui contient, par construction, un ion ou un électron et dont les rayons  $R_i$  et  $R_e$  sont :

$$R_i = \left( \frac{3}{4\pi n_i} \right)^{\frac{1}{3}} \quad \text{et} \quad R_e = \left( \frac{3}{4\pi n_e} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.13)$$

Ainsi la distance moyenne entre deux ions (ou électrons) est de l'ordre de  $2R_i$  (ou  $2R_e$ ) et lorsque la longueur de de Broglie est de l'ordre de la distance entre les particules, ces dernières interfèrent au sens de la mécanique quantique et ne peuvent plus être considérées comme des particules classiques. C'est donc l'équivalent du cas où  $T_e \lesssim T_F$ .

La fig. 1.1 présente différents types de plasmas selon leur température et leur densité au regard des longueurs caractéristiques  $\lambda$  et  $r_0$ , définies précédemment, ainsi qu'au regard du libre parcours moyen  $l$ , défini comme la distance moyenne parcourue par un ion ou un électron entre deux collisions.

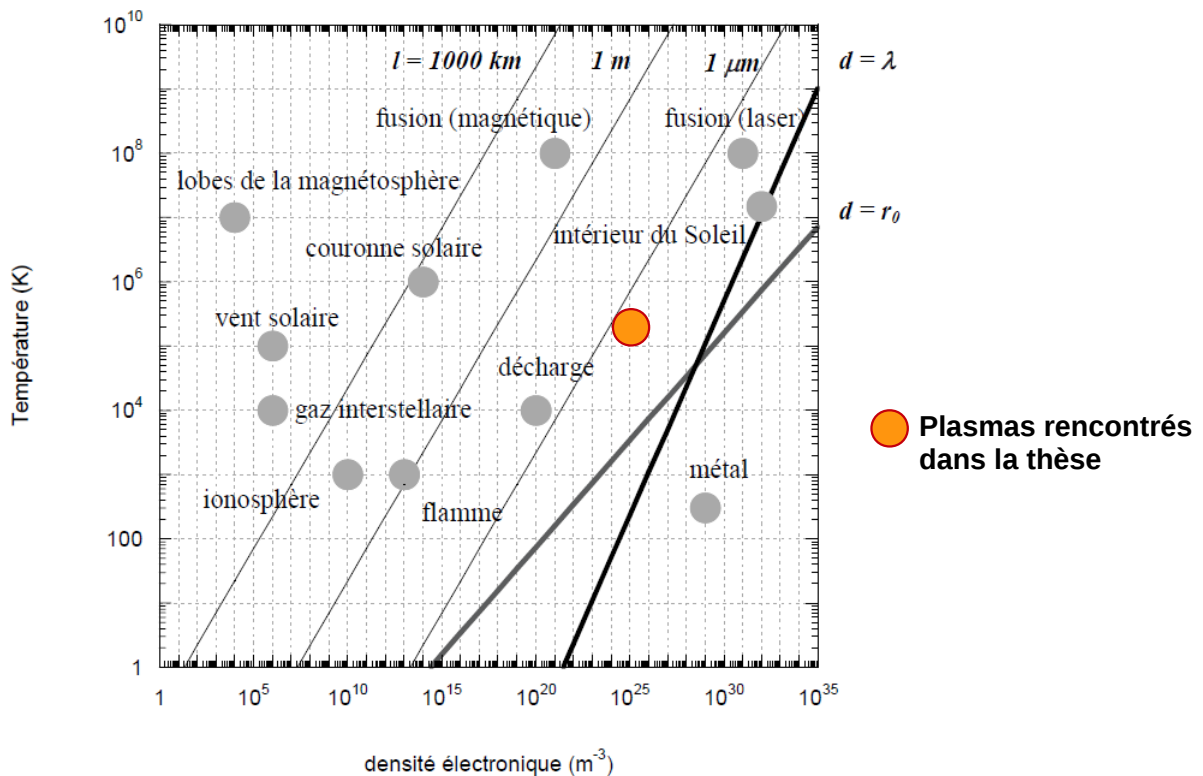


FIGURE 1.1 – Diagramme des différents types de plasmas en fonction de leur température et de leur densité, en échelle logarithmique. Les droites en traits épais représentent les limites pour lesquelles la distance entre deux ions est égale à la distance de Landau ou de de Broglie. Les droites en traits fins représentent les valeurs des libres parcours moyens ([www.lpp.fr](http://www.lpp.fr)).

Enfin, d'après les caractéristiques que nous venons de voir, on peut définir une nouvelle grandeur appelée paramètre de couplage (ou de corrélation) qui compare l'énergie cinétique moyenne d'une particule avec l'énergie potentielle moyenne d'interaction. Cette

grandeur sans dimension peut être exprimée en fonction de la longueur de Landau  $r_0$  pour les électrons :

$$\Gamma_e = \frac{Ep}{Ec} = \frac{r_0}{d_e} = \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 d_e} \right) \times \frac{1}{k_B T_e} \simeq 3,85 \cdot 10^{-2} \times \frac{n_e^{\frac{1}{3}} (cm^{-3})}{T_e (eV)} \quad (1.14)$$

avec  $d_e = n_e^{-\frac{1}{3}}$  la distance moyenne entre deux électrons.

Tandis que le paramètre de couplage ionique peut s'exprimer en fonction de  $R_i$  :

$$\Gamma_i = \frac{Z^{*2} e^2}{R_i k_B T_i} \quad (1.15)$$

Ce paramètre  $\Gamma_i$  caractérise donc les interactions entre les ions. Rappelons que dans une description "classique" de nos plasmas, on considère que les ions sont des particules ponctuelles qui interagissent entre elles de manière binaire par des potentiels coulombiens en baignant dans un fond d'électrons neutralisants. Ainsi il est important de prendre aussi en compte **l'écrantage des électrons** dans l'interaction entre les ions pour les plasmas assez denses comme c'est le cas de ceux étudiés dans ce manuscrit.

Dans ce cas, on peut définir le potentiel coulombien d'interaction ion-ion écranté  $V_{ii}(r)$ , dit de Yukawa [47] :

$$V_{ii}(r) = \frac{\Gamma_i}{r} e^{-\alpha r} \quad (1.16)$$

avec  $\alpha$  le paramètre d'écrantage électronique qui caractérise les interactions entre les ions (de charge effective  $Z^*$ ) et les électrons libres.

Le paramètre d'écrantage électronique est obtenu dans le cadre de la théorie de la réponse linéaire, en résolvant une équation de Poisson, et dépend de la description statistique utilisée.

À l'aide de ces paramètres, on peut définir différents comportements du plasma :

- Quand  $\Gamma \ll 1$ , le plasma est dit cinétique ou classique, le plasma se comporte comme un gaz parfait, le désordre domine et les particules n'interfèrent pas entre elles d'un point de vue quantique.
- Quand  $\Gamma < 1$ , le plasma est peu corrélé, les interactions collectives dominent sur les interactions individuelles.
- Quand  $\Gamma \geq 1$ , on parle de plasmas corrélés ou fortement corrélés, les interactions individuelles dominent sur les effets collectifs.

Ce critère limite de  $\Gamma = 1$  est un peu arbitraire et peut être augmenté si l'écrantage électronique est important ( $0,5 < \alpha < 1,5$ ). En effet, une augmentation de  $\alpha$  diminue l'effet dû à une augmentation de  $\Gamma_i$ . Prenons un exemple typique des plasmas étudiés ici qui sont peu corrélés. On trouve, pour un plasma de Ni à une température  $T_e = 25$  eV et à une densité  $\rho = 0,01$  g.cm<sup>-3</sup>, que  $\Gamma_i$  vaut environ 2,4 mais avec un écrantage  $\alpha \approx 1$ .

Selon les paramètres du plasma, différentes lois vont s'appliquer pour le décrire. Il existe trois états distincts pour un plasma :

- les plasmas à l'équilibre thermodynamique complet (ETC)
- les plasmas à l'équilibre thermodynamique local (ETL)
- les plasmas hors équilibre thermodynamique (HETL)

## 1.2 Les plasmas à l'équilibre thermodynamique

### 1.2.1 L'équilibre thermodynamique complet (ETC)

Dans un plasma à l'ETC il n'y a pas de gradients de densité et de température, on peut donc définir une même densité et une même température pour toutes les populations présentes. En effet, les collisions entre les électrons vont être suffisamment nombreuses pour que ces derniers s'équilibrent entre eux et qu'on puisse définir une température électronique commune  $T_e$ . Il en va de même pour les ions, avec une température  $T_i$ . Enfin, les ions et les électrons vont se thermaliser entre eux et on aura  $T_e = T_i = T$ .

De plus, l'ETC est aussi un équilibre radiatif, le rayonnement émis sera complètement réabsorbé. L'ETC est l'état vers lequel tout système isolé tend spontanément pour un temps suffisamment long, supérieur au temps caractéristique des processus collisionnels et radiatifs. Un système macroscopique non-isolé atteint aussi l'ETC s'il est lui même plongé dans un système plus grand à l'ETC.

D'un point de vue cinétique, le plasma est dans un état stationnaire où, à chaque instant, le nombre de chaque processus élémentaire est compensé par celui de son processus inverse : c'est le principe du "bilan détaillé" ou de "micro-réversibilité". C'est une propriété très importante de l'équilibre thermodynamique qui assure que les propriétés sont identiques au cours du temps.

#### • *La distribution des vitesses*

À l'équilibre thermodynamique complet, lorsque l'énergie d'interaction entre corpuscules est négligeable devant l'énergie cinétique de chaque particule, la fonction de distribution des vitesses d'un type de particule tend vers celle de Maxwell qui s'écrit :

$$f(v) = 4\pi v^2 \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) \quad (1.17)$$

avec  $k$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température du plasma,  $v$  la vitesse et  $m$  la masse d'une particule. En partant de cette équation, on peut arriver à l'expression de l'énergie interne  $e_c$  dans le cas d'un plasma non quantique :

$$e_c = \frac{1}{2}nm\langle v^2 \rangle = \frac{3}{2}nk_B T \quad (1.18)$$

avec  $n$  la densité d'une espèce de particules donnée et  $\langle v^2 \rangle$  sa vitesse quadratique moyenne. C'est un résultat classique de la thermodynamique avec une contribution de  $\frac{k_B T}{2}$  pour chacun des trois degrés de liberté.

On exprime aussi la pression cinétique en fonction de la vitesse quadratique moyenne :

$$P = \frac{1}{3}nm\langle v^2 \rangle = nk_B T \quad (1.19)$$

qui est l'équation d'état des gaz parfaits qui est aussi un résultat classique. En effet, une approximation couramment faite en mécanique statistique est de considérer les électrons libres du plasma, faiblement corrélés, comme un gaz parfait.

#### • *La répartition des électrons*

En ce qui concerne la répartition statistique des électrons dans un plasma à l'ETC, elle est

décrite par la statistique de Fermi-Dirac telle que la fonction de distribution des électrons s'écrit :

$$f_{FD}(\varepsilon, T) = \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon-\mu)} + 1} \quad \text{où} \quad \beta = \frac{1}{k_B T} \quad (1.20)$$

avec T la température du plasma,  $\varepsilon$  l'énergie totale de l'électron et  $\mu$  le potentiel chimique. Un plasma peut être considéré comme ayant deux types de populations d'électrons, les électrons liés et les électrons libres.

Les électrons liés : la population électronique  $P_k$  du niveau lié k d'un ion est :

$$P_k^{eq} = \frac{g_k}{e^{\beta(\varepsilon_k^{eq}-\mu)} + 1} \quad (1.21)$$

où  $e^{\beta\varepsilon_k^{eq}} < 0$  (par convention) est l'énergie du niveau k,  $g_k$  sa dégénérescence et  $\mu < 0$  le potentiel chimique. Dans la limite des niveaux très excités (pour une température élevée) où  $e^{\beta\varepsilon_k^{eq}} \gg \mu$ , le rapport des populations des niveaux k et l ne dépend plus du potentiel chimique et vérifie alors la loi de Boltzmann :

$$\frac{P_k^{eq}}{P_l^{eq}} = \frac{g_k}{g_l} e^{-\beta(\varepsilon_k^{eq}-\varepsilon_l^{eq})} \quad (1.22)$$

Les électrons libres : ces électrons ont, quant à eux, un spectre continu en énergie et peuvent être considérés comme un gaz parfait. Leur nombre total par unité de volume est :

$$N_e^{eq} = \int_0^\infty f_{FD}(\varepsilon - \mu) dN \quad (1.23)$$

où dN représente la densité des électrons libres qui ont une impulsion comprise entre p et p+dp.

Dans l'hypothèse d'un gaz d'électrons indépendants et sans interactions on peut considérer  $\varepsilon = \frac{p^2}{2m}$  et on définit :

$$dN = 2 \frac{4\pi p^2}{h^3} dp \quad (1.24)$$

avec 2 la dégénérescence de spin des électrons,

$4\pi p^2 dp$  le nombre d'électrons dont l'énergie est comprise entre  $\varepsilon$  et  $\varepsilon + d\varepsilon$ ,

$1/h^3$  la densité d'état dans l'espace des phases.

Lorsque les électrons ne sont pas dégénérés, quand  $T_e > T_F$  la température de Fermi, ce qui est le cas pour les plasmas qui nous intéressent dans ce travail de thèse, on aboutit à :

$$N_e^{eq} = 2 \left( \frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\beta\mu} = n_F \times e^{\beta\mu} \quad (1.25)$$

où  $n_F$  est la densité de Fermi et vaut  $n_F = 6,037.10^{21} \times T^{\frac{3}{2}}$  [cm<sup>-3</sup>] avec T en eV.

### • *La distribution des photons*

La distribution des photons à l'ETC suit la distribution de Bose-Einstein :

$$f_{BE}(h\nu) = \frac{1}{e^{\beta h\nu} - 1} \quad (1.26)$$

avec  $h\nu$  l'énergie d'un photon.

On retrouve alors la loi de Planck qui décrit l'intensité spectrale du rayonnement, ou "rayonnement de corps noir", par le produit de la densité spectrale d'énergie par  $F_{BE}$  tel que :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2(e^{\beta h\nu} - 1)} \quad [J.s^{-1}.cm^{-2}.Hz^{-1}.sr^{-1}] \quad (1.27)$$

L'intensité radiative d'un corps noir est isotrope ce qui implique que le flux de rayonnement total émis sur  $2\pi$  stéradian est :

$$F = \pi \int_0^\infty B_\nu(T) d\nu = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} T^4 = \sigma T^4 \quad (1.28)$$

où  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann.

### • *L'équilibre d'ionisation de Saha*

La loi de Saha [79] permet de décrire le rapport de populations électroniques des ions entre leur état fondamental et un état excité. Cette description est particulièrement bien adaptée pour les plasmas avec une température électronique modérée et une densité pas trop forte de telle sorte que l'on puisse négliger la dynamique d'ionisation et considérer que chaque ion est dans un état d'ionisation propre. Le rapport entre la population  $N_{f,q+1}$  de l'état fondamental f de l'ion de charge  $q+1$  sur la population  $N_{i,q}$  de l'état excité  $i$  de l'ion de charge  $q$  vaut, d'après la loi de Saha :

$$\frac{N_{f,q+1}}{N_{i,q}} = \frac{2}{n_e} \frac{g_{f,q+1}}{g_{i,q}} \left( \frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta E_{ij}}{kT}} \quad (1.29)$$

avec  $\Delta E_{ij} = E_{j,q+1} - E_{i,q}$  où  $E_{i,q}$  représente l'énergie de l'état excité  $i$  de l'ion de charge  $q$ .

Ainsi, la loi de Saha donne la répartition de la population totale au sein de deux états d'ionisation successifs. On peut aussi considérer un seul niveau d'excitation au sein de deux états d'ionisation successifs et décrire le rapport des populations avec la loi de Saha-Boltzmann :

$$\frac{N_{q+1}}{N_q} = \frac{2}{n_e} \frac{Z_{q+1}}{Z_q} \left( \frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (1.30)$$

avec  $\Delta E = E_{q+1} - E_q$  la différence entre l'énergie totale de l'ion de charge  $q+1$  dans l'état fondamental et l'énergie totale de l'ion de charge  $q$ , également dans son état fondamental (i.e le potentiel d'ionisation de l'ion de charge  $q$ ) et  $Z_q$  la fonction de partition de l'ion de charge  $q$  définie par :

$$Z_q = \sum_k g_{k,q} e^{-\frac{(E_{k,q} - E_{f,q})}{kT}} \quad (1.31)$$

où  $g_{k,q}$  est la dégénérescence de l'état excité  $k$  de l'ion de charge  $q$ ,  $E_{k,q}$  son énergie et  $E_{f,q}$  l'énergie de l'état fondamental de l'ion de charge  $q$ .

En pratique, avec un plasma créé par laser, l'ETC n'est jamais rigoureusement atteint, notamment en raison de la brièveté des impulsions laser par rapport aux temps caractéristiques d'évolution du système. En effet dans un plasma "réel" de dimension finie, il y a toujours des gradients de densité et de température. Cependant on peut définir des zones au sein du plasma qui sont proches de l'ETC, c'est l'équilibre thermodynamique local.

### 1.2.2 L'équilibre thermodynamique local (ETL)

Dans un plasma à l'équilibre thermodynamique local, des gradients de température et de densités sont présents et le champ de rayonnement ne suit pas la loi de Planck. C'est la principale différence avec l'ETC. L'hypothèse de l'ETL est valide tant que le nombre de transitions atomiques par collision est très supérieur au nombre de transitions radiatives. En effet, à densité électronique suffisamment élevée, les collisions sont capables d'assurer une distribution de Maxwell-Boltzmann suivant les valeurs locales de température et de densité. On peut alors considérer que localement, les ions et les électrons atteignent une même température. Dans cette hypothèse, les lois de Maxwell, Boltzmann et Saha sont vérifiées en un point donné du plasma, et la loi de microréversibilité reste valable pour les processus collisionnels uniquement. Enfin, dans ce cas la propagation du rayonnement au travers du plasma est décrite par une équation de transfert dont nous parlerons dans la section suivante ("Interaction laser-matière"). Il s'agit donc de plasmas assez denses et de dimensions inférieures à l'épaisseur optique qui définit le degré de transparence du plasma.

En pratique, cet état d'équilibre est particulièrement intéressant car il peut être décrit par seulement trois lois (équations de Maxwell, Boltzmann et Saha) et il est possible de créer en laboratoire des plasmas très proches de l'ETL. Le plasma sera d'autant plus proche de l'ETL que la densité sera forte et/ou l'intensité du champ radiatif forte.

On peut définir une densité  $n_{e,min}$  à partir de laquelle l'équation de Saha-Boltzmann est respectée pour tous les niveaux dont le nombre quantique principal est supérieur à  $n_{min}$  [101] :

$$n_{e,min} \geq 6.10^{19} Z^7 \frac{(n_{min} - 1)^{2n_{min} - 2}}{n_{min}^3 (n_{min} + 1)^{2n_{min} + 2}} \left( \frac{T_e (eV)}{Z^2 Ry} \right)^{\frac{1}{2}} [cm^{-3}] \quad (1.32)$$

avec  $Z$  le numéro atomique et  $Ry = 13,6$  eV la constante de Rydberg.

Si  $n_{min} = 1$  la relation de Saha-Boltzmann est valable pour tous les niveaux tandis qu'elle l'est seulement pour certains (ceux avec  $n > n_{min}$ ) si  $n_{min} > 1$ , on parle alors d'équilibre thermodynamique local partiel.

À faible densité (et hautes températures), on peut aussi définir un état d'équilibre local appelé "équilibre coronal" où l'on considère qu'un niveau est uniquement peuplé par les collisions et dépeuplé par les transitions radiatives. Ainsi, pour un niveau donné, le taux de peuplement (processus par collisions électroniques) est égal au taux de dépeuplement (processus d'émission spontanée). Cet équilibre se retrouve surtout dans les plasmas de fusion magnétique.

### 1.2.3 Les plasmas hors équilibre thermodynamique local (HETL)

La plupart des plasmas créés par laser n'atteignent pas réellement un état d'équilibre, même local, ce qui rend l'évolution de ce type de plasmas très complexe à traiter. Ainsi les distributions de vitesse et les équations statistiques décrivant les populations vues précédemment ne sont plus valables. On ne peut plus faire d'étude macroscopique du système et considérer les paramètres invariants au cours du temps grâce à la réversibilité des processus atomiques. Dans le cas de plasmas hors équilibre, il faut prendre en compte, individuellement, tous les processus atomiques (collisionnels et radiatifs) qui contribuent au peuplement et au dépeuplement des différents niveaux des ions et définir leurs degrés d'influence dans l'évolution du plasma. C'est le principe des modèles "collisionnels-radiatifs"

qui décrivent les plasma HETL et doivent résoudre un système d'équations différentielles couplées pour prédire l'évolution à chaque instant de la population d'un niveau  $i$ . Ce système d'équations sera d'autant plus complexe et long à résoudre que les ions considérés auront un  $Z$  élevé et qu'il y aura de nombreux niveaux atomiques à prendre en compte. Un plasma se trouve donc hors équilibre thermodynamique si l'une de ces conditions est satisfaite :

- lorsque le plasma évolue trop rapidement de sorte qu'il n'ait pas le temps d'atteindre un état stationnaire (c'est-à-dire un état où les paramètres sont fixes au cours du temps). Dans ce cas on parle de régime transitoire ;
- lorsque le bilan détaillé des processus collisionnels est brisé, ce qui peut être causé par la présence de champs électriques ou magnétiques importants, la présence de particules rapides, de taux de processus radiatifs élevés, etc.

Notons qu'il ne faut pas confondre l'état stationnaire ( $\frac{\delta}{\delta t} = 0$ ) et l'état d'équilibre thermodynamique local. En effet un état stationnaire fait référence à la dépendance du temps au sein du plasma mais n'implique pas nécessairement que ce dernier puisse être décrit par les lois statistiques. Ainsi on peut atteindre un état stationnaire dans un plasma HETL. Le principe de l'étude d'un plasma transitoire HETL est basé sur des équations qui doivent prendre en compte à la fois l'influence des paramètres dépendants du temps dans le plasma et le transport des particules. Pour ces types de plasmas il n'existe pas de lois prédéfinies, il faut développer des modèles avec des approximations aux cas par cas pour arriver à décrire les populations électroniques et ioniques du plasma.

	ETL	HETL
CONDITIONS GÉNÉRALES DU PLASMA	Collisions électroniques dominantes et microréversibilité des processus collisionnels	Processus radiatifs importants et/ou évolution rapide du plasma
ÉQUATIONS IMPORTANTES	Loi de Maxwell pour les vitesses ; Équation de Boltzmann pour les états excités ; Loi de Saha pour la répartition ionique	Modèle collisionnel-radiatif pour décrire les populations électroniques et ioniques

TABLE 1.1 – *Récapitulatif des principales propriétés des plasmas ETL et HETL*



# Chapitre 2

## Interaction laser-matière

### 2.1 Les plasmas créés par laser

L'interaction d'un laser avec un solide ou un gaz permet de créer des conditions extrêmes de matière qui peuvent être utilisées à différentes fins. Lors des expériences présentées dans ce manuscrit, nous avons utilisé l'interaction laser-matière sous différentes conditions pour :

- la création d'un rayonnement quasi-planckien, par irradiation d'une cavité, servant à chauffer de la matière à proximité de manière homogène.
- la création d'une source de rayonnement X par irradiation d'une cible plane.
- la création de plasmas par irradiation de cibles multi-couches, c'est-à-dire constituées de plusieurs strates de matériaux différents.

Ce type d'interaction entre un laser et de la matière solide peut être décrit en décomposant le plasma en plusieurs zones aux propriétés hydrodynamiques et radiatives distinctes comme l'illustre la fig. 2.1.

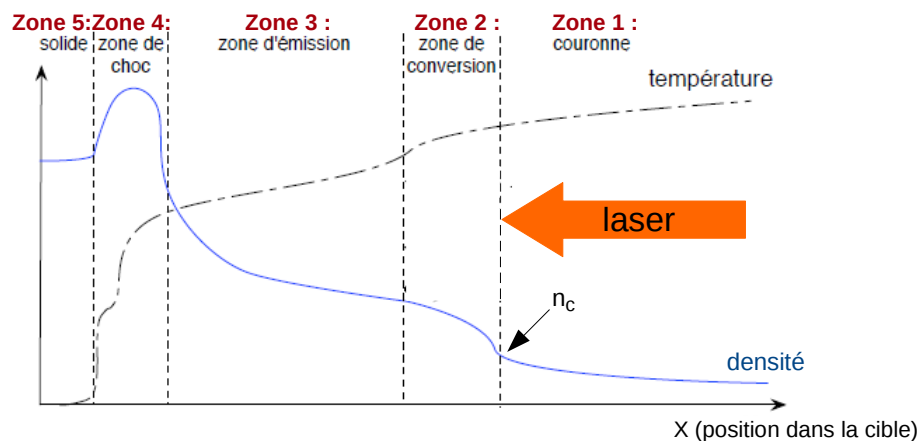


FIGURE 2.1 – Diagramme de principe des conditions de température électronique et de densité de matière dans les différentes zones spatiales du plasma créé par laser, typiquement de durée d'impulsion ns.

#### **Zone 1 : la couronne**

C'est la zone où l'énergie laser est déposée, impliquant une forte ionisation et une très haute température ( $>0.1$  keV) mais une très faible densité ( $< 10^{21}$  ions par  $\text{cm}^3$ ) car le

plasma se détend fortement vers l'extérieur. Cette zone est appelé *couronne* en raison de ses caractéristiques qui sont semblables à celles que l'on retrouve dans la couronne solaire. L'énergie laser est absorbée par le plasma essentiellement par le mécanisme de Bremsstrahlung inverse (voir section 1.3.3) et ce jusqu'à la densité critique  $n_c$  c'est-à-dire la densité maximale à laquelle le laser peut pénétrer et donc déposer son énergie. Elle est définie en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  du laser comme :

$$n_c = \frac{4\pi^2 m_e}{\mu_0 e^2 \lambda^2} \quad (2.1)$$

On obtient numériquement :

$$n_c = \frac{1.1 \times 10^{21}}{\lambda^2 [\mu\text{m}]} \quad [\text{cm}^{-3}] \quad (2.2)$$

L'énergie est essentiellement cédée aux électrons, qui peuvent alors la transporter vers les zones plus denses par conduction électronique. Cependant dans cette région des particules rapides, telles que des électrons suprathermiques, peuvent dans certains cas être générées et préchauffer les zones plus denses avant qu'un processus de conduction électronique ne se produise. Dans la couronne, quand la densité est suffisante, ce sont l'excitation et l'ionisation collisionnelles qui dominent ainsi que l'émission radiative (désexcitation) et la recombinaison radiative. On parle pour cette région d'équilibre coronal.

### **Zone 2 : la zone de conversion**

Ici la température reste élevée mais la densité est supérieure à celle de la couronne. C'est principalement dans cette zone que les électrons qui ont absorbé le rayonnement laser vont déposer leur énergie par excitation ou ionisation collisionnelle en couches internes. C'est par ce mécanisme que l'énergie laser est convertie en rayonnement X et ainsi cette zone se refroidit par la perte du rayonnement qui est émis de manière isotrope. On peut alors détecter cette émission sortante du plasma, peu absorbée par la couronne, en face avant avec des détecteurs tandis que ce qui est émis vers les zones plus denses du plasma va chauffer ces dernières. On peut aussi noter que cette région de conversion est souvent éloignée de l'équilibre thermodynamique local en raison de la densité trop faible pour assurer un nombre de collisions électroniques suffisant.

### **Zone 3 : la zone d'émission**

Dans cette zone, la densité est plus forte que dans la zone de conversion et la température plus faible. Elle est chauffée par l'émission du rayonnement X, issu de la zone de conversion, qui y est en grande partie absorbé. Cette région va ensuite réémettre cette énergie absorbée sous forme de radiation thermique quasi-planckienne et isotrope. Une partie de cette radiation traverse la zone de conversion et la couronne sans être trop absorbée pour ressortir en face avant de la cible et constituer le fond thermique que l'on observe sur les spectres. En revanche, le rayonnement thermique émis qui se propage vers l'intérieur de la cible est de nouveau absorbé et réémis dans les couches plus denses. L'enchaînement et la multiplication de ces processus entraînent alors la création d'une onde de conduction radiative se propageant en profondeur dans la cible. La forte densité de cette zone implique que les collisions électroniques dominent et, d'autre part, le rayonnement diffusé dans le plasma étant proche de celui d'un corps noir nous pouvons considérer que cette zone est dans un état proche de l'équilibre thermodynamique local. Cela étant, cette zone n'existe

que pour les éléments de  $Z$  élevé pour lesquels le coefficient d'absorption est suffisamment important. Pour les éléments de  $Z$  faible, la zone de conversion et la zone d'émission sont confondues en une zone unique de conduction où le transport de l'énergie se fait principalement par conduction électronique. Ainsi pour les matériaux de  $Z$  faible, la conversion  $X$  est nettement plus réduite.

**Zone 4 :** *la zone de choc*

Le plasma, en se détendant vers l'extérieur, entraîne par réaction une compression des zones plus denses et crée une onde de choc. La densité dans cette zone de choc peut alors excéder la densité du solide tandis que la température diminue jusqu'à être de l'ordre de l'électron-volt.

**Zone 5 :** *Le solide*

Enfin, après la zone de choc, on retrouve la cible solide non perturbée par le laser.

### 2.1.1 Le transfert radiatif et l'opacité

Le transfert radiatif au sein d'un plasma est régi par les pertes et les gains radiatifs induits par les différents éléments capables d'absorber ou d'émettre du rayonnement. En effet l'interaction du laser avec un plasma implique de nombreuses interactions entre les photons et la matière, telles que les phénomènes d'absorption, d'émission et de diffusion. Notons que contrairement aux deux autres, le processus de diffusion est élastique, c'est-à-dire qu'il implique un changement de direction de propagation, mais sans transfert d'énergie.

Ces processus vont dépendre de l'énergie du rayonnement, du temps et de l'espace, et vont permettre de décrire l'évolution du plasma. On définit alors une équation du transfert radiatif qui traduit le bilan total de conservation de l'énergie radiative. Cette équation décrit la variation de l'intensité radiative  $I_\nu$  entre l'entrée et la sortie d'un volume de matière donné. L'intensité spectrale est une grandeur définie comme l'énergie par unité de surface, de temps, d'angle solide et de fréquence. Ainsi la variation de l'intensité spectrale d'un rayonnement de fréquence  $\nu$  traversant un volume de plasma de section  $\Delta S$  s'écrit :

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \frac{\partial I_\nu}{c\partial t} + \vec{n} \cdot \nabla I_\nu \quad (2.3)$$

avec  $\vec{n}$  le vecteur normal à la section  $\Delta S$ .

Dans le cas des plasmas que nous étudions ici, la densité est suffisamment importante pour que les temps caractéristiques d'évolution des paramètres hydrodynamiques soient bien plus longs que ceux qui décrivent les processus d'interaction des photons avec la matière en raison notamment de la vitesse élevée de la lumière [122]. Pour cette raison l'hypothèse de stationnarité est vérifiée et le terme  $\frac{\partial I_\nu}{\partial t}$  est négligeable. Notons que cette logique n'est pas valable dans le cas de plasmas relativistes.

On peut réécrire l'équation de transfert comme le bilan des phénomènes d'émission, d'absorption et de diffusion sur une distance  $s$  dans la direction  $\vec{n}$  :

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \epsilon_\nu - k_\nu I_\nu \quad (2.4)$$

avec  $\epsilon_\nu$  le coefficient d'émission et  $\kappa_\nu$  le coefficient d'absorption qui dépendent tous les deux des propriétés de la matière. En effet ces coefficients s'expriment tels que :

$$\epsilon_\nu = \epsilon_\nu^{em} + \epsilon^d \quad (2.5)$$

$$k_\nu = k_\nu^a + k_\nu^d \quad (2.6)$$

où  $\epsilon_\nu^{em}$  et  $k_\nu^a$  sont les contributions d'émission et d'absorption propres à la matière tandis que  $\epsilon^d$  et  $k^d$  sont les termes de diffusion résultant du couplage entre la matière et rayonnement.

On définit d'après le coefficient d'absorption total  $k_\nu$ , la profondeur optique  $\tau_\nu$  comme :

$$\tau_\nu = \int_{S_i}^{S_f} k_\nu(S) ds \quad (2.7)$$

ainsi, lorsque  $\tau_\nu$  est très petit devant les dimensions du système, le plasma est dit optiquement mince.

Si on divise l'équation 2.4 par  $\kappa_\nu$  on obtient l'équation de transfert exprimée d'après  $d\tau_\nu$  :

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + \frac{\epsilon_\nu}{k_\nu} = -I_\nu + \zeta_\nu \quad (2.8)$$

où  $\zeta_\nu = \epsilon_\nu/k_\nu$  est appelée la fonction source.

De cette équation découle une solution formelle donnant l'intensité du rayonnement sortant du plasma :

$$I_\nu = \int_0^{\tau_\nu} \zeta_\nu(\tau_\nu) e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu \quad (2.9)$$

À l'ETC, les paramètres hydrodynamiques sont identiques dans tout le plasma et la fonction source ne dépend plus de l'espace et donc de la profondeur optique. On peut alors exprimer la solution 2.9 comme :

$$I_\nu = \zeta_\nu - \zeta_\nu e^{-\tau_\nu} \quad (2.10)$$

On constate alors que, si l'opacité croît suffisamment, le terme exponentiel devient négligeable et  $I_\nu \approx \zeta_\nu$ . On peut alors appliquer la loi de Kirchhoff pour calculer l'émission d'un tel système, ce qui se traduit par :

$$\zeta_\nu = B_\nu \quad \text{avec} \quad B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (2.11)$$

où  $B_\nu$  est la fonction de Planck déjà définie plus haut par l'équation 1.27. On parle dans ce cas de rayonnement de corps noir.

À l'ETC, on obtient l'égalité du rapport entre le coefficient d'émissivité et d'absorption avec la fonction de Planck  $B_\nu$  :

$$\frac{\epsilon_\nu}{k_\nu} = \zeta_\nu = B_\nu \quad (2.12)$$

Cette distribution spectrale est présentée sur la fig. 2.2 pour différentes températures.

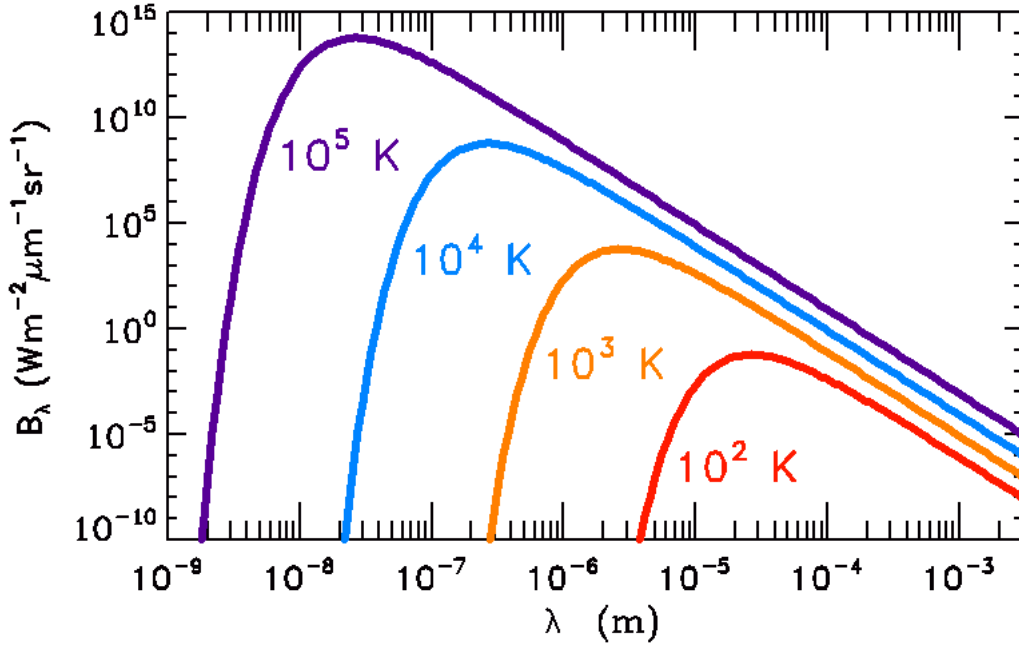


FIGURE 2.2 – Exemples de courbes d'intensité d'un corps noir pour différentes températures radiatives en Kelvin en fonction de la longueur d'onde (<https://media4.obspm.fr>).

On constate que plus la température radiative du corps noir est élevée plus le maximum d'intensité se décale vers les courtes longueurs d'onde (ou grandes énergies). Enfin on peut facilement calculer la densité d'énergie radiative correspondante en intégrant cette distribution sur les fréquences et les angles. On obtient :

$$E_{rad} = \frac{1}{c} \int_{4\pi} d\Omega \int_0^\infty B_\nu d\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \int_0^\infty \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu \quad (2.13)$$

qui conduit à :

$$E_{rad} = \frac{8\pi^5 k^4}{15h^3 c^3} T^4 = \frac{4\sigma}{c} T^4 \quad (2.14)$$

où  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann.

On peut alors considérer le flux d'énergie radiative émis par un rayonnement de Planck, d'énergie  $E_{rad}$  comme :

$$F_{rad} = \sigma T^4 \quad (2.15)$$

Ainsi, en mesurant le flux d'un rayonnement "inconnu" à l'ETC, on peut lui attribuer une température radiative correspondante d'après l'équation 2.15.

## 2.1.2 Les opacités moyennes de Planck et de Rosseland

Afin de décrire le transfert du rayonnement dans le plasma, deux moyennes spectrales, exprimées à l'aide de l'opacité  $\kappa_\nu$  sont utilisées :

- la moyenne de Planck décrit les variations du flux radiatif et ne prend en compte que les processus d'émission. Elle intervient dans les milieux optiquement minces ;
- la moyenne de Rosseland décrit la propagation du rayonnement dans les milieux où les processus de diffusion interviennent. Elle est associée aux plasmas optiquement épais.

L'opacité moyenne de Planck s'écrit :

$$\kappa_P = \frac{\int_0^\infty \kappa(\nu) B_\nu d\nu}{\int_0^\infty B_\nu d\nu} \quad [cm^2/g] \quad (2.16)$$

Dans le cas d'un plasma optiquement mince, pour toutes les fréquences, le libre parcours moyen est très supérieur aux dimensions du système. Dans ce cas un grand nombre de photons peuvent traverser la plasma sans être absorbés. Le libre parcours moyen défini à l'aide de l'opacité moyenne de Planck est :

$$l_P = \frac{1}{\rho \kappa_P} \quad [cm] \quad (2.17)$$

où  $\rho$  est la masse volumique du matériau.

L'opacité moyenne de Planck peut aussi s'exprimer en fonction de la variable  $u = \frac{h\nu}{kT}$  comme :

$$\kappa_P = \frac{15}{\pi^4} \int_0^\infty \kappa(\nu) \frac{u^3}{e^u - 1} du \quad (2.18)$$

Dans un plasma optiquement épais, comme c'est le cas dans les expériences d'absorption présentées au chapitre 4, on peut définir la moyenne de Rosseland partout comme :

$$\kappa_R = \frac{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa(\nu)} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu} \quad (2.19)$$

De même que pour la moyenne de Planck, on peut réécrire la moyenne de Rosseland en fonction de  $u$  :

$$\kappa_R = \frac{15}{4\pi^4} \int_0^\infty \frac{1}{\kappa(\nu)} \frac{u^4 e^{-u}}{(1 - e^{-u})^2} du \quad (2.20)$$

On peut noter que les maxima des fonctions de Planck et de Rosseland sont atteints respectivement pour  $\frac{h\nu}{kT} = 2.8$  et  $\frac{h\nu}{kT} = 3.8$ . Ainsi les photons autour de ces valeurs domineront les processus de transport de l'énergie et ces phénomènes dépendront de façon critique de l'opacité spectrale de ce domaine d'énergie. On peut aussi remarquer qu'au delà de  $\frac{h\nu}{kT} = 15$  environ, les fonctions sont très proches de zéro par conséquent le transfert radiatif lié aux photons d'énergie supérieure à  $15kT$  sera négligeable. Plus globalement, ces fonctions sont inférieures à 10% pour  $0,8 < \frac{h\nu}{kT} < 8$ .

Les opacités moyennes de Planck et de Rosseland traduisent donc le transfert de l'énergie radiative dans des conditions de plasmas définies. Elles sont toutes les deux exprimées en fonction de l'opacité spectrale  $\kappa_\nu$  qui représente directement l'influence des processus d'interaction photons-matière à la fréquence  $\nu$  au sein du plasma. L'opacité spectrale totale  $\kappa_\nu$  du plasma mesure l'atténuation du champ de rayonnement par les processus de photoabsorption (transition lié-lié), de photoionisation (lié-libre), de bremsstrahlung inverse et de diffusion Thomson (libre-libre) comme suit :

$$\kappa_\nu = \frac{k_\nu}{\rho} = \frac{n_i}{\rho} \left[ \sigma(\nu)^{bb} + \sigma(\nu)^{bf} + \sigma(\nu)^{ff} + \sigma(\nu)^{diff} \right] \quad [cm^2/g] \quad (2.21)$$

où  $k_\nu$  est le coefficient d'absorption,  $\rho$  la densité massique du matériau,  $n_i$  la densité ionique et  $\sigma$  la section efficace du processus considéré (ces processus sont détaillés dans

le paragraphe suivant). Les indices "bb", "bf", "ff" et "diff" correspondent respectivement à "bound-bound" pour les processus entre des éléments "lié-lié", "bound-free" pour les processus entre des éléments "lié-libre", "free-free" pour les processus entre des éléments "libre-libre" et "diffusion" pour les processus de diffusion.

Le rapport  $n_i/\rho$  peut aussi s'exprimer en fonction du nombre d'Avogadro  $N_a$  et de la masse atomique de l'élément A, ce qui donne :

$$\kappa_\nu = \frac{N_a}{A} [\sigma(\nu)^{bb} + \sigma(\nu)^{bf} + \sigma(\nu)^{ff} + \sigma(\nu)^{diff}] \quad (2.22)$$

Notons que dans le cas des plasmas étudiés ici, le terme de diffusion présent dans ces équations est négligeable.

Enfin, le coefficient d'émissivité  $\epsilon_\nu$  peut s'exprimer de manière similaire en prenant les sections efficaces des processus inverses.

# Chapitre 3

## Processus atomiques dans les plasmas chauds

Dans un plasma, il est possible qu'un électron libre ou lié change d'état d'énergie en émettant ou en absorbant un photon, ou bien lors d'une collision avec une autre particule (électrons ou ions). On parle de transition électronique. On distingue donc deux types de mécanismes permettant des transitions électroniques : les processus radiatifs et les processus collisionnels.

Les premiers donnent naissance aux spectres d'émission ou d'absorption que l'on se propose ici d'observer expérimentalement. Ce mécanisme est donc accessible à l'observation directe tandis que les collisions ne le sont pas. Elles jouent essentiellement un rôle de régulateur de la température du plasma et sont à incorporer dans les modèles théoriques. Les transitions électroniques impliquant un électron libre et un ion sont responsables du rayonnement continu que l'on peut observer sur les spectres tandis que les transitions entre des états liés induisent un spectre de raies caractéristique de l'état de l'ion. Tous ces processus mis en jeu sont déterminants pour expliquer l'évolution du plasma car ils influent sur ses différentes caractéristiques telles que l'opacité ou l'ionisation moyenne.

Dans ce qui suit, nous allons donner un aperçu de ces différents mécanismes. Les ions seront sous la forme  $X^z$  avec  $X$  le symbole chimique de l'élément considéré et  $z$  la charge de l'ion ( $z=0$  pour un atome neutre et  $z=Z$  pour un ion totalement ionisé). Le symbole "\*" signifie que l'ion en question est dans un état excité.

Pour caractériser les processus atomiques, on définit une section efficace  $\sigma(i \rightarrow j)$ , ayant la dimension d'une surface, qui représente la probabilité que l'ion  $X^z$  soit porté du niveau  $i$  au niveau  $j$  par un processus donné. On définit aussi un taux de transition  $W_{ij}$  qui représente la probabilité par unité de temps qu'un électron lié effectue une transition d'un état  $i$  vers un état  $j$  (lié ou libre) par un processus donné. Ce taux de transition va dépendre notamment de la densité électronique et de la section efficace du processus.

Nous avons vu qu'à l'équilibre thermodynamique le principe de microréversibilité implique que chaque processus atomique soit compensé par son processus inverse. Cette propriété entraîne aussi une égalité des taux de transition de telle sorte qu'un taux peut s'exprimer en fonction de celui de son processus inverse.



## 3.1 Les processus collisionnels

Dans un plasma partiellement ionisé, comme ceux présentés dans les études expérimentales des parties 2 et 3, de nombreuses collisions entre particules chargées se produisent. Lors d'une collision électron-ion, on considère l'électron comme projectile et l'ion comme cible immobile. L'électron cède alors une partie de son énergie à l'ion. Cette énergie est transmise à un électron lié de l'ion qui peut passer à un niveau quantique supérieur (excitation collisionnelle) ou être éjecté vers le continuum (ionisation collisionnelle) et devenir un électron libre. Les mécanismes inverses de ces processus sont la désexcitation et la recombinaison collisionnelles. On négligera les collisions entre deux ions car elles sont beaucoup moins nombreuses que les collisions électroniques en raison de la masse plus importante des ions qui réduit leur mobilité.

### 3.1.1 Excitation et désexcitation collisionnelles

L'excitation collisionnelle est un phénomène qui consiste en l'interaction d'un électron libre avec un ion. Au moment de la collision, l'électron libre cède une partie de son énergie à un électron lié d'un ion, se trouvant dans le niveau  $i$ . Cet électron lié va alors passer du niveau  $i$  à un niveau  $j$  supérieur en énergie.

Lors du mécanisme inverse, la désexcitation collisionnelle, l'électron libre gagne de l'énergie, cédée par l'électron lié qui se désexcite vers un niveau d'énergie inférieure. Il peut donc passer du niveau  $j$  vers le niveau  $i$ . On peut voir une illustration de ces deux processus sur la fig. 3.1.

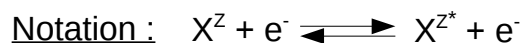
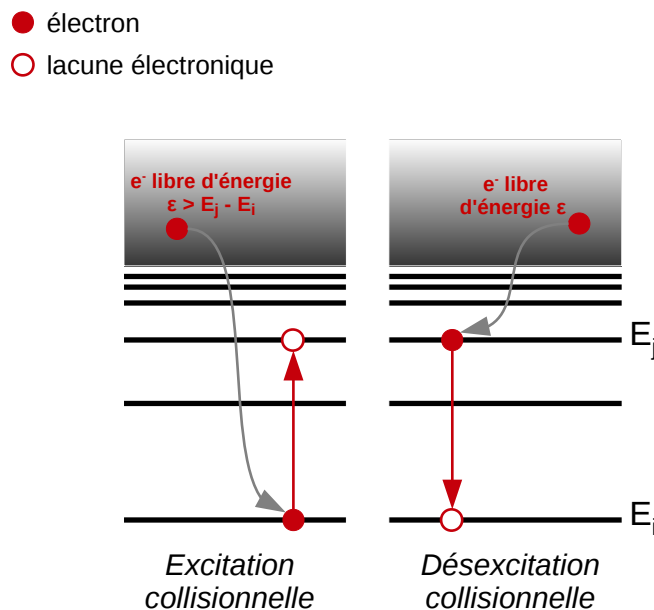


FIGURE 3.1 – Schéma des processus d'excitation et de désexcitation collisionnelles. Les flèches rouges représentent la transition d'un électron lié vers un niveau possédant une lacune. Les flèches grises représentent la collision d'un électron libre avec l'ion sans capture de l'électron par l'ion.

En raison de la conservation de l'énergie, l'électron libre qui interagit doit avoir une énergie cinétique  $\epsilon$  supérieure ou égale à celle de la transition au sein de l'ion, c'est-à-dire à

la différence d'énergie entre le niveau  $i$  et le niveau  $j$ . Il faut donc que  $\varepsilon \geq \Delta E_{ij}$ .

Le taux d'excitation collisionnelle s'exprime en fonction de la densité électronique  $n_e$  et du coefficient du taux d'excitation  $C_{ex}(i \rightarrow j)$  du niveau  $i$  vers le niveau  $j$ . Ce dernier est défini comme le produit de la vitesse relative des deux particules (l'électron et l'ion) par la section efficace d'excitation  $\sigma_{ex}(i \rightarrow j)$  moyenné sur la distribution de vitesses des électrons libres :

$$C_{ex}(i \rightarrow j) = \langle v\sigma_{ex}(i \rightarrow j) \rangle = \int_{v_0}^{\infty} v\sigma_{ex}(i \rightarrow j)f(v)dv \quad (3.1)$$

où  $\langle \rangle$  désigne la moyenne sur la distribution de vitesses  $f(v)$  des électrons. Notons que dans l'hypothèse, souvent faite, où l'ion est considéré comme immobile, la vitesse relative  $v$  devient la vitesse de l'électron incident et on a  $v = v_e = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_e}}$ , avec  $m_e$  la masse de l'électron.

La borne inférieure  $v_0$  de l'intégrale est donnée, dans le cas de l'excitation, par  $v_0 = \sqrt{\frac{2\Delta E_{ij}}{m_e}}$  et, dans le cas de la désexcitation, par  $v_0 = 0$ . On peut alors exprimer le taux d'excitation collisionnelle (exprimé en  $s^{-1}$ ) comme le produit de la densité électronique  $n_e$  par le coefficient de taux d'excitation :

$$W_{ij} = n_e C_{ex}(i \rightarrow j) = n_e \int_{v_0}^{\infty} v\sigma_{ex}(i \rightarrow j)f(v)dv \quad (3.2)$$

Le plus souvent, la principale difficulté est de trouver une expression analytique pour la section efficace du processus d'excitation collisionnelle. Le calcul est complexe et nécessite plusieurs approximations ainsi que l'aide de données expérimentales. En effet les sections efficaces utilisées par la communauté sont fréquemment semi-empiriques, constituées de coefficients ajustés à partir de diverses expériences. On trouve ainsi différents formalismes et différents coefficients dans la littérature [50]. L'équation de Van-Regemorter basé sur l'approximation du facteur de Gaunt [92] est un formalisme souvent utilisé dans la communauté des plasmas et s'écrit :

$$\sigma_{ex(i \rightarrow j)}(\varepsilon) = a_0^2 \frac{8\pi^2}{\sqrt{3}} f_{ij} \frac{Ry^2}{\varepsilon \Delta E_{ij}} g(\varepsilon) \quad (3.3)$$

avec  $a_0$  le rayon de Bohr,  $f_{ij}$  la force d'oscillateur totale en absorption de la transition  $i$  vers  $j$ ,  $Ry$  l'unité de Rydberg et  $g(\varepsilon)$  est le facteur de Gaunt qui est une fonction de  $\varepsilon/\Delta E$  calculée numériquement ou ajustée par l'expérience.

Dans le cas d'un plasma où les électrons libres sont à l'équilibre thermodynamique, on peut réécrire la distribution des vitesses dans l'équation 3.1 par une maxwellienne et exprimer le coefficient du taux d'excitation comme :

$$C_{ex}(i \rightarrow j) = \sqrt{\frac{8kT}{m\pi}} \int_{u_0}^{\infty} u\sigma_{ex(i \rightarrow j)}(ukT)e^{-u} du \quad (3.4)$$

où on pose  $u = \frac{\varepsilon}{kT}$ ,  $\varepsilon$  étant l'énergie de l'électron libre et  $u_0$  le seuil du processus tel que  $u_0 = \frac{\Delta E_{ij}}{kT}$ . En injectant l'équation 3.3 dans cette distribution de vitesses on obtient l'expression du taux d'excitation collisionnelle suivante :

$$C_{ex}(i \rightarrow j) = 1,58.10^{-5} T^{-\frac{3}{2}} f_{ij} \frac{e^{-u_0}}{u_0} \bar{g}(u_0) \quad (3.5)$$

où  $\bar{g}$  est le facteur de Gaunt intégré sur  $u$  dont différentes valeurs peuvent être trouvées dans la littérature [75, 92, 83, 71, 97]. Avec  $T$  exprimé en eV on obtient un taux donné en  $\text{cm}^3.\text{s}^{-1}$ .

Enfin, grâce au principe d'équilibre détaillé et pour une distribution des électrons libres maxwellienne, l'expression du taux de désexcitation collisionnelle peut être trouvé avec la relation suivante :

$$C_{ex}(j \rightarrow i) = \frac{g_i}{g_j} e^{u_0} C_{ex}(i \rightarrow j) \quad (3.6)$$

### 3.1.2 Ionisation et recombinaison collisionnelles

Il est possible qu'au cours d'une collision entre un électron libre et un ion de charge  $Z (> 0)$ , un électron lié de cet ion acquiert suffisamment d'énergie pour passer dans le continuum et devenir un électron libre. C'est l'ionisation collisionnelle, illustrée sur la fig. 3.2. Pour que ce processus se produise il faut que l'électron libre, impliqué dans la collision et diffusé par l'ion, ait une énergie cinétique supérieure à l'énergie d'ionisation du niveau où se trouve l'électron lié.

Le processus inverse est la recombinaison collisionnelle, aussi appelée recombinaison à trois corps. Ce processus résulte de la collision simultanée de deux électrons libres avec un ion. Lors de cette collision, l'ion capture un des deux électrons libres qui va alors venir combler une lacune sur un niveau lié  $i$  comme illustré sur la fig. 3.2. Le second électron libre est diffusé et repart, quant à lui, avec un excès d'énergie cinétique correspondant à la différence entre l'énergie d'ionisation du niveau  $i$  et l'énergie cinétique de l'électron libre capturé.

La recombinaison collisionnelle étant un processus impliquant deux électrons, donc proportionnel à  $n_e^2$ , il n'est important que dans le cas de plasmas denses ( $n_e > 10^{-19} \text{ cm}^{-3}$ ) puisque la probabilité pour que deux électrons s'approchent en même temps d'un ion ne peut être significative que si la densité est suffisamment grande.

Notons aussi que l'ionisation collisionnelle et son inverse sont deux mécanismes de nature thermique, c'est-à-dire qu'ils se produisent essentiellement vers des niveaux très excités de l'ion dont l'énergie d'ionisation est de l'ordre de  $kT_e$ , qui est l'énergie thermique moyenne de la population d'électrons libres. De plus, seuls les électrons libres d'énergie  $\varepsilon$  supérieure à l'énergie d'ionisation  $E_i$  du niveau  $i$  interviennent dans le processus d'ionisation collisionnelle. La prise en compte de ce phénomène et de son inverse à travers leur section efficace et leur taux de transition est notamment très importante pour les plasmas HETL.

Comme pour l'excitation collisionnelle, le taux d'ionisation collisionnelle est souvent obtenu en pratique à l'aide de coefficients empiriques qui interviennent dans la section efficace du processus. Différentes formules avec différents coefficients existent dans la littérature [61, 111, 71] et nous citerons ici la formule de Lotz [68, 69] souvent utilisée, notamment pour les grands  $Z$  [70], qui définit le taux d'ionisation collisionnelle  $I_i$  du niveau lié  $i$  et peut être exprimé par :

$$n_e I_{i_{\text{Lotz}}} = 8\pi \left( \frac{2Ry}{\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} a_0^2 \left( \frac{Ry}{E_i} \right)^{\frac{3}{2}} 0,69 e^{-\beta} f(\beta) \beta^{-\frac{1}{2}} \quad [\text{s}^{-1}] \quad (3.7)$$

où  $\beta = \frac{E_i}{kT}$ . Selon l'état d'ionisation et les approximations considérées,  $\beta$  et  $f(\beta)$  prennent des formes différentes [50].

Pour un plasma à l'équilibre thermodynamique, d'après le principe de l'équilibre détaillé,

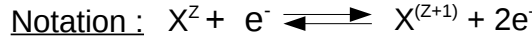
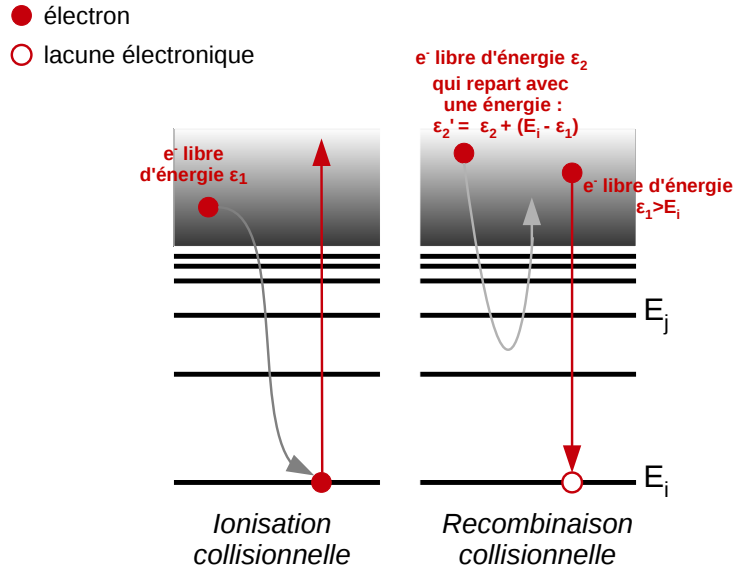


FIGURE 3.2 – Schéma des processus d’ionisation et de recombinaison collisionnelles. Les flèches rouges illustrent la passage de l’électron d’un état lié vers le continuum ou l’inverse. Les flèches grises représentent la collision d’un électron libre avec l’ion sans capture de l’électron.

on peut pour un niveau de nombre quantique principal  $n$ , écrire une relation qui relie  $S_n$  avec  $T_n$  le taux de recombinaison collisionnelle, comme suit :

$$T_n N_i N_e^2 = S_n N_n N_e \quad \text{qui implique} \quad T_n = S_n \frac{N_n}{N_i N_e} \quad (3.8)$$

avec  $\frac{N_n}{N_i N_e}$  qui peut être explicité par la relation de Saha-Boltzmann.

### 3.1.3 Autoionisation et capture diélectronique

Dans un plasma les ions peuvent être doublement excités, par excitation collisionnelle par exemple, et une fois dans cet état instable, l’électron lié de l’ion peut se désexciter vers un niveau inférieur d’énergie mais il peut aussi passer dans le continuum, dans ce cas on parle d’autoionisation (voir fig. 3.3).

Le processus inverse est appelé capture diélectronique (voir fig. 3.3) et donne donc naissance à des ions doublement excités. Il se produit par collision d’un électron libre avec un ion. L’électron incident est capturé par l’ion cible et le surplus d’énergie, au lieu d’être émis sous forme de photon comme nous le verrons plus loin avec la recombinaison radiative, sert à exciter un électron lié de l’ion. Ainsi on passe d’un ion de charge  $(z + 1)$  initialement dans un état  $i$  à un ion dans un nouvel état  $d$ , de charge  $z$  doublement excité.

Le taux de capture diélectronique  $D$  peut notamment être approximé par la formule de Burgess [24, 102] :

$$D_{(i \rightarrow d)} = 4,8 \cdot 10^{-11} f B_d \beta^{\frac{3}{2}} e^{-\beta \chi} \quad [cm^3 \cdot s^{-1}] \quad (3.9)$$

où

$$\beta = \frac{(z+1)^2 Ry}{kT} \quad \text{et} \quad \chi = \frac{\Delta E_{ij}}{(z+1)^2 Ry} \times \frac{1}{1 + \frac{0,015 \times z^3}{(z+1)^2}} \quad (3.10)$$

avec  $f$  la force d'oscillateur de la transition au sein de l'ion,  $z$  le symbole spectroscopique  $z = Z - N_{bound}$  ( $N_{bound}$  est le nombre d'électrons liés) et  $B_d$  le "branching ratio".

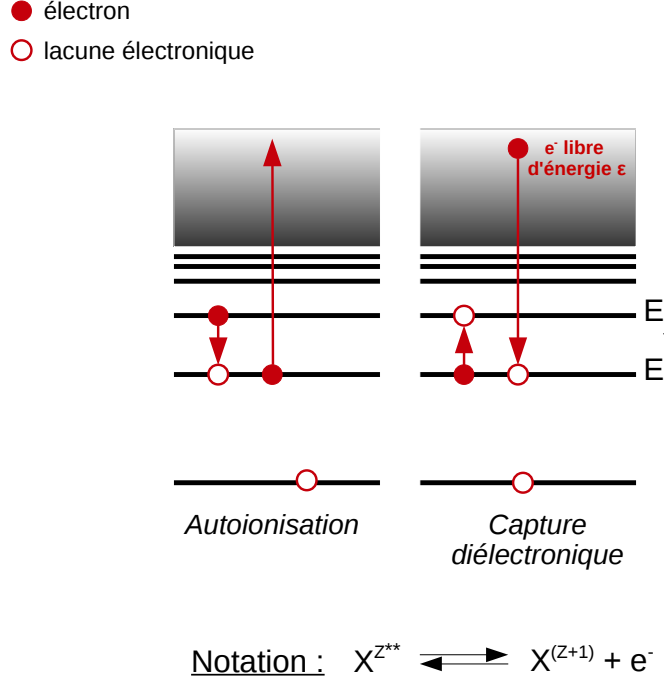


FIGURE 3.3 – Schéma des processus d'autoionisation et de capture diélectronique. Les flèches rouges symbolisent le passage d'un électron lié de l'ion vers le continuum ou vers un niveau possédant une lacune, ainsi que la capture d'un électron libre.

On peut ensuite relier le coefficient de taux d'excitation par capture diélectronique  $D_{(i \rightarrow d)}$  avec celui du taux d'autoionisation  $A_{(d \rightarrow i)}$ , à l'équilibre d'après le principe du bilan détaillé tel que :

$$N_i n_e D_{(i \rightarrow d)} = N_d A_{(d \rightarrow i)} \quad (3.11)$$

avec  $N_i$  et  $N_d$  les densités des ions dans les états  $i$  et  $d$ ,  $n_e$  la densité électronique et  $A_{(d \rightarrow i)}$  la probabilité d'autoionisation de  $d$  vers  $i$ .

Si on exprime le rapport  $\frac{N_d}{N_i n_e}$  avec la loi de Saha, on peut écrire le coefficient de capture diélectronique dans un plasma à l'équilibre thermodynamique comme :

$$D_{(i \rightarrow d)} = \frac{g_d}{2g_i} \frac{h^3}{(2\pi m_e kT)^{3/2}} e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}} \times A_{(d \rightarrow i)} \quad (3.12)$$

Notons que cette expression est valable seulement si la distribution des électrons libres est maxwellienne. Dans le cas d'une distribution d'énergie quelconque  $F(\varepsilon_i)$ , l'expression de  $D_{(i \rightarrow d)}$  devient :

$$D_{(i \rightarrow d)} = \frac{g_d}{2g_i} \frac{\sqrt{2\pi^2 h^3}}{m^{3/2}} \frac{F(\varepsilon_i)}{\sqrt{\varepsilon_i}} \times A_{(d \rightarrow i)} \quad (3.13)$$

## 3.2 Les processus radiatifs

En plus des processus collisionnels, se produisent aussi dans un plasmas des interactions entre les photons et les ions, ce sont les processus radiatifs. Ces processus interviennent dans tous les types de plasmas qu'ils soient à l'équilibre ou non.

### 3.2.1 Photoionisation et recombinaison radiative

Le phénomène de photoionisation consiste en l'absorption d'un photon d'énergie  $h\nu$  par un électron lié d'un ion qui est alors éjecté du niveau  $i$  vers le continuum, comme l'illustre la fig. 3.4. Il faut pour cela que le photon incident possède une énergie  $h\nu$  supérieure à l'énergie d'ionisation  $E_i$  du niveau  $i$ . On nomme aussi ce processus l'"effet photoélectrique". C'est la recombinaison radiative qui constitue le processus inverse.

Cette fois l'ion capture un électron libre d'énergie supérieure à  $E_i$  dans le niveau  $i$  et libère simultanément un photon d'énergie  $h\nu$  qui correspond à l'excédent d'énergie cinétique de l'électron capturé. Ce processus est schématisé sur la fig. 3.4. La recombinaison radiative

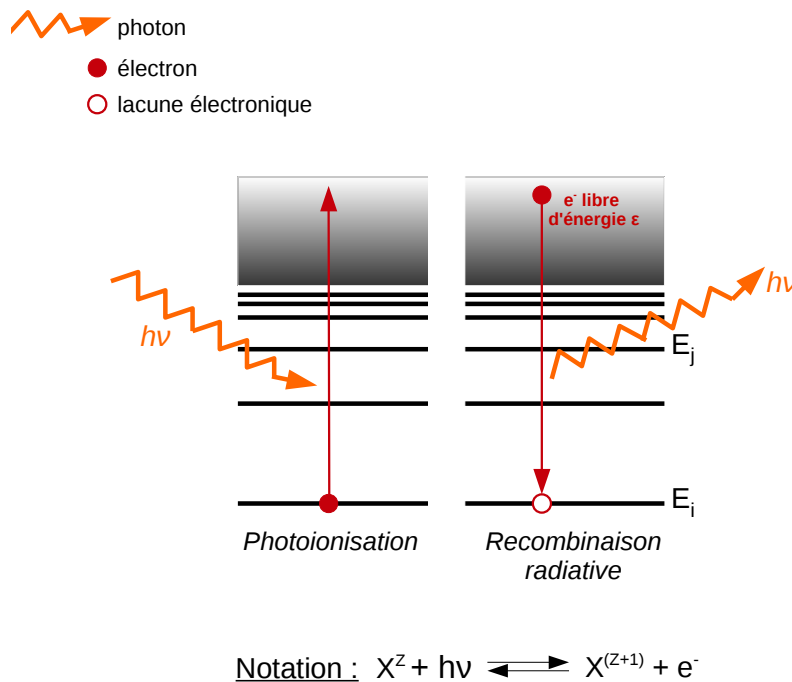


FIGURE 3.4 – Schéma des processus de photoionisation et de recombinaison radiative. Les flèches rouges représentent le passage d'un électron lié vers le continuum ou l'inverse. Chaque flèche orange symbolise un photon d'énergie  $h\nu$ .

affecte tous les niveaux de l'ion, y compris les plus profonds. La photoionisation sera d'autant plus importante que le champ radiatif sera élevé, et plus l'énergie des photons sera grande plus les niveaux de l'ion affecté seront profonds. Ces deux mécanismes jouent un rôle important dans les plasmas créés par laser, notamment dans la zone de réémission où ils contribuent grandement à la conduction du rayonnement X vers l'intérieur de la cible. On peut noter que la recombinaison peut aussi être induite par l'action d'un champ de rayonnement extérieur : c'est la recombinaison stimulée.

Le taux de photoionisation peut être exprimé par la formule suivante :

$$P_{(i \rightarrow c)} = \frac{4\pi}{h} \int_{E_i}^{\infty} \frac{1}{E} \sigma(E) I(E) dE \quad [\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}] \quad (3.14)$$

où  $I(E)$  est l'intensité du champ de rayonnement et  $\sigma(E)$  la section efficace de photoionisation.

Concernant le taux de recombinaison radiative, il existe différentes formules dans la littérature, on peut notamment citer celle de Mihalas [77] basée sur l'approche semi-classique de Kramers ou celle de Vainshtein, Sobelman et Yukov [115] basée sur l'approximation hydrogénoïde.

### 3.2.2 Émission spontanée et absorption

Lorsqu'un photon rencontre un ion, avec une énergie égale à celle d'une des transitions atomiques de l'ion, il peut être absorbé par ce dernier entraînant du même coup l'excitation d'un électron lié. C'est le phénomène de photoexcitation, ou d'absorption, illustré sur la fig. 3.5. Le processus inverse de la photoexcitation est l'émission radiative spontanée ou stimulée.

L'émission spontanée correspond à l'émission d'un photon due à la désexcitation spontanée d'un électron lié de l'ion, tandis que pour l'émission stimulée, la désexcitation de l'électron se produit sous l'influence d'un champ extérieur. Dans les deux cas, l'énergie du photon libéré  $h\nu$  est égale à l'énergie de la transition électronique impliquée dans la désexcitation, c'est-à-dire  $h\nu = E_j - E_i$  d'après la fig. 3.5. L'émission spontanée est d'autant plus

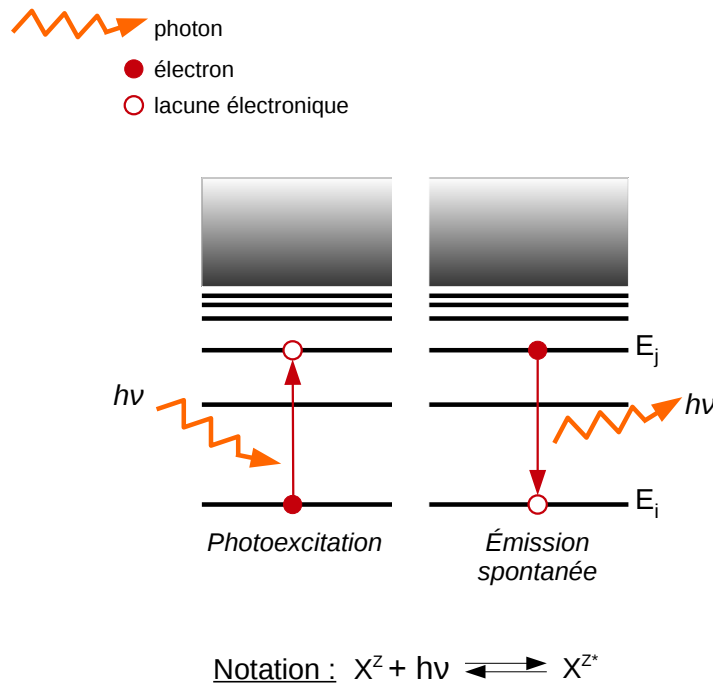


FIGURE 3.5 – Schéma des processus de photoexcitation et d'émission spontanée. Les flèches rouges représentent le passage d'un électron lié vers un niveau d'énergie supérieure ou inférieure. Chaque flèche orange symbolise un photon d'énergie  $h\nu$ .

importante que la charge  $Z$  de l'ion est grande.

De nouveau le bilan détaillé s'applique à ces processus microscopiques et leur taux sont liés par les coefficients d'Einstein A et B. Soit  $W_{ij}$  le taux d'absorption entre les niveaux  $i$  et  $j$ , défini par :

$$W_{ij} = B_{ij}N_i u \quad [cm^{-3}.s^{-1}] \quad (3.15)$$

avec  $N_i$  la densité d'ions dans l'état  $i$  et  $u$  la densité d'énergie du rayonnement à la fréquence de la transition  $ij$ .

De la même manière, le taux d'émission stimulée  $W_{ji}^{st}$  est aussi proportionnel à  $u$  et à la densité d'ions dans l'état  $j$  :

$$W_{ji}^{st} = B_{ji}N_ju \quad (3.16)$$

Enfin, le taux d'émission spontané  $W_{ji}^{sp}$  ne s'exprime pas en fonction de  $u$ , mais seulement par :

$$W_{ji}^{sp} = A_{ji}N_j \quad (3.17)$$

Dans ces équations,  $A_{ji}$ ,  $B_{ji}$  et  $B_{ij}$  sont appelés les coefficients d'Einstein et sont caractéristiques d'une transition atomique. Ces coefficients sont reliés entre eux par les relations d'Einstein qui sont :

$$A_{ji} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}B_{ji} \quad \text{et} \quad g_iB_{ij} = g_jB_{ji} \quad (3.18)$$

avec  $g_i$  et  $g_j$  les poids statistiques des niveaux  $i$  et  $j$ .

D'après le principe du bilan détaillé, les taux d'absorption et d'émission doivent s'équilibrer pour respecter l'hypothèse du régime stationnaire. En faisant l'hypothèse que le rayonnement est en équilibre avec la matière, c'est-à-dire dans le cas d'un plasma à l'ETC, on obtient :

$$B_{ij}N_iu = B_{ji}N_ju + A_{ji}N_j \quad (3.19)$$

Considérant les populations  $N_i$  et  $N_j$  décrites par la loi de Maxwell-Boltzmann et le fait que l'énergie des photons  $h\nu$  impliqués dans ces processus est égale à la différence d'énergie entre les niveaux  $i$  et  $j$ , on peut exprimer le rapport des populations comme :

$$\frac{N_j}{N_i} = \frac{g_j}{g_i} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (3.20)$$

Ainsi on peut réécrire l'équation 3.19 et exprimer  $u$  en fonction des coefficients d'Einstein :

$$u = \frac{g_j A_{ji}}{g_i B_{ij} e^{\frac{h\nu}{kT}} - g_j B_{ji}} \quad (3.21)$$

En insérant les relations 3.18 on trouve finalement :

$$u = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \frac{4\pi}{c} B_\nu \quad (3.22)$$

Cette relation suppose, rappelons le, que la matière et le rayonnement soient à l'équilibre thermodynamique. Cependant cette logique dépend de l'importance des effets radiatifs au sein du plasma. En effet, même si le champ radiatif n'est pas planckien, le plasma peut atteindre un état d'équilibre thermodynamique si le taux de transitions par processus collisionnels est plus important que le taux de transitions des processus radiatifs.

### 3.3 Les propriétés radiatives des plasmas chauds

Le rayonnement d'un plasma témoigne de ses propriétés et des processus qui s'y produisent. Ce rayonnement peut être continu ou bien constitué de raies plus ou moins bien séparées spectralement. Le rayonnement continu provient de deux phénomènes, l'un in-



duit par des processus entre particules libres (c'est le Bremsstrahlung) et l'autre induit par l'interaction entre particules libres et particules liées (c'est le rayonnement de recombinaison). Les raies spectrales, quant à elles, sont dues aux processus entre particules liées et la présence de ces raies, comme leur largeur spectrale, sont directement dépendantes des conditions du plasma. Ces trois types de processus : "libre-libre", "libre-lié" et "lié-lié" sont responsables des spectres d'émission et d'absorption que l'on peut détecter, comme ceux par exemple, qui sont présentés dans les parties expérimentales de ce manuscrit.

### 3.3.1 Les processus "libre-libre"

Les processus "libre-libre" (ou "free-free") font intervenir les interactions entre deux particules libres (ions, électrons et photons). Une première contribution de ces processus à l'opacité provient du rayonnement continu dit "Bremsstrahlung inverse".

Comme son nom l'indique, ce rayonnement est le processus inverse du rayonnement par "Bremsstrahlung" (ou de freinage) qui consiste en l'émission de photons due à l'interaction des ions et des électrons au sein du plasma. En effet lorsqu'un électron passe au voisinage d'un ion il subit une déviation de sa trajectoire. Selon la théorie classique du rayonnement, ou électrodynamique classique, un électron accéléré émet un rayonnement et ainsi perd de l'énergie. Un faisceau d'électrons dans un plasma dense est donc freiné tout au long de son parcours en émettant un rayonnement (voir fig. 3.6). Plus l'électron passe proche

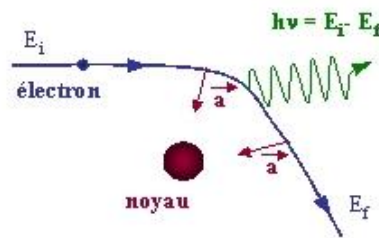


FIGURE 3.6 – Illustration du rayonnement de freinage (Bremsstrahlung).  $E_i$  est l'énergie de départ de l'électron et  $E_f$  son énergie après émission du photon d'énergie  $h\nu$ .

du noyau plus il perd de l'énergie. Pour un électron libre d'énergie  $E_i$ , l'énergie  $h\nu$  du photon émis peut donc prendre toutes les valeurs comprises entre 0 (cas où l'électron passe trop loin du noyau et n'est pas attiré par son champ électrique) et  $E_i$  (cas où l'électron transmet toute son énergie au photon).

Le "Bremsstrahlung inverse" est alors un processus d'absorption qui contribue à l'opacité libre-libre (que l'on retrouve dans l'équation 2.21) qui peut être évaluée avec l'approximation semi-classique de Kramers [6, 102] par la formule :

$$\kappa^{ff} = 87,9 \cdot 10^9 \frac{\langle Z \rangle^3 \rho}{A^2 (h\nu)^3} \frac{g_{ff}}{\sqrt{kT}} \quad [cm^2 \cdot g^{-1}] \quad (3.23)$$

où  $\langle Z \rangle$  est l'ionisation moyenne du plasma et  $g_{ff}$  le facteur de Gaunt correspondant aux corrections quantiques. Les énergies  $h\nu$  sont exprimées en eV.

Pour les plasmas denses, cette expression doit être corrigée en intégrant la section efficace de Kramers sur une distribution des vitesses des électrons de Fermi-Dirac et non de Maxwell comme fait dans la référence [56].

Parmi les processus libre-libre, la diffusion Thomson est aussi un processus qui peut contribuer à l'opacité du milieu. Ce processus consiste en la diffusion d'un photon de faible énergie sur un électron libre. Lors de ce processus il n'y a pas de changement de fréquence et la contribution à l'opacité s'écrit :

$$\kappa^D = \frac{8\pi e^4}{3m^2c^4} \frac{n_e}{\rho} = 0,665 \cdot 10^{-24} \frac{n_e}{\rho} \quad [cm^2 \cdot g^{-1}] \quad (3.24)$$

C'est le Bremsstrahlung inverse qui constitue le processus dominant de l'opacité "libre-libre". Le spectre correspondant est un spectre continu qui sera d'autant plus intense que le numéro atomique est élevé. De plus  $\kappa^{ff}$  étant inversement proportionnel à  $\nu^3$ , le spectre sera faible aux grandes énergies.

### 3.3.2 Les processus "lié-libre"

La contribution "lié-libre" (ou "bound-free") à l'opacité provient du processus de photoionisation dont la section efficace s'écrit :

$$\sigma_i^{bf} = \frac{\pi e^2}{mc} \frac{df_{i \rightarrow c}}{d\nu} \quad (3.25)$$

où  $\frac{df_{i \rightarrow c}}{d\nu}$  est la section efficace différentielle pour la transition monoélectronique du niveau  $i$  vers le continuum. En sommant sur tous les niveaux de l'ion, la section efficace devient :

$$\sigma^{bf} = \sum_i n_i q_{bf} \sigma_i^{bf} \quad (3.26)$$

avec  $q_{bf}$  la disponibilité du continuum et  $n_i$  la population de la sous-couche de départ  $i$ . Ainsi l'opacité totale due à la photoionisation s'écrit :

$$\kappa^{bf} = \frac{Na}{A} \frac{\pi e^2}{mc} \sum_i n_i q_{bf} \frac{df_{i \rightarrow c}}{d\nu} \quad (3.27)$$

avec

$$q_{bf} = 1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{h\nu - E_i - \mu}{kT}}} \quad (3.28)$$

où  $\mu$  est le potentiel chimique des électrons et  $E_i$  l'énergie d'ionisation de la sous-couche  $i$ .

Les transitions "lié-libre" donnent un spectre d'absorption continu qui est constitué de seuils photoélectriques débutant à des énergies de photons égales à celles d'ionisation des électrons liés.

### Les processus "lié-lié"

L'opacité "lié-lié" (ou "bound-bound") est due aux transitions radiatives au sein d'un atome et le spectre d'absorption correspondant est un spectre de raies dont les énergies dépendent des transitions mises en jeu au sein des atomes.

Considérons l'absorption d'un photon d'énergie  $h\nu$ , égale à la différence d'énergie entre les niveaux  $i$  et  $j$  d'un atome. La section efficace d'absorption pour la transition monoélectronique des niveaux  $i$  vers  $j$  avec  $E_j > E_i$  vaut :

$$\sigma_{ij}^{bb} = B_{ij} h\nu_{ij} \phi_{ij}(\nu) = \frac{\pi e^2}{mc} f_{i \rightarrow j} \phi_{ij}(\nu) \quad (3.29)$$

où  $f_{i \rightarrow j}$  est la force d'oscillateur de la transition monoélectronique, et  $\phi_{ij}(\nu)$  est le profil de raie d'absorption prenant en compte les processus d'élargissement de celle-ci. Pour avoir la section efficace totale d'absorption "lié-lié" il faut prendre en compte les occupations des différentes sous-couches de l'ion en comptabilisant le nombre d'électrons  $n_i$  dans la sous-couche de départ  $i$  ainsi que la probabilité  $q_j$  d'avoir une lacune dans la sous-couche d'arrivée  $j$  d'après le principe de Pauli.

Dans le cadre de l'approximation de l'atome moyen, la section efficace totale s'obtient alors en sommant ces contributions sur toutes les transitions de l'ion :

$$\sigma^{bb} = \frac{\pi e^2}{mc} \sum_{i,j} n_i q_j \sigma_{ij}^{bb} \quad (3.30)$$

où  $q_j$  s'écrit :

$$q_j = 1 - \frac{n_j}{g_j} \quad (3.31)$$

On arrive alors à l'opacité totale des transitions "lié-lié" :

$$\kappa^{bb} = \frac{N_a}{A} \sum_{i,j} n_i \left(1 - \frac{n_j}{g_j}\right) \sigma^{bb} \quad (3.32)$$

Dans cette expression nous avons vu que  $\phi_{ij}(\nu)$  comprend les processus d'élargissement de raies. Il est obtenu par la convolution de profils d'élargissement élémentaires.

### 3.3.3 Les processus d'élargissement de raies

Le profil de raie est dépendant de trois processus d'élargissement élémentaires : l'élargissement naturel, l'effet Doppler et l'effet Stark [46]. Les profils de raies dans les plasmas contiennent des informations sur les conditions du plasma telles que la densité ou la température, et sont très utiles pour l'interprétation des spectres.

#### L'élargissement naturel

Une transition entre deux niveaux atomiques n'est pas strictement monochromatique et possède une largeur naturelle liée à la durée de vie finie des niveaux mis en jeu. Le principe d'Heisenberg nous rappelle que l'incertitude de l'énergie d'un niveau excité  $j$  est reliée à sa durée de vie, on a :

$$\Delta E_j = \frac{\hbar}{t_j} \quad (3.33)$$

avec  $t_j$  la durée de vie du niveau  $j$  et  $\hbar$  la constante de Planck réduite. L'élargissement naturel qui en résulte est décrit par une lorentzienne normalisée qui s'écrit :

$$\phi_{ij}(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{ij}/4\pi}{(\nu - \nu_{ij})^2 + (\Gamma_{ij}/4\pi)^2} \quad (3.34)$$

avec  $\Gamma_{ij} = \Delta E_j/\hbar$  la largeur à mi hauteur. On peut noter que, face aux autres processus d'élargissement, la largeur naturelle est presque toujours négligeable, sauf si on inclut l'autoionisation parmi les processus "naturels".

## L'élargissement Doppler

L'observation d'une raie d'absorption résulte de l'observation du processus sur un ensemble d'ions qui ont une certaine distribution de vitesses, supposée maxwellienne ici. Ainsi lorsqu'un ion, émetteur, se déplace avec une composante parallèle à l'axe de visée de l'observateur, la fréquence du rayonnement émis est décalée par effet Doppler. Si on considère que le mouvement des ions est dû à leur agitation thermique, on peut décrire cet élargissement Doppler, dans le cas non relativiste, par un profil gaussien normalisé :

$$\phi_{ij}(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu_D\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\nu-\nu_{ij}}{\Delta\nu_D}\right)^2} \quad (3.35)$$

avec  $\Delta\nu_D$ , la largeur à mi hauteur qui vaut :

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_{ij}}{c} \sqrt{\frac{2kT_i}{M}} \quad (3.36)$$

avec  $M$  la masse de l'ion et  $T_i$  la température ionique. Lorsque la densité de matière n'est pas trop élevée, la largeur Doppler est le processus d'élargissement dominant.

On peut noter que l'élargissement Doppler limite la résolution spectrale  $\frac{\delta\lambda}{\lambda}$  telle que [102] :

$$\left(\frac{\delta\lambda}{\lambda}\right)_{Doppler} \approx 7,75 \cdot 10^{-5} \sqrt{\frac{T_i(eV)}{M(u.a)}} \quad (3.37)$$

## L'élargissement collisionnel ou effet Stark

Les ions et les électrons présents dans le plasma induisent un champ électrique  $\xi$  qui perturbe de manière plus ou moins significative les niveaux d'énergie. Plus précisément, les ions (considérés quasi-statiques) perturbent par l'intermédiaire d'un microchamp tandis que les électrons font des collisions qui élargissent les raies provenant des niveaux déplacés par le microchamp.

Les raies alors émises par l'atome perturbé vont alors être décomposées en plusieurs sous-composantes dont le centre de gravité peut être décalé par rapport à la raie initiale. L'effet Stark se traite comme une perturbation de l'hamiltonien, auquel on ajoute un terme qui décrit l'énergie d'interaction du moment dipolaire électrique de l'atome dans le champ électrique. On peut montrer que la décomposition des niveaux se fait avec une levée de dégénérescence sur le nombre quantique  $m$  et que l'écart entre le niveau initial et le ou les niveaux perturbés s'écrit en fonction de champ électrique [29, 86]. Ainsi pour un ion hydrogénoïde on peut assimiler l'effet Stark à un effet linéaire proportionnel à  $\xi$  tandis que pour des ions à deux électrons ou plus, l'effet sera quadratique ( $\propto |\xi|^2$ ). La fig. 3.7 montre un exemple schématique de l'éclatement des niveaux induit par la présence d'un champ électrique. Le profil d'élargissement par effet Stark est décrit par un profil plutôt lorentzien et cet effet intervient pour des plasmas à forte densité ( $n_e > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ). Une approximation de l'élargissement Stark  $\Delta\nu_S$  est proposée par Griem [51] sous certaines conditions hydrodynamiques :

$$\Delta\nu_S \propto \frac{n_j^2 n_e^{\frac{2}{3}}}{Z} \quad (3.38)$$

avec  $n_j$  le nombre quantique principal de l'état excité  $j$  et  $n_e$  la densité électronique. On voit ainsi que cet effet est d'autant plus important que la densité électronique est grande

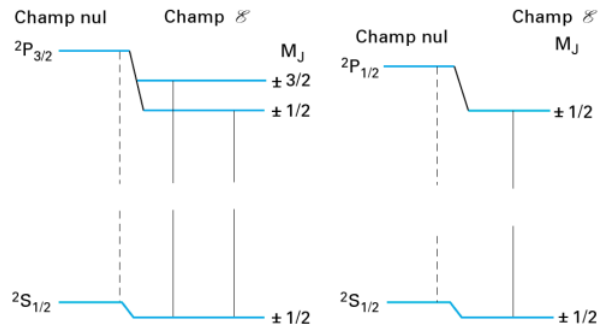


FIGURE 3.7 – Exemple de séparation Stark des raies de résonance d'un alcalin (effet Stark quadratique)

et que le numéro atomique  $Z$  est petit. De plus il apparaît aussi que cet élargissement sera plus important pour les transitions vers un état excité de valeur de  $n$  élevée.

---

---

## Deuxième partie

---

---

# SPECTROSCOPIE D'ABSORPTION X ET XUV DANS DES PLASMAS À L'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL

"C'est pas moi qui explique mal, c'est  
les autres qui sont cons"

---

Perceval, Kaamelott livre IV

# Chapitre 4

## Introduction aux expériences d'absorption

### 4.1 Contexte et objectif général des mesures

Les propriétés radiatives peuvent être utilisées pour sonder et comprendre la matière chaude et dense telles que les plasmas créés par laser. Une des possibilités pour étudier ces propriétés est l'absorption spectrale qui donne accès à la fois aux propriétés dynamiques et statiques des ions du plasma. Le calcul théoriques des coefficients de photo-absorption est une tâche difficile en raison du grand nombre de configurations électroniques qui doivent être prises en compte. Par conséquent il est important de comparer les calculs issus des codes d'opacité aux données expérimentales afin de valider les modèles théoriques et les approximations utilisés dans les codes.

Plus précisément, notre objectif au travers des deux expériences présentées ci-après est de mesurer simultanément l'absorption X liée aux transitions 2p-3d et l'absorption XUV correspondant aux transitions entre les niveaux de  $n=3$ .

En effet, dans les plasmas de  $Z$  modéré ( $Z \sim 25-30$ ), les propriétés des rayonnements XUV dans la zone spectrale de 50 eV à 150 eV sont souvent dominées par les transitions  $\Delta n=0$ . Les états électroniques impliqués dans ces transitions peuvent avoir des fonctions d'onde qui se recouvrent, provoquant de fortes absorptions ou émissions du rayonnement. De plus, les sections efficaces d'absorption et d'émission des transitions  $\Delta n=0$  sont très sensibles à la température électronique du plasma.

La situation est un peu différente pour les transitions X 2p-3d. Si ces dernières font appel aux mêmes sous-couches 3p et 3d que pour les transitions XUV 3p-3d ( $\Delta n=0$ ), la sensibilité à la température est différente. Dans le cas des XUV, la sous-couche 3p est active et participe à la transition, tandis que pour les transitions X cette même sous-couche est spectatrice, elle ne donne ni ne reçoit d'électrons lors de la transition. Mais son rôle n'est pas pour autant négligeable pour les transitions X car son occupation influence l'écrantage de la sous-couche 3d, qui elle-même est directement impliquée dans les transitions 2p-3d. En conséquence, l'absorption liée aux transitions XUV (3p-3d) et X (2p-3d) est très sensible à la température du plasma mais dans le premier cas c'est la profondeur des structures qui va être affectée par un changement de température tandis que dans le second cas c'est la position spectrale des structures qui s'en trouve modifiée. La mesure simultanée de l'absorption dans la gamme X et dans la gamme XUV peut donc apporter deux informations sur les ions du plasmas servant à la validation des codes de physique atomique, et offrant ainsi une méthode plus précise pour les éprouver. En effet, la température électronique

déterminée à l'aide des codes à partir des spectres d'absorption X doit être pertinente pour calculer aussi les spectres de transmission dans l'XUV.

Dans ce but nous avons réalisé deux expériences sur l'installation laser LULI2000<sup>1</sup>. La première, présentée dans la première partie du chapitre suivant, expose des résultats seulement dans la gamme X ainsi que la validation d'un nouveau schéma de cible en chauffage indirect. La deuxième, décrite dans la deuxième partie du chapitre suivant, présente cette fois des résultats dans les deux gammes et pour différents éléments.

Les données expérimentales obtenues pendant ce travail de thèse, et présentées dans cette partie sont interprétées, dans le cadre d'une collaboration, à l'aide de deux codes de physique atomique : SCO-RCG et OPAMCDF. Ces deux codes sont brièvement décrits en annexes C et D et sont suffisamment différents pour qu'il soit justifié de les exploiter tous les deux dans le cadre de l'interprétation des expériences.

Des calculs hydrodynamiques sont ajoutés en complément de certaines données spectroscopiques. Ces calculs ont aussi été obtenus en collaboration, à l'aide du code hydrodynamique 2D "FCI2" décrit en annexe F.

## 4.2 L'installation laser LULI2000

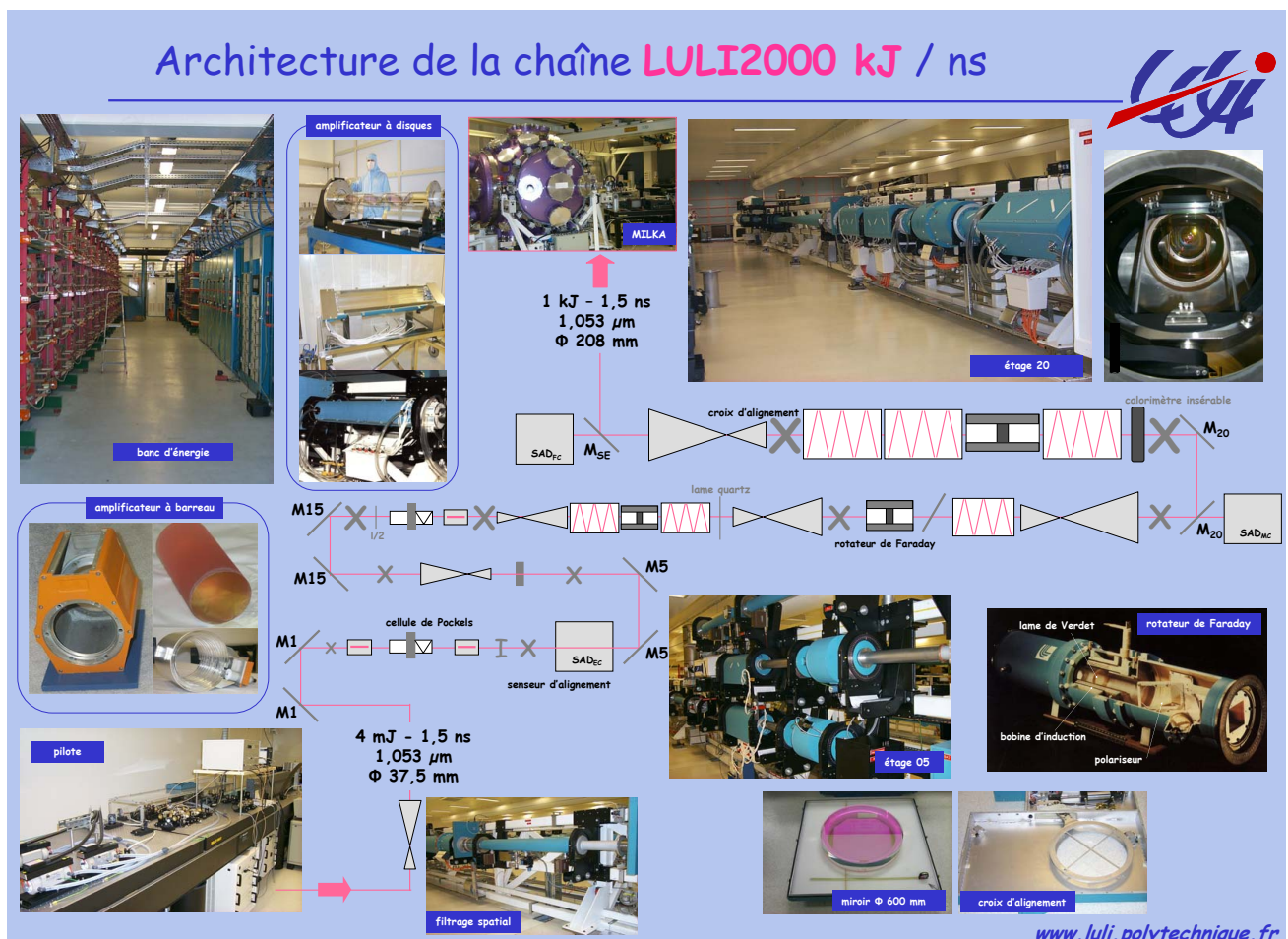


FIGURE 4.1 – Schéma complet du processus d'amplification d'une chaîne laser nanoseconde du LULI2000.

1. LULI, CNRS, Sorbonne Universités, École Polytechnique, CEA, <https://portail.polytechnique.edu/luli/fr>



L'installation laser LULI2000 est composée de deux chaînes laser de puissance, mono-impulsionnelles et utilisant comme milieu amplificateur des verres de type YLF (Yttrium Lithium Fluoride) dopés au néodyme ( $\text{Nd}^{3+}$ ). Chaque chaîne, respectivement dénommée "NORD" et "SUD", peut délivrer jusqu'à 800 J à la longueur d'onde fondamentale de  $1,053 \mu\text{m}$  que l'on désigne par " $1\omega$ " pour une durée d'impulsion de 1.5 ns. Un oscillateur fibré permet à la chaîne NORD d'avoir toutes les formes temporelles souhaitées avec des impulsions allant de 0,5 à 15 ns. La chaîne SUD de son côté peut, si besoin, être compressée par technique CPA [117, 107] jusqu'à 1,3 ps. Cependant, dans cette configuration, pour éviter un endommagement trop rapide des réseaux de compression, l'énergie délivrée est bridée autour de 80 J pour les durées d'impulsions allant de 1,3 ps à 30 ps.

Ces deux chaînes, en sortie de l'oscillateur ont une durée d'impulsion usuelle de 1,5 ns, une énergie de 4 mJ à  $1\omega$  et un diamètre de 50 mm. Ensuite chaque chaîne nanoseconde subit un processus d'amplification schématisé par la fig. 4.1 au cours duquel les faisceaux passent au travers d'amplificateurs successifs à barreaux ou à disques. Les verres de ces barreaux sont "pompés" à l'aide d'un système de lampes flash au xénon qui émettent un spectre continu des IR aux UV sur une longue durée ( $\sim 100 \mu\text{s}$ ).

Ces lampes sont alimentées par un banc d'énergie composé de batteries de condensateurs testées avant chaque tir par une décharge électrique. De plus, des filtres spatiaux sont insérés tout au long de la chaîne laser pour adapter le diamètre du faisceau, limiter le flux sur les optiques et éliminer les directions parasites du faisceau dues à l'émission spontanée dans les barreaux ou à divers défauts. Des rotateurs de Faraday (modulateurs de lumière unidirectionnel) sont placés entre chaque amplificateur à disques pour protéger les optiques de la rétro-propagation du faisceau qui pourrait les endommager. Au final, chaque faisceau possède un diamètre de 208 mm et une énergie pouvant aller jusqu'à 800 J. La longueur d'onde et la durée d'impulsion restent quant à elles inchangées. Notons cependant que la forme temporelle d'une impulsion évolue légèrement au cours de la propagation en raison de divers effets de saturation.

Enfin un faisceau annexe (dénommé "BLEU"), de longueur d'onde fondamentale  $1,053 \mu\text{m}$ , peut délivrer jusqu'à 50 J à  $1\omega$  et avoir, depuis 2016, sa propre forme temporelle d'impulsion, comprise entre 500 ps et 5 ns.

Notons aussi qu'un quatrième faisceau dit "NOIR" est en cours d'installation et pourra délivrer quelques joules en 1 ps à  $\omega$  à partir de 2017.

L'installation comprend deux salles expérimentales que l'on peut voir schématisées sur la fig. 4.2. Ces salles 1 et 2 abritent respectivement des chambres expérimentales de 2 m et de 80 cm de diamètre dans lesquelles les différents faisceaux laser sont focalisés. Lors des deux expériences présentées ci après, les faisceaux NORD, SUD et BLEU sont utilisés, tous doublés en fréquence et utilisés dans la salle d'expérience n°2.

Le doublage en fréquence se fait à l'aide d'un cristal de KDP (Potassium Dihydrogen Phosphate) [43], au sein même de la salle expérimentale, situé juste avant la focalisation de chaque faisceau. Une fois passées à  $2\omega$  les chaînes NORD et SUD peuvent chacune fournir des énergies allant jusqu'à 500 J tandis que le faisceau BLEU peut délivrer jusqu'à 20 J. Ce dernier est focalisé grâce à une lentille de distance focale de 500 mm qui permet d'obtenir une tache focale d'environ  $20 \mu\text{m}$  de diamètre à la meilleure focalisation. Dans nos expériences, les deux faisceaux nanosecondes arrivent sur la cible avec une tache focale plus grande, de  $400 \mu\text{m}$  de diamètre environ. En effet, ces taches focales sont obtenues après le passage de chaque faisceau dans une lentille de distance focale de 1600 mm

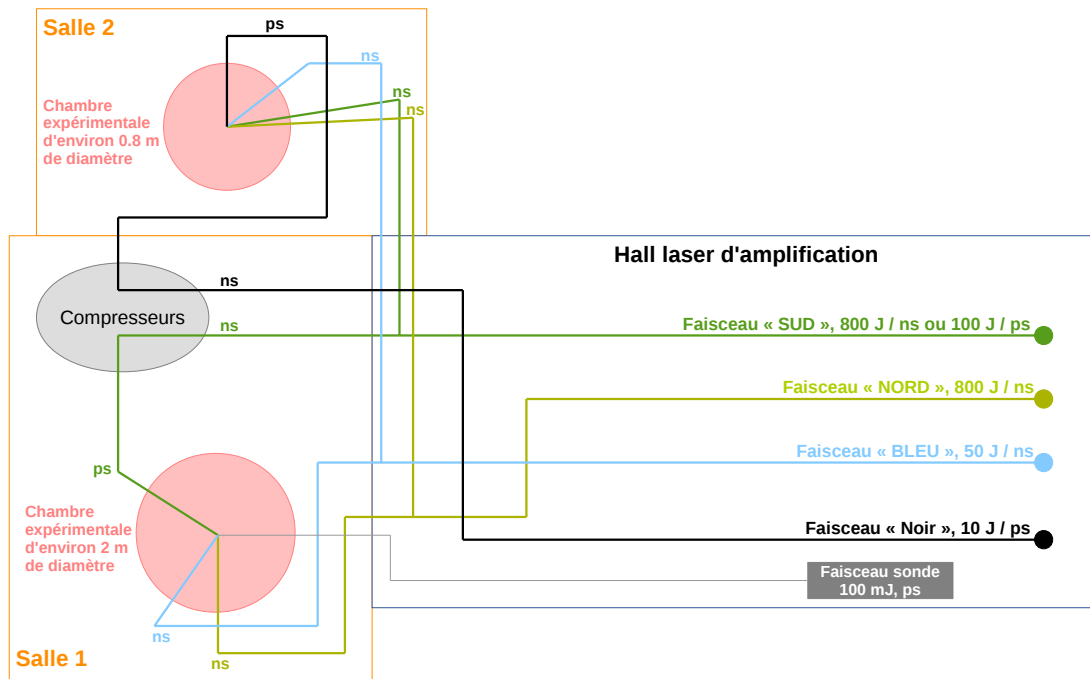


FIGURE 4.2 – Schéma des salles d'expérience ainsi que de la salle d'amplification laser de l'installation LULI2000, où les trajets des différents faisceaux vers les salles expérimentales sont représentés.

couplée à une lame de phase de type HPP (Hybrid Phase Plate) [64].

Sommairement, une HPP est une lame de phase produisant dans le plan focal un profil d'intensité super-gaussien. Le principe est globalement le même que dans le cas d'une lame de phase RPP (Random Phase Plate)[63, 81], c'est le schéma en surface de la lame qui change. En effet, une RPP est constituée de marches (avec des déphasages différents et aléatoires) réparties de façon régulière en surface. Une HPP en revanche est construite avec des éléments de forme hybride répartis en surface sans schéma particulier. Une telle lame de phase permet d'obtenir une tache focale plus homogène quand le faisceau est défocalisé. En revanche pour un faisceau focalisé, une RPP sera plus efficace car elle induira moins de points chauds qu'une HPP. Lors des deux expériences décrites ci après nous utilisons les faisceaux des chaînes NORD et SUD défocalisés à  $400 \mu\text{m}$  ce qui explique le choix d'une lame de phase de type HPP.

# Chapitre 5

## Absorption X du Cu, du Ni et de l'Al et validation d'un nouveau type de chauffage indirect

La première expérience, réalisée en décembre 2013, décrit ici des mesures d'absorption dans le domaine du rayonnement X au voisinage de l'équilibre thermodynamique local (ETL) de plasmas de Z modéré pour des températures électroniques autour de 25 eV et des densités comprises entre  $10^{-3}$  et  $10^{-2}$  g/cm<sup>3</sup>. Ce type de mesure requiert des cibles complexes millimétriques ainsi que des techniques expérimentales précises pour obtenir des données de qualité ayant une résolution spectrale adaptée à chaque étude. Dans les deux dernières décennies, plusieurs expériences ont été réalisées dans le domaine des X avec un chauffage indirect comme évoqué dans l'introduction de ce manuscrit [28, 85, 118]. Nous présentons dans ce chapitre une expérience d'absorption X faite sur l'installation LULI2000 avec un nouveau modèle de chauffage indirect. Nous nous sommes intéressés principalement aux structures d'absorption correspondant aux transitions 2p-3d du cuivre et du nickel, détectées à l'aide d'un spectromètre dont la gamme spectrale s'étend de 680 eV à 1700 eV. Le but de cette expérience est multiple :

- tester un nouveau schéma de cible en chauffage indirect ;
- enregistrer des spectres de transmission X ;
- tenter de détecter simultanément des spectres de transmission X et XUV.

### 5.1 Montage expérimental

Pour cette expérience, les faisceaux NORD et SUD, dédiés au chauffage des cavités (voir la description des cibles ci-après), ont tous deux une durée d'impulsion de 1,5 ns et délivrent chacun entre 300 J et 400 J à  $2\omega$ . À l'aide d'une lame de phase de type HPP nous obtenons une tache focale de 400  $\mu$ m environ. À cela s'ajoute le faisceau BLEU pour irradier le "backlighter" (voir description des cibles ci-après) qui délivre environ 10 J sur cible à  $2\omega$  pour une durée d'impulsion de 1,5 ns. Cette chaîne laser arrive avec un retard ajustable de 1,5 ns après le début des impulsions laser de faisceaux NORD et SUD. La configuration des faisceaux entrant dans la chambre expérimentale est présentée sur la fig. 5.1.

On constate sur cette figure que deux configurations pour le pointage des faisceaux NORD et SUD sont utilisées, à savoir "0°" quand ils sont l'un au dessus de l'autre et "10°" quand ils sont dans le même plan horizontal. Ces deux configurations de pointage correspondent

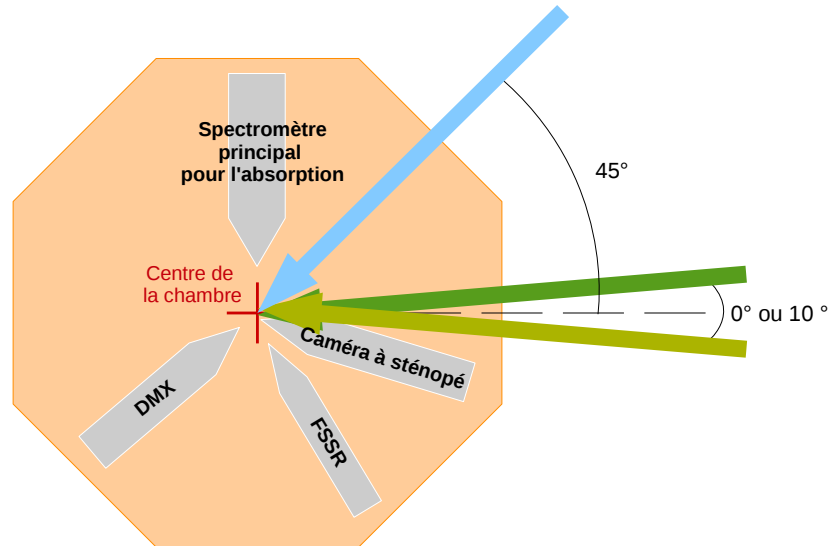


FIGURE 5.1 – Représentation schématique du montage expérimental, vu d'en haut.

chacune à un type de cible différente. Enfin on peut voir la disposition autour du centre chambre des différents diagnostics utilisés dont la description détaillée est faite plus loin.

### 5.1.1 Les cibles

Les cibles sont constituées de quatre éléments distincts : deux sphères d'or de 2 mm de diamètre placées de part et d'autre d'un échantillon à étudier (cuivre, nickel ou aluminium) et d'une feuille d'or de  $50 \mu\text{m}$  d'épaisseur, située à  $5 \pm 0.02 \text{ mm}$  de l'échantillon, qui va jouer le rôle de source de radiographie, c'est le "backlighter".

Deux configurations de cibles sont testées durant cette expérience : une avec les sphères "collées" de part et d'autre de l'échantillon (cible de type A), et une où elles sont situées au dessus et en dessous (cible de type P) comme illustré sur la fig. 5.2. L'idée dans les deux cas est d'utiliser les faisceaux NORD et SUD pour irradier l'intérieur des sphères d'or et créer un rayonnement quasi planckien servant à chauffer l'échantillon situé au milieu. Avec un retard ajustable par rapport au début de l'impulsion des chaînes NORD et SUD, le faisceau BLEU est utilisé pour chauffer la feuille d'or (le backlighter) afin de générer un rayonnement X continu, le plus homogène possible passant par l'échantillon. Le principe est alors d'étudier l'absorption de l'échantillon chauffé en détectant le rayonnement du backlighter transmis par ce dernier. Comme indiqué sur la fig. 5.2, pour les cibles de type A, les cavités en or possèdent chacune trois trous :

- un de  $700 \mu\text{m}$  de diamètre pour laisser entrer le faisceau laser qui est focalisé à  $400 \mu\text{m}$  au niveau de ce trou ;
- deux de  $550 \mu\text{m}$  de diamètre, en vis à vis, pour laisser passer le rayonnement venant du backlighter et passant au travers l'échantillon. Celui des deux "collé" à l'échantillon permet aussi le chauffage de ce dernier par le rayonnement quasi-planckien issu de la cavité.

Pour les cibles de type P, les cavités d'or ne possèdent que deux trous chacune :

- un de  $700 \mu\text{m}$  de diamètre pour laisser entrer le faisceau laser qui est focalisé jusqu'à  $400 \mu\text{m}$  au niveau de ce trou ;
- un de  $550 \mu\text{m}$  pour que le rayonnement quasi-planckien des sphères puisse chauffer l'échantillon.

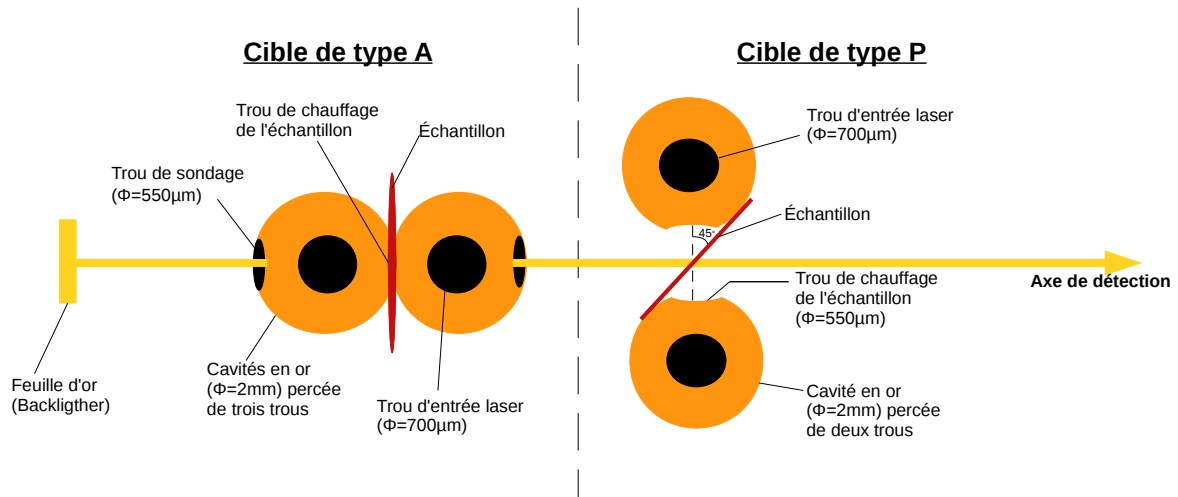


FIGURE 5.2 – Schéma des deux configurations de cible : à gauche les cavités sont alignées (type A) sur l'axe de détection, à droite les cavités sont perpendiculaires (type P) à ce même axe.

Le tableau 5.1 présente les différents échantillons utilisés pour lesquels des spectres de transmission seront présentés par la suite dans ce chapitre. Tous les échantillons de ce tableau sont chauffés en configuration P (voir fig. 5.2). En effet seuls les spectres obtenus avec des cibles de types P sont présentés dans la partie 4.1.3, car il apparaît que ce sont les spectres les moins bruités et les mieux résolus.

Par ailleurs, les échantillons décrits ici sont tous recouverts de carbone de part et d'autre, dans le but de confiner et de contraindre spatialement le plasma créé pendant le tir et de maintenir une densité assez importante. Ainsi tous les échantillons sont composés de plusieurs strates et ce sont celles de C qui sont en interaction directe avec la source de chauffage, ici le rayonnement des cavités, qui vont se détendre spatialement en premier. En mettant ces strates de carbone, on limite l'expansion des strates d'intérêt (Cu, Ni ou Al) qui sont chauffées au travers du carbone, donc se détendent moins vite et conservent une relativement haute densité.

De plus on distingue deux catégories d'échantillons (voir tableau 5.1), ceux constitués seulement de trois strates, une de Ni ou de Cu entre les deux de C (tirs 71 et 72), et ceux constitués de cinq strates au total, qui possèdent de l'Al en plus du Ni ou du Cu (tirs 64 et 69). Notons que l'Al dans ces échantillons est ajouté de part et d'autre du Ni (ou de Cu) pour respecter la symétrie de chauffage de l'échantillon.

	Tir 64	Tir 71	Tir 69	Tir 72
Matériaux	C/Al/Ni/Al/C	C/Ni/C	C/Al/Cu/Al/C	C/Cu/C
épaisseur (nm)	70/38/11/38/70	70/28/70	70/38/12/38/70	70/22/70
Masse surfacique ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	15/10/10/10/15	15/25/15	15/10/11/10/15	15/20/15

TABLE 5.1 – Caractéristiques des échantillons ayant donné les meilleurs résultats.

La présence de l'Al a pour objectif de servir de "thermomètre" au sein du plasma. L'Al étant un élément aujourd'hui bien connu [26, 120], ses raies d'absorption offrent un point de repère pour les calculs théoriques permettant de déterminer la température électronique du plasma.

Enfin, il est important de noter que pour les calculs de transmission des cibles de type P (voir partie 4.1.3), la masse surfacique donnée dans le tableau 5.1 a été multipliée par  $\sqrt{2}$  pour tenir compte du fait que les échantillons sont placés à  $45^\circ$  par rapport à l'axe des sphères (voir fig. 5.2).

### 5.1.2 Les détecteurs : les "Image Plates" (IP)

Tous les diagnostics présentés ci-après sont équipés de détecteurs intégrés en temps, appelés communément "Image Plate" ou "Imaging Plate" (IP)[12, 53, 72]. Les Image Plates sont des films photosensibles réutilisables qui permettent de détecter le signal en intégrant le rayonnement reçu sur la durée totale d'émission. La partie photosensible de l'IP réside dans les cristaux de phosphore situés au sein du composé  $[\text{BaF}(\text{Br},\text{I}) : \text{Eu}^{2+}]$ . Le rayonnement X incident sur l'IP va exciter les ions  $\text{Eu}^{2+}$ , un électron est alors éjecté dans la bande de conduction des cristaux de phosphore. Cet électron se retrouve piégé dans un trou, formé par les ions F, Br ou I, appelé centre-F. Ces centres-F correspondent à des états métastables situés à 3,5 eV au dessus de l'état fondamental du phosphore. Cependant ces états sont temporaires et disparaissent avec le temps et la température. Par conséquent une information latente est stockée dans l'IP qui doit être lue avant sa disparition, avec un scanner spécifique. Ce taux de disparition de l'information est différent selon le type d'IP mais ne dépend pas du rayonnement X détecté. En effet il excite trois types d'IP, les IP BAS MS, SR et TR. Les types MS et SR sont revêtus d'une couche de mylar ( $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ ) sur la couche de phosphore. L'IP de type TR ne possédant pas cette couche, est sensible à des énergies plus basses qui seraient bloquées par le mylar dans le cas des IP de type MS et SR. Notons que d'un point de vue expérimental, l'absence de cette couche de protection rend les IP de type TR très fragiles ce qui implique une manipulation nécessairement très soignée. Le tableau 5.2 récapitule les caractéristiques des trois types d'IP.

	SR	MS	TR
Couche de plastique	$\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$	$\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$	/
Densité du plastique	1,49 g/cm <sup>3</sup>	1,64 g/cm <sup>3</sup>	/
Épaisseur du plastique	8 $\mu\text{m}$	9 $\mu\text{m}$	/
Couche de phosphore	BaFBr	BaFBr <sub>0,85</sub> I <sub>0,15</sub>	BaFBr <sub>0,85</sub> I <sub>0,15</sub>
Densité du phosphore	3,07 g/cm <sup>3</sup>	3,18 g/cm <sup>3</sup>	2,61 g/cm <sup>3</sup>
Épaisseur du phosphore	112 $\mu\text{m}$	124 $\mu\text{m}$	60 $\mu\text{m}$

TABLE 5.2 – *Caractéristiques des différentes couches qui constituent les Image Plates.*

Pour extraire les données de l'IP, celle-ci est scannée par un laser de longueur d'onde 632,8 nm (environ 2 eV) qui désexcite les électrons piégés. Des photons sont alors émis par photo-luminescence stimulée (PSL) et détectés par un tube photomultiplicateur. Ces données "PSL", non-linéaires, sont ensuite amplifiées et converties en image digitale de nuances de gris<sup>1</sup> où la résolution est limitée par la précision du scanner. Finalement, l'IP est exposée à une intense lumière blanche durant plusieurs minutes pour effacer l'information contenue dedans afin de pouvoir la réutiliser.

1. Chaque pixel de l'image obtenue contient une valeur qui traduit une couleur comprise entre le blanc et le noir. Les valeurs contenues dans chaque pixel sont reliées à l'intensité du signal reçu de manière non linéaire

### 5.1.3 Les diagnostics

Le principe d'une mesure d'absorption est de comparer l'intensité d'un rayonnement X ayant traversé le plasma à étudier avec celle d'un rayonnement "de référence" n'ayant pas subi d'absorption. On définit donc l'axe de détection par la position du backlighter, de l'échantillon et du spectromètre principal chargé de faire les mesures d'absorption (voir fig. 5.2). Le rayonnement X de référence correspond à la détection du signal émis par le backlighter seul, sans la présence des cavités et de l'échantillon, **c'est la mesure de  $I_0(\lambda)$** .

Dans les mêmes conditions expérimentales, une seconde mesure de l'émission X du backlighter est faite et cette fois le signal détecté est celui du rayonnement du backlighter passé à travers l'échantillon préalablement chauffé par le rayonnement des sphères, **c'est la mesure de  $I(\lambda)$** .

On peut ensuite calculer le rapport des deux intensités spectrales détectées afin d'observer l'absorption en énergie du plasma de l'échantillon. On obtient ainsi la transmission spectrale de l'échantillon, qui s'exprime par le rapport  $I/I_0$ . Cette valeur peut alors être directement confrontée aux modèles théoriques qui, à partir de l'opacité  $\kappa$ , estiment la transmission spectrale tel que :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\kappa\rho\delta l} \quad (5.1)$$

avec  $\rho$  la densité de matière volumique et  $\delta l$  l'épaisseur d'une strate d'échantillon donnée. Notons que chaque spectre théorique est obtenu, initialement, en considérant une unique température électronique et une unique densité de matière.

#### — *Le diagnostic principal : un spectromètre à deux voies de mesure*

Ce spectromètre comprend deux voies de mesure distinctes, une pour le rayonnement X compris entre 680 et 1700 eV et une pour le rayonnement XUV allant de 50 à 250 eV. N'ayant pas eu de résultats concluants dans les XUV durant cette campagne, cette gamme spectrale ne sera pas abordée ici, mais nous y reviendrons dans la deuxième partie de ce chapitre (section 4.2).

Nous nous concentrons donc pour cette campagne sur la voie de mesure X. Cette dernière est composée d'une fente d'entrée suivie d'un miroir sphérique recouvert de platine (de dimensions 120×40 mm et de rayon de courbure 8000 mm) et d'un cristal cylindrique de TIAP de  $2d = 25.76 \text{ \AA}$  (de dimensions 60×20 mm et de rayon de courbure 100 mm) qui disperse le signal sur une IP Fuji BAS-TR. Ce détecteur offre un meilleur rapport signal sur bruit que les films X tout en ayant une bonne résolution et une surface de détection suffisamment grande pour couvrir notre gamme spectrale, ce que ne pourrait pas fournir une caméra CCD [53]. De plus, la détection de la gamme X du rayonnement ne nécessite pas forcément l'usage d'un détecteur avec une résolution temporelle, qui de surcroît abaisserait grandement la résolution spectrale, qui est un paramètre majeur. Étant donné que la source du backlighter est choisie la plus petite possible pour contribuer à une bonne résolution spectrale, une grande luminosité est nécessaire. C'est pourquoi nous avons inséré un miroir sphérique avant le cristal qui permet de focaliser le signal sur le détecteur comme le montre la fig. 5.3 qui présente le schéma de la voie de mesure du rayonnement X. Ce miroir est recouvert de platine et reçoit le signal avec un angle rasant de  $1,5^\circ$  pour obtenir la meilleure réflectivité dans la gamme de détection. La couverture de métal, quant à elle, réfléchit le rayonnement dans la gamme spectrale considérée tout en étant quasi transparente

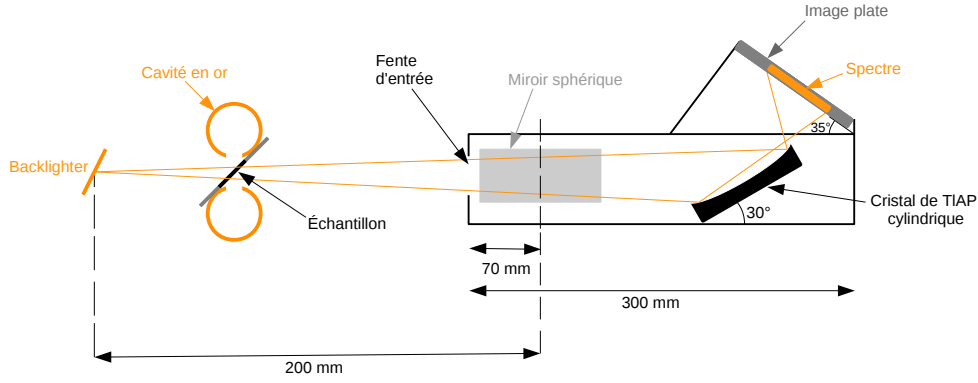


FIGURE 5.3 – Schéma de la voie de mesure du rayonnement X du spectromètre d'absorption qui forme avec l'échantillon et le backlighter l'axe de radiographie.

aux X les plus énergétiques, supérieurs à 2 keV [96]. Ensuite le signal est dispersé par le cristal cylindrique de TIAP sur une gamme spectrale allant de 680 eV à 1700 eV avec une résolution spectrale estimée  $E/\delta E \approx 400$  [96]. Les caractéristiques du miroir et du cristal sont présentées dans le tableau 5.3.

Miroir sphérique		Cristal cylindrique	
Distance à la source	200 mm	$2d$ du TIAP	25,76 Å
Surface	Pt	Rayon de courbure	100 mm
Distance au détecteur	225 mm	Longueur	60 mm
Longueur	120 mm	Largeur	20 mm
Hauteur	40 mm	Angle d'incidence au centre	30°
Rayon de courbure	8000 mm	Distance du centre à la source	335 mm
Angle d'incidence moyen	1,5°	Distance du centre à l'IP	95 mm
Angle solide	$15 \times 10^{-3}$ rad		
Épaisseur de la couverture de Pt	< 500 Å		

TABLE 5.3 – Caractéristiques du miroir sphérique recouvert de Pt et du cristal cylindrique de TIAP utilisés pour la voie X du spectromètre d'absorption.

Le cristal de TIAP est choisi pour être capable de couvrir la large gamme spectrale tout en restant un instrument compact. Sa longueur de 60 mm est d'ailleurs la longueur maximale d'un cristal courbé de bonne qualité. De plus, les seuils d'absorption des éléments présents dans le cristal, thallium et oxygène, se trouvent respectivement autour de 2380 eV et 545 eV, ce qui est hors de la gamme spectrale détectée (680 eV à 1700 eV). Enfin l'IP est placée avec un angle de 35° par rapport à l'axe du spectromètre (voir fig. 5.3) afin que ce détecteur se trouve au plan focal du miroir. Le signal arrive finalement sur l'IP qui l'intègre sur la totalité du temps d'émission. Ce signal n'est pas perturbé par l'émission du laser ou par une autre lumière visible parasite car l'IP n'est pas sensible aux longueurs d'onde supérieures à 200 nm [12, 53]. Enfin, en avant du miroir, au niveau des fentes d'entrées du spectromètre, un filtre composé de 2  $\mu\text{m}$  de Mylar et de 0,15  $\mu\text{m}$  d'Al protège les optiques des potentiels fragments de cible et des rayonnements parasites inférieurs à 300 eV.

— **Les diagnostics additionnels pour l'observation du backlighter et des cavités en or**

Quatre autres diagnostics sont mis en place dans le but d'observer et d'étudier l'émission du backlighter ainsi que celle des deux cavités en or :



- Une **chambre à sténopé** ou "**camera obscura**", est un outil d'imagerie X qui intègre spectralement et temporellement le signal émis par une source. Ce signal, en passant par un trou de l'ordre de la dizaine de  $\mu\text{m}$  (voir fig. 5.4), va être focalisé sur un détecteur (dans notre cas, une IP). Ce dispositif nous permet d'observer spatialement l'émission X du backlighter ainsi que celle des deux cavités en or. Nous pouvons ainsi contrôler à chaque tir, la position de ces trois éléments les uns par rapport aux autres pour assurer la reproductibilité de l'alignement et détecter d'éventuels défauts de focalisation.

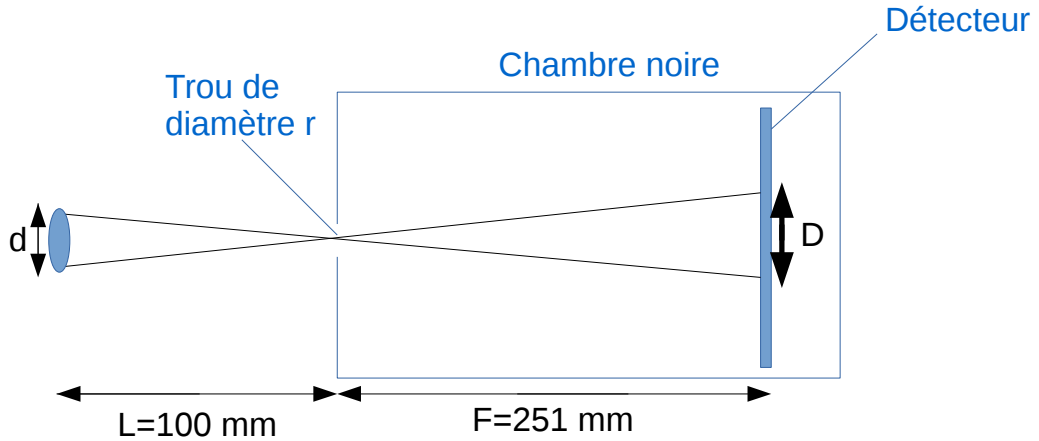


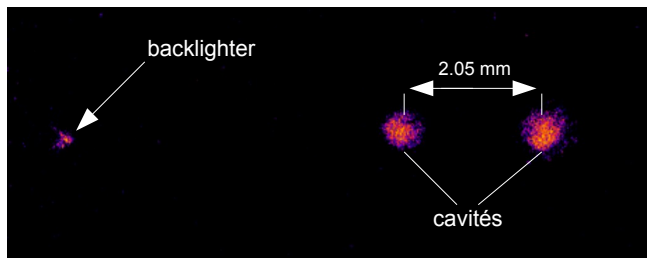
FIGURE 5.4 – Schéma de principe du fonctionnement d'une chambre à sténopé (ou caméra obscura) avec un grandissement de 2,5.

Afin d'obtenir une image non saturée et non perturbée par les rayonnements visibles, des filtres de 3 ou 6  $\mu\text{m}$  d'Al sont insérés devant le trou. De plus il est important que la taille du trou soit négligeable devant la taille de la source ( $r \ll d$ , voir fig. 5.4) pour assurer une résolution suffisante sans pour autant être trop petit, par rapport à la longueur d'onde, pour éviter la diffraction. Une fois l'image obtenue, on peut calculer la taille des différentes sources à l'aide du grandissement  $G$  qui se calcule à partir des distances  $L$ ,  $F$ ,  $d$  et  $r$  de la fig. 5.4 comme suit :

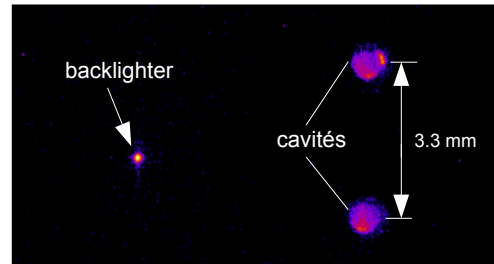
$$G = \frac{F}{L} \left[ 1 + \frac{r}{d} \left( 1 + \frac{L}{F} \right) \right] \approx \frac{F}{L} \quad (5.2)$$

Lors de notre expérience nous avons utilisé un trou de 20  $\mu\text{m}$ , une distance source-trou de 100 mm et une distance trou-détecteur de 251 mm amenant un grandissement de 2,5. La fig. 5.5 montre un exemple des images obtenues grâce à ce diagnostic, dont on peut signaler que la profondeur de champ est infinie.

- Deux **DMX** [15], spectromètres à large bande spectrale et résolus en temps sont dédiés chacun à la mesure de la température radiative d'une sphère. Ces spectromètres sont constitués de plusieurs canaux composés de différents filtres couplés à des diodes X photoélectriques qui détectent les émissions X dans une gamme allant de 50 eV à 20 keV environ, avec une résolution temporelle de 100 ps. Cette résolution est le résultat des contributions des différents éléments du diagnostic, à savoir le détecteur et les systèmes de transmission et d'enregistrement des données. Ces trois parties possèdent une résolution temporelle propre, prise en compte



Cible de type A



Cible de type P

FIGURE 5.5 – Exemple de deux images détectées par la caméra à sténopé : à gauche pour une cible de type A et à droite pour une cible de type P.

à travers une somme quadratique classique pour obtenir la résolution temporelle totale du spectromètre. Le choix des filtres permet de couvrir la gamme d'énergie souhaitée pour pouvoir reconstruire un spectre entier et finalement fournir une mesure absolue de la température radiative des cavités.

- Un **FSSR**, spectromètre à très haute résolution spatiale et spectrale [13, 78], composé d'un cristal de quartz courbé sphérique et d'une IP, observe à chaque tir l'émission X de la feuille d'or. Ce diagnostic permet de détecter dans notre cas, une gamme spectrale restreinte de 1550 eV à 1700 eV avec une très haute résolution spectrale, de 4000 environ. Ce spectromètre à cristal sphérique à haute résolution spectrale et spatiale est un instrument de mesure du rayonnement X basé sur l'utilisation des propriétés des cristaux de quartz courbés sphériques, il peut être utilisé dans deux configurations : 1D et 2D.

Le FSSR-1,2D utilise à la fois les propriétés de focalisation d'un miroir sphérique et celles de la diffraction de rayons X sur un cristal par la loi de Bragg.

Afin d'expliquer les principales propriétés du cristal courbé sphérique, considérons deux plans indépendants : un premier horizontal défini par les points T-C-F comme l'illustre la fig. 5.6 et un second vertical (ou sagittal) défini comme étant perpendiculaire au premier.

La loi de Bragg exprime que seuls les rayons X de longueur d'onde  $\lambda$  interfèrent de manière constructive. Ils satisfont à la relation :

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (5.3)$$

avec  $n$  l'ordre de diffraction,  $d$  la distance inter-réticulaire (distance entre deux plans cristallins) et  $\theta$  l'angle d'incidence sur le cristal (cf fig. 5.6). On peut ainsi, d'après cette loi, sélectionner les longueurs d'onde souhaitées, qui après réflexion sur le cristal, formeront des "lignes" brillantes dans le plan horizontal. Dans le plan sagittal, en raison des propriétés de focalisation de la surface du cristal sphérique, de telles franges créeront une image de la source spatialement résolue. Afin d'obtenir la meilleure résolution spatiale ainsi que la plus grande intensité possible sur l'image, il faut placer le détecteur (film X, IP ou caméra CCD) à une

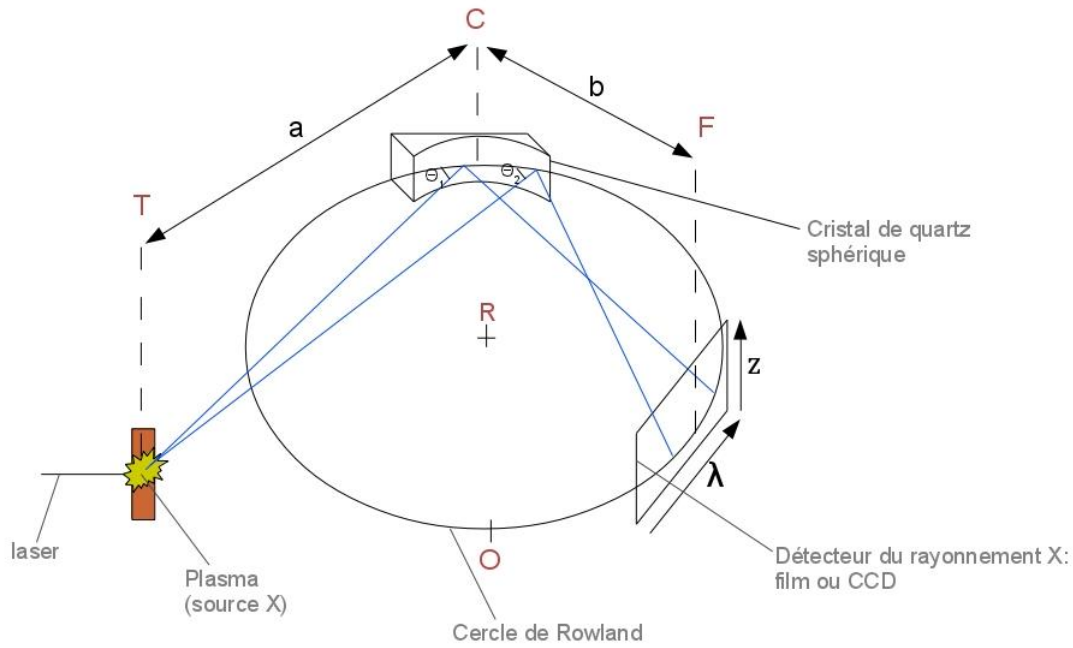


FIGURE 5.6 – Schéma de principe du fonctionnement d'un spectromètre à cristal de quartz sphérique possédant une haute résolution spectrale et spatiale (FSSR). Ici le FSSR est présenté dans une configuration 1D.

distance  $b$  du cristal tel que :

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{2 \cos \phi}{R} \quad (5.4)$$

où  $R$  est le rayon de courbure du cristal et  $\phi$  l'angle formé par le rayon incident et la normale au cristal d'où  $\phi=90^\circ-\theta$ .

Dans le cas FSSR-1D, le détecteur doit être placé sur le cercle de Rowland pour obtenir la meilleure résolution spectrale possible c'est-à-dire une résolution indépendante de la taille de la source X. Par conséquent, le détecteur doit être à une distance  $b = R \cos \phi$  du cristal ce qui implique d'après la relation 5.4 que la source soit à une distance  $a = \frac{R \cos \phi}{\cos 2\phi}$  du cristal.

On obtient ainsi une image spectralement résolue dans le plan horizontal et un grandissement linéaire  $M$  dans la direction du plan sagittal tel que  $M = \frac{b}{a} = \cos 2\phi$ .

Dans le cas FSSR-2D où la résolution spectrale ne sera pas optimale, le détecteur peut se trouver à l'extérieur du cercle de Rowland mais l'équation (5.4) doit toujours être respectée. On a alors un grandissement dans la direction du plan sagittal de  $M = \frac{1}{\cos 2\phi}$ . Cependant, en 2D la taille de l'image dans le plan horizontal dépend de la taille de la source, ce qui réduit la résolution spectrale. Cette dernière dépend aussi de la qualité du détecteur et des éventuelles imperfections dans le réseau cristallin. Il est important de noter que d'un point de vue expérimental la configuration 1D n'est que rarement réalisable car elle impose une seule et unique possibilité pour le couple de distances  $(a,b)$  avec souvent une distance source-cristal petite par rapport aux contraintes matérielles. Par conséquent cette condition augmente la difficulté d'implémenter ce diagnostic dans une chambre expérimentale déjà encombrée.

En revanche la configuration 2D répond plus facilement aux contraintes géométriques d'une chambre d'expérience en offrant plusieurs choix pour le couple (a,b) tout en pouvant garder une résolution spectrale suffisamment élevée.

## 5.2 Discussion sur le montage expérimental

### 5.2.1 Les paramètres expérimentaux

Le but de cette expérience est de créer un plasma d'élément de Z modéré proche de l'ETL pour étudier son absorption spectrale entre 680 et 1700 eV. Pour cela nous employons donc deux cavités en or pour produire un rayonnement X quasi planckien servant à chauffer l'échantillon situé au milieu. Cette méthode de chauffage indirect, par l'intermédiaire d'un rayonnement quasi-planckien, ainsi que par le schéma d'expansion de la cible, nous permet de considérer le plasma comme étant proche de l'ETL [37, 85] durant le temps de sondage. De plus, l'utilisation des faisceaux à  $2\omega$  augmente le taux d'absorption de l'énergie laser par les cavités, limite la production d'électrons suprathermiques et fournit ainsi un rayonnement plus intense et plus homogène.

Le choix de l'or pour le backlighter et les cavités a été préalablement validé dans la littérature ainsi qu'au sein de l'équipe expérimentale durant une campagne sur l'installation EQUINOX (CEA, France)[66]. Il a alors été montré que l'or, contrairement à des matériaux tels que Cu, Mo ou Zr, était un élément qui convertissait efficacement l'énergie laser en rayonnement X tout en produisant un spectre intense et spectralement le plus plat possible.

Sur l'installation LULI2000, au moment de cette campagne, les durées d'impulsion des faisceaux NORD, SUD et BLEU étaient dépendantes les unes des autres. Or nous avons besoin de chauffer les cavités pendant un temps suffisamment long pour avoir une bonne conversion de l'énergie en rayonnement X. Pour le backlighter en revanche il aurait fallu de préférence un temps plutôt court pour sonder le plasma sur une phase hydrodynamiquement presque constante. Par conséquent le choix d'avoir les trois chaînes laser avec une durée d'impulsion de 1,5 ns est un compromis entre les deux critères précédents. De plus, sachant que les chaînes NORD et SUD ont une durée de 1,5 ns, il a été choisi d'appliquer un retard de 1,5 ns au faisceau BLEU pour sonder le plasma une fois le chauffage par laser terminé. Nous sondons alors un plasma chaud et encore dense avec un minimum de gradients spatiaux comme nous le verrons dans la section 4.1.3.

Le choix d'utiliser des cibles de type "sandwich", avec du carbone, permet aussi de contrôler les conditions du plasma. La présence de C autour du Cu et du Ni limite l'expansion du plasma [118] et réduit ainsi les gradients de densité tout en assurant une densité relativement haute.

Il est important de noter que ces mesures d'absorption sont faites avec deux tirs similaires et non durant un même tir comme cela a été expliqué au début du paragraphe précédent "**Les diagnostics**". En faisant la mesure de  $I$  et  $I_0$  séparément, nous augmentons le risque d'erreurs comparé au cas idéal où la mesure serait simultanée. La principale cause d'imprécision est due aux fluctuations tir-à-tir. En effet, deux tirs laser supposés identiques ne le sont pas dans les faits (légères différences d'énergie, de pointage, de forme ou d'homogénéité de la tache focale). Pour limiter cette incertitude, nous avons implémenté dans la chambre expérimentale le spectromètre FSSR qui détecte à chaque tir l'émission

X du backlighther. Grâce aux mesures du FSSR, nous pouvons comparer l'émission du backlighther entre deux tirs supposés identiques d'après les paramètres laser et vérifier si l'émission X est effectivement bien semblable.

Précisons les choses, une mesure de  $I$  (c'est-à-dire la mesure du rayonnement du backlighther passé à travers l'échantillon chauffé par les cavités) est effectuée par le spectromètre principal dans des conditions laser données. Ensuite, dans des conditions laser supposées identiques, plusieurs spectres du backlighther seul, sans absorption (mesure de  $I_0$ ), sont enregistrés. Il faut alors choisir parmi tous ces spectres de  $I_0$  lequel est le plus proche en intensité du spectre du backlighther utilisé pendant la mesure de  $I$ . Pour cela on compare le signal obtenu par le FSSR pendant le tir de la mesure de  $I$  avec les signaux obtenus pendant les tirs des mesures de  $I_0$  (voir l'exemple de la fig. 5.20). Notons que les spectres obtenus avec le FSSR servent d'indicateur mais ne peuvent être utilisés pour calculer une transmission spectrale en raison de la gamme d'énergie différente de celle du spectromètre principal qui détecte les signaux  $I$ .

Grâce à ce diagnostic additionnel, l'incertitude sur la reproductibilité des spectres d'absorption obtenus au cours de cette campagne est significativement réduite.

## 5.2.2 Les deux types de cibles

Différents types de chauffage indirect ont été testés au cours de six campagnes expérimentales sur l'installation laser LULI2000 durant les dix dernières années. La première configuration de cible utilisée par notre équipe était composée d'une seule cavité en or collée à l'échantillon [59, 67]. Le principal problème lié à cette configuration était l'inhomogénéité du plasma due au chauffage unilatéral. Par conséquent le schéma utilisé par la suite fut composé de deux sphères d'or collées de part et d'autre d'un échantillon, c'est la configuration de type A que l'on peut voir sur la fig. 5.2. L'échantillon est efficacement chauffé des deux côtés créant ainsi un plasma très homogène. En revanche, avec ce type de cibles, l'axe du spectromètre principal passe nécessairement à travers les cavités.

C'est-à-dire que les sphères se situent sur l'axe défini par le backlighther, l'échantillon et le spectromètre d'absorption. Ce dernier, en plus du signal provenant du backlighther, va aussi détecter l'émission des cavités ce qui complique grandement l'analyse des spectres obtenus. En effet, les sphères servent ici à chauffer l'échantillon et le signal qu'elle émettent n'est pas souhaité sur les spectres. Bien que ce dernier soit dans une gamme spectrale différente, son intensité est telle qu'il perturbe malgré tout les mesures.

La nouvelle configuration que nous avons testée pendant cette campagne expérimentale (la configuration de type P sur le fig. 5.2) comporte aussi deux cavités en or mais, cette fois, elles sont positionnées au dessus et en dessous de l'échantillon c'est-à-dire hors de l'axe de détection. Ainsi la mesure n'est que peu affectée par l'émission provenant des cavités.

De plus, lorsque l'on irradie l'intérieur des sphères, un plasma se crée qui, en se détendant dans la cavité peut à terme, venir boucher les trous de  $550 \mu\text{m}$  des cibles de type A. Or, ces trous sont prévus pour laisser passer le rayonnement émis par le backlighther, la mesure peut donc être fortement perturbée par ce remplissage des cavités si le retard du faisceau sonde (le faisceau BLEU) n'est pas parfaitement ajusté pour laisser passer le rayonnement avant le bouchage des trous. Avec la configuration P, les sphères étant hors de l'axe de détection, ce problème est fortement réduit. En revanche, pour les deux types de cibles, il faut prendre en compte un autre problème lié au "bouchage" des cavités. Une fois la densité critique atteinte, le laser ne pourra plus déposer d'énergie. Le profil laser utilisé est

le même quelque soit la configuration de cible choisie et doit permettre un dépôt d'énergie suffisant pour atteindre des températures radiatives assez hautes pour chauffer l'échantillon autour de 25 eV. Notons que ceci apporte une contrainte sur le volume minimal des cavités.

Enfin, d'un point de vue opérationnel, les cibles de type P représentent également un gain de temps considérable pour l'équipe expérimentale. En effet, les sphères sont plus faciles à positionner autour de l'échantillon car elles sont placées moins proches de ce dernier, ce qui représente un gain de temps dans le pré-alignement et moins de risques de casser ces objets extrêmement fragiles. De plus dans le cas des cible de type A il faut aligner parfaitement les quatre trous des deux cavités avec le backlighter afin de ne pas boucher la vue du spectromètre, ce qui demande une grande précision, de 15 à 20  $\mu\text{m}$ . Chaque élément doit être parfaitement aligné avec tous les autres, soit virtuellement six points.

Les cibles de type P impliquent quant à elles, un alignement beaucoup plus simple car il y a seulement l'échantillon à placer sur l'axe de détection et les cavités à mettre au dessus et en dessous de celui-ci. L'alignement d'un élément ne dépend que d'un seul autre et non de tous. En revanche, de part son concept, la configuration P présente des cavités plus éloignées de l'échantillon que le type A. Les sphères doivent être proches de l'échantillon pour pouvoir le chauffer et ce dernier doit aussi pouvoir être traversé par le rayonnement du backlighter. C'est pourquoi l'échantillon en type P est placé à 45° de la verticale (c'est-à-dire de l'axe des cavités, voir fig. 5.2). Le chauffage par les cavités est donc moins efficace que dans le cas de la configuration A où les sphères sont collées à l'échantillon. Face à cette constatation, nous avons réalisé des calculs d'éclairement à l'aide d'un modèle simplifié de calculs géométriques, de type View Factor (voir annexe A) afin de comparer le chauffage des échantillons dans les deux cas.

La fig. 5.7 présente les images d'éclairement obtenues d'après ces calculs. On observe sur ces images le résultat de l'éclairement dû aux deux cavités pour les deux types de cibles. On constate que dans le cas des cibles de type A, l'éclairement est parfaitement homogène et très intense. En revanche pour les cibles de type P, il est moins intense et moins homogène, on peut voir deux maxima d'intensité sur l'échantillon correspondant au chauffage provenant de chaque cavité. Il en résulte que dans cette configuration, l'éclaire-

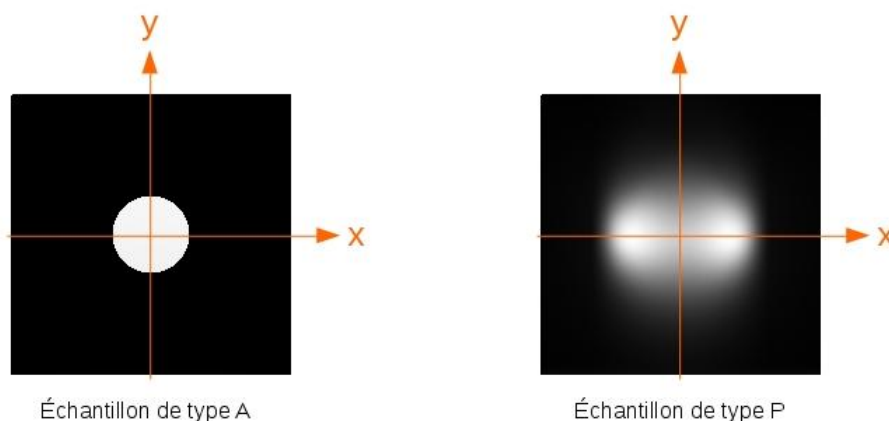


FIGURE 5.7 – Simulation 2D de l'éclairement des échantillons par les cavités pour les deux types de cibles (A et P). Les images montrent l'éclairement total de la cible, c'est-à-dire la somme de l'éclairage obtenu sur chaque face de l'échantillon.

ment maximum de chaque sphère n'est pas parfaitement au centre de l'échantillon mais légèrement décalé. Sur la fig. 5.8 on peut voir les coupes de l'images de type P de la fig. 5.7

selon les axes  $x$  et  $y$ . Ces deux figures montrent la présence de deux maxima d'intensité, selon  $x$ , légèrement décalés par rapport au centre de l'échantillon, comme on le voit sur la fig. 5.8 (a) où les courbes en pointillées représentent l'éclairage vu par en dessous et au dessus de l'échantillon. On peut noter avec la fig. 5.8 (b) en revanche, que ce problème ne concerne pas la coupe selon l'axe  $y$  qui elle présente un seul maximum.

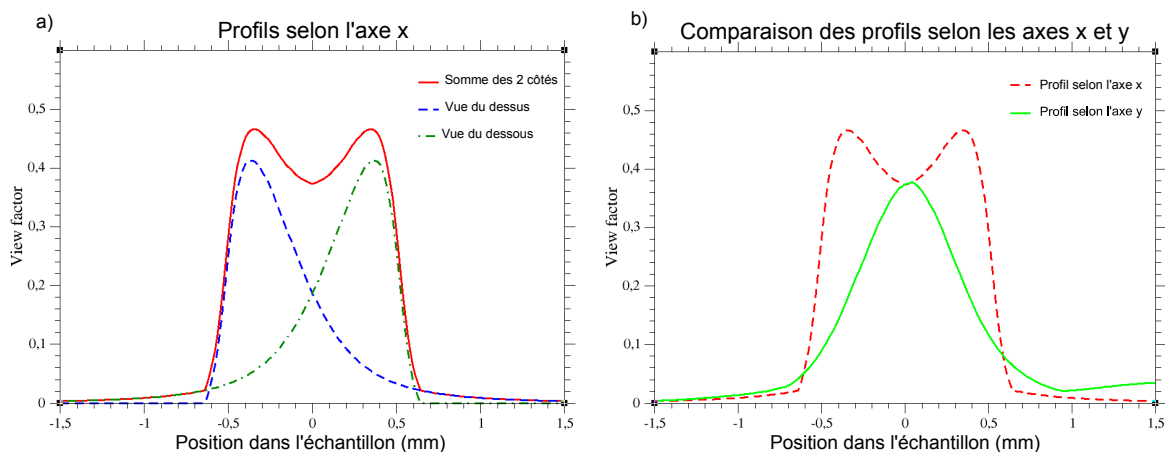


FIGURE 5.8 – (a) Profils, selon l'axe  $x$ , de l'éclairage d'un échantillon de type P. Les courbes en pointillées représentent l'éclairage reçu par chaque face de l'échantillon. La courbe rouge (pleine) est la somme des contributions de chaque face, c'est donc l'éclairage total de la cible selon  $x$ . (b) Profils de l'éclairage total d'un échantillon de type P, selon l'axe  $x$  (en tirets rouges) et l'axe  $y$  (trait plein vert).

Afin de remédier à ce problème de position des maxima d'intensité selon  $x$ , les sphères ont été décalées de l'échantillon d'environ  $350 \mu\text{m}$  selon ce même axe afin de superposer ces deux maxima. Ce décalage est illustré sur la fig. 5.9.

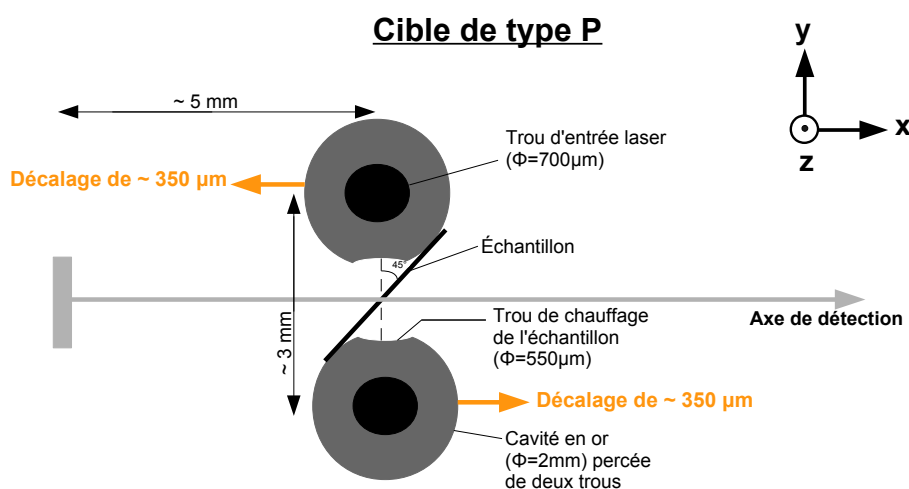


FIGURE 5.9 – Illustration du sens du décalage des sphères (flèches jaunes) par rapport à l'échantillon afin d'obtenir un chauffage centré sur ce dernier.

Le résultat de cet adaptation des cavités est montré sur la fig. 5.10 qui compare les profils, selon l'axe  $x$ , de l'éclairage des cibles de type A avec celui des cibles de type P avant et après le décalage des sphères. Grâce à cet ajustement, nous obtenons un éclairage environ deux fois plus important ainsi qu'une meilleure homogénéité au centre de

l'échantillon, zone sur laquelle les spectromètres sont alignés. En effet, la fente d'entrée du spectromètre d'absorption faisant 2 mm de large, et les distances respectives entre cette fente et l'échantillon et entre le backlighter et l'échantillon étant de 133 mm et de 5 mm, nous sondons environ 70  $\mu\text{m}$  de large (selon l'axe  $y$ ) au centre de ce dernier.

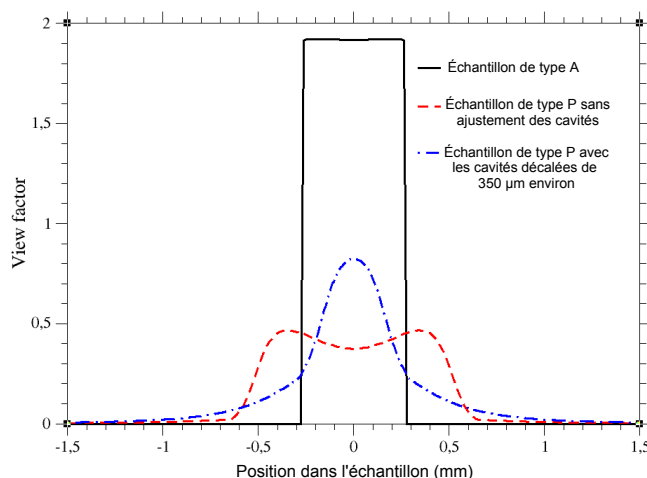


FIGURE 5.10 – Profils, selon l'axe  $x$ , de l'éclairement total d'un échantillon de type A (trait noir plein) et de deux échantillons de type P (traits en couleur) pour lesquels les cavités sont décalées de 350  $\mu\text{m}$  (en bleu) ou non (en rouge).

Cependant, comme l'illustre la fig. 5.10, le chauffage de l'échantillon de type P reste *a priori* environ 3 fois plus faible que celui des cibles de type A amenant donc à une température inférieure dans le plasma. Mais cette différence peut être facilement compensée par une augmentation de l'énergie laser déposée dans les cavités (dans la limite des capacités de l'installation laser) qui entraîne une augmentation de la température radiative des cavités.

### Récapitulatif des deux types de cible

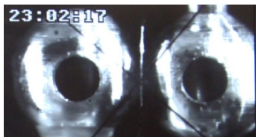


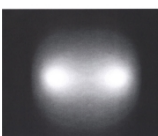
Cible type-A	Cible type-P
<p><b>✗ Alignement long et délicat :</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>● Important risque de casse</li> </ul>  <p>23 : 02 : 17</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>● Il est facile de couper spectralement le signal si les quatre trous ne sont pas parfaitement alignés entre eux</li> </ul> <p><b>✗ L'émission propre des cavités perturbe l'axe de détection :</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- traitement des spectres plus compliqué</li> <li>- moins bonne résolution spectrale</li> </ul> <p><b>✓ Chauffage très homogène</b></p>  <p style="font-size: small;">Calcul de l'éclairement de l'échantillon</p>	<p><b>✓ Alignement plus facile et plus rapide :</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>● Peu de risque de casse</li> <li>● Pas de risque de couper spectralement le signal à cause de l'alignement des cavités</li> </ul>  <p>2007-11-24 16:31:43 CAMER02</p> <p><b>✓ L'émission propre des cavités n'est pas sur l'axe de détection :</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- moins de perturbations</li> <li>- meilleure résolution spectrale</li> </ul> <p><b>✓ Chauffage :</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>● Suffisamment homogène</li> <li>● Moins efficace (Te de l'échantillon 30 % plus faible)</li> </ul>  <p style="font-size: small;">Calcul de l'éclairement de l'échantillon</p> <p>↳ Perte compensée par l'augmentation de l'énergie laser dans les cavités</p>

FIGURE 5.11 – Synthèse des avantages et inconvénients des configurations des cibles de type A et de type P.



L'objectif étant de faire des mesures au sein d'un plasma homogène qui puisse atteindre des températures autour de la trentaine d'eV, et ces deux critères sont ainsi respectés aussi bien par le type A que par le type P.

En conclusion de cette discussion, le type P apporte de nombreux avantages et est validé comme la configuration la plus efficace pour nos expériences comme l'illustre l'image récapitulative de la fig. 5.11 qui présente la comparaison des deux configurations de cibles avec les avantages et inconvénients qu'elles entraînent.

## 5.3 Résultats

### 5.3.1 Les calculs hydrodynamiques

Les calculs hydrodynamiques ne sont effectués que pour les cibles de type P qui ont apporté les meilleurs spectres d'absorption durant cette campagne. Ces calculs sont réalisés en deux étapes.

La première étape consiste à calculer la température radiative des cavités. Le calcul du chauffage de ces cavités est effectué avec le code radiatif lagrangien 2D FCI2 (voir chapitre 2) utilisé dans une géométrie cylindrique [23, 109]. On rappelle que pour simuler le transport de l'énergie radiative à l'intérieur des cavités, un modèle Monte Carlo multi-groupe est utilisé couplé à des tables d'opacité ETL corrigées par des considérations simplifiées hors-ETL. Le chauffage des sphères par les faisceaux laser est traité par un algorithme de tracé de rayons tenant compte de la propagation, de la réfraction et de l'absorption collisionnelle du flux laser. Une estimation de l'énergie laser envoyée dans chaque cavité est prise en compte ainsi qu'une impulsion carrée de durée 1,5 ns.

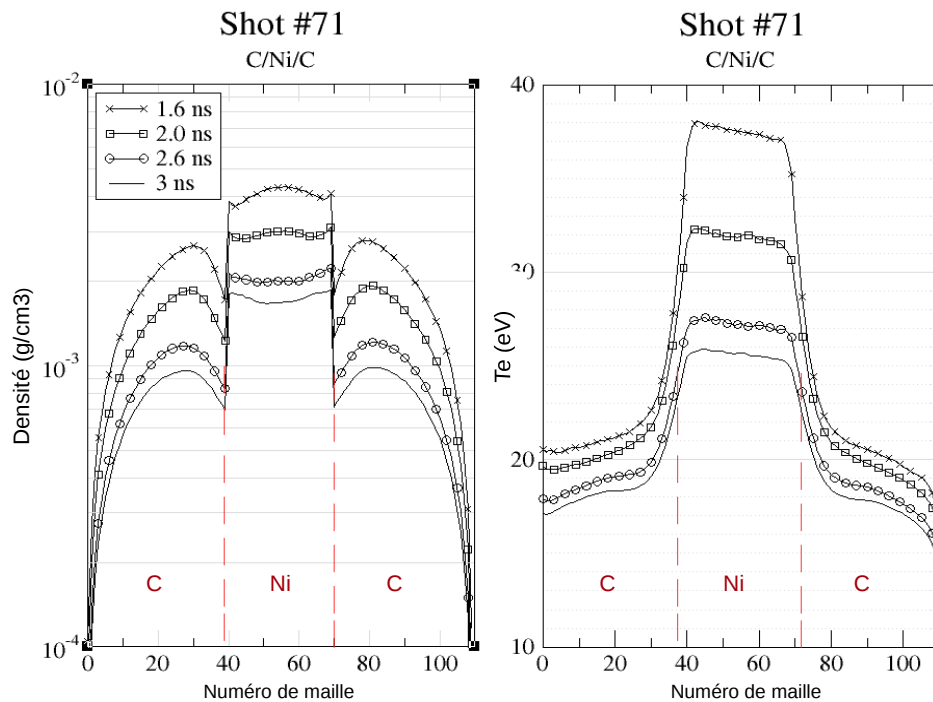


FIGURE 5.12 – Calculs hydrodynamiques de la température électronique et de la densité de matière au sein d'un échantillon de Ni (tir 71) pour quatre temps différents, en fonction de la position dans la cible. Ces calculs sont obtenus à partir du code FCI2.

Enfin la tache focale est considérée de forme super-gaussienne avec un diamètre de  $400 \mu\text{m}$ . Ces calculs 2D fournissent alors une température radiative par cavité qui va être utilisée comme donnée d'entrée pour les autres calculs hydrodynamiques 2D qui concernent le plasma de l'échantillon.

Cette deuxième étape consiste donc à calculer la température électronique au sein de l'échantillon. Pour cela, nous considérons un échantillon à l'ETL chauffé par un rayonnement planckien sortant des cavités à une température donnée (calculée lors de la première étape).

Ces calculs hydrodynamiques nous donnent une bonne vue du comportement de la température et de la densité au sein du plasma de l'échantillon durant les 1,5 ns pendant lesquelles le backlighter émet un rayonnement X. Il est cependant important de noter que lors de la première étape de calcul, les énergies laser utilisées ne sont que des estimations peu précises des énergies laser réelles en raison de problèmes techniques durant la campagne. Par conséquent ces calculs hydrodynamiques n'apportent pas de valeurs absolues fiables de température et de densité mais une estimation de l'ordre de grandeur et surtout une évolution spatiale et temporelle des conditions hydrodynamiques du plasma.

Les fig. 5.12 et 5.13 présentent les profils de densité de matière et de température électronique au sein des échantillons de deux tirs choisis comme exemple, respectivement les tirs 69 et 71. Dans les deux cas, les profils montrés correspondent à quatre instants diffé-

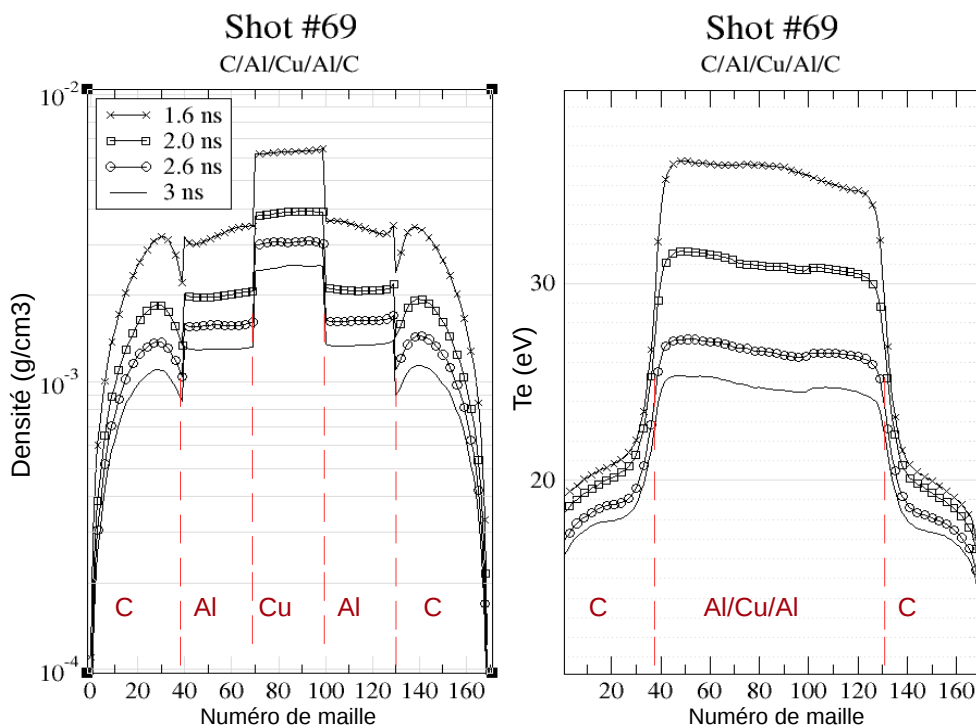


FIGURE 5.13 – Calculs hydrodynamiques, obtenus à partir du code FCI2, de la température électronique et de la densité de matière au sein d'un échantillon de Cu (tir 69) pour quatre temps différents, en fonction de la position dans la cible.

rents pendant la durée du backlighter. Le rayonnement de ce dernier s'étalant sur 1,5 ns et commençant 1,5 ns après le début de l'impulsion des faisceaux NORD et SUD, les fig. 5.13 et 5.12 présentent des courbes à 1,6, 2, 2,6 et 3 ns après le début de l'impulsion des deux faisceaux principaux. Ces calculs nous apportent une estimation de la température électronique dans le Cu (tir 69) et le Ni (tir 71) de 25 à 35 eV. On remarque aussi que les strates de C sont un peu plus froides et se situent autour de 18 à 20 eV avec une densité

qui varie d'environ  $1.10^{-3}$  à  $2.10^{-3}$  g/cm<sup>3</sup>. En revanche, on trouve une densité comprise entre  $2.10^{-3}$  et  $7.10^{-3}$  g/cm<sup>3</sup> pour la strate de Cu et entre  $1.10^{-3}$  et  $5.10^{-3}$  g/cm<sup>3</sup> pour la strate de Ni. Il y a donc des variations temporelles significatives de température et de densité mais on constate qu'il n'y a que très peu de gradients spatiaux au sein de chaque strate, c'est-à-dire pour un élément donné. On retrouve cette constatation à travers la fig. 5.14 qui présente des images 3D des profils de densité et de température au sein de l'échantillon du tir 64. Ici on voit bien que chaque strate est homogène pour un temps donné.

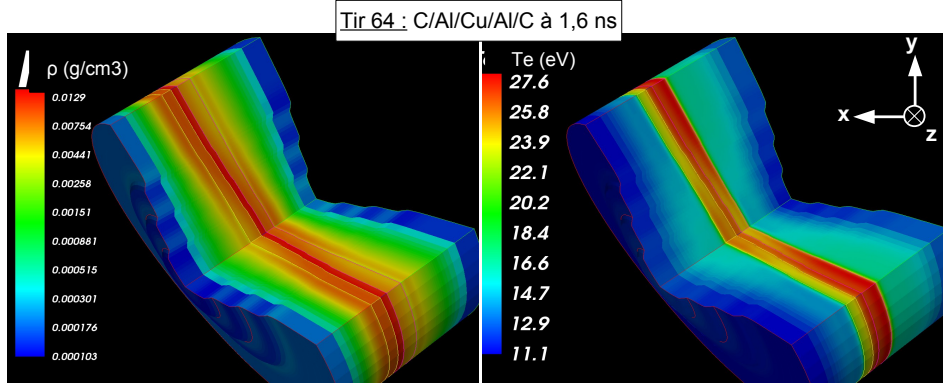


FIGURE 5.14 – Images 3D de l'intérieur de l'échantillon avec la température (à gauche) et la densité (à droite) calculées par le code FCI2 pour le tir 64, à un instant  $t = 1,6$  ns après le début des chaînes laser NORD et SUD, c'est-à-dire au début du sondage par le rayonnement du backlighter.

### 5.3.2 Le traitement des données et les spectres de transmission

La première étape est de linéariser les données obtenues lors du scan des IP. Le scanner FLA7000 Fujifilm agit, selon notre choix, avec un pas de  $25 \times 25 \mu\text{m}^2$  et fournit des données non linéaires, en nuances de gris. C'est-à-dire que chaque pixel de l'image obtenue contient une valeur qui traduit un niveau compris entre le blanc et le noir. Les valeurs contenues dans chaque pixel sont reliées à l'intensité du signal reçu de manière non linéaire.

Ainsi pour retrouver des valeurs proportionnelles à l'énergie d'un photon il faut appliquer la formule 5.5 donnée par le fabricant, et régulièrement vérifiée par les opérations de maintenance, qui permet de transformer les valeurs de nuances de gris en PSL (Photo Stimulated Light, voir section 4.1.1) qui sont elles linéaires :

$$PSL = \left(\frac{Res}{100}\right)^2 \frac{4000}{S} 10^{L\left(\frac{Q}{G} - \frac{1}{2}\right)} \quad (5.5)$$

où Res est le pas du scanner (Res=25  $\mu\text{m}$ ), G la profondeur de l'échelle de gris (G=65535), S le réglage de la sensibilité (S=4000), L la latitude (L=5) et Q la valeur du niveau de gris.

La sensibilité et la latitude sont deux paramètres qui permettent de déterminer l'échelle de PSL sur laquelle vont s'étendre les différentes valeurs et avec quel pas.

Le bruit de fond est ensuite soustrait et l'image est intégrée par colonne pour obtenir un spectre de PSL en fonction des pixels, c'est-à-dire obtenir des données linéaires.

### La relation de dispersion

Afin d'étalonner la dispersion spectrale en énergie, c'est-à-dire trouver la fonction qui relie les pixels et les électron-volts, plusieurs tirs en attaque directe sur de l'aluminium sont effectués dans le but de repérer des raies d'émission bien connues. La position de ces raies sur les IP, associée à la fonction de dispersion théorique du spectromètre présentée sur la fig. 5.15, permettent de déterminer la correspondance de la position en pixels avec l'énergie.

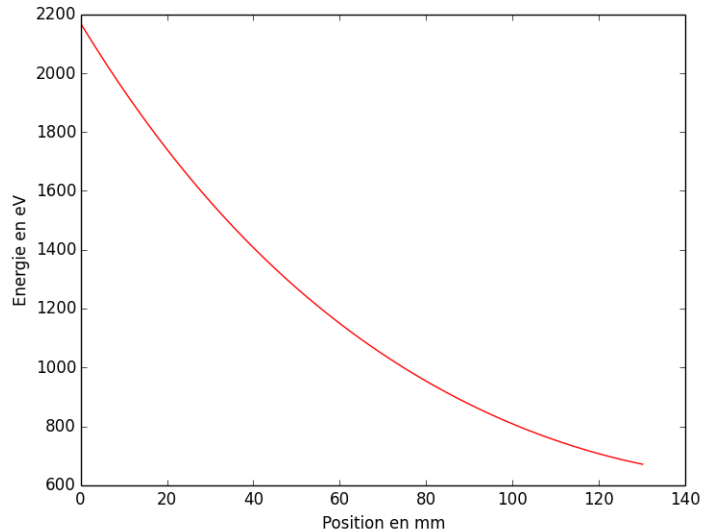


FIGURE 5.15 – *Fonction de dispersion du spectromètre X*

Cette fonction de dispersion théorique [66] est calculée à partir des distances entre la source et le cristal ainsi qu'entre le cristal et le détecteur, de l'angle du cristal avec le spectromètre, du rayon de courbure du cristal et de la loi de Bragg :  $\lambda = 2d\sin\theta$  avec  $\theta$  l'angle d'incidence sur le cristal.

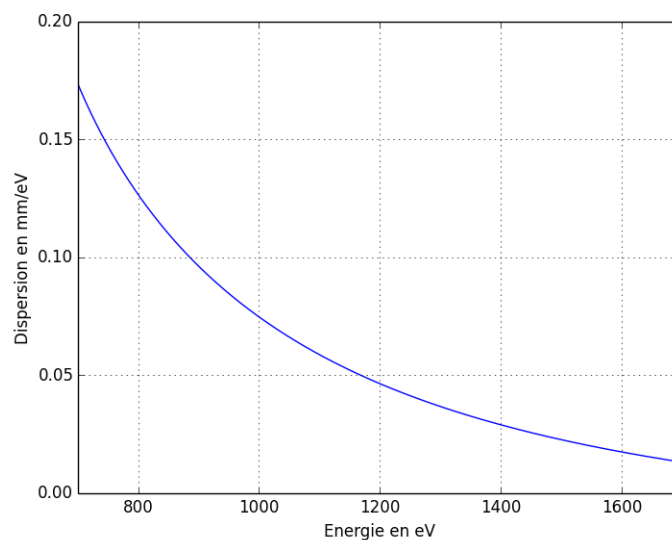


FIGURE 5.16 – *Courbe de la dispersion de l'IP, à savoir le nombre de mm par eV en fonction de l'énergie, sur la gamme spectrale d'intérêt.*

La résolution théorique de cette fonction de dispersion dépend principalement de trois paramètres :

- la résolution de l'IP liée au pas de numérisation du scanner induisant un  $\delta E_{IP}$
- la taille de la source, ici le backlighter induisant un  $\delta E_{source}$
- la réflectivité du cristal induisant un  $\delta E_{cristal}$

La résolution spectrale totale théorique du spectromètre s'obtient mathématiquement par la somme quadratique des contributions :

$$\delta E_{total} = \sqrt{\delta E_{IP}^2 + \delta E_{source}^2 + \delta E_{cristal}^2} \quad (5.6)$$

Le scanner numérise l'IP, dans notre cas, par pas de  $25 \mu\text{m}$ . De plus le spectre d'intérêt va de 680 eV à 1700 eV et s'étale sur 105 mm. On peut alors définir une dispersion en mm/eV présentée sur la fig. 5.16. Le pas du scanner divisé par cette dispersion nous donne alors la résolution de l'IP en eV pour toutes les l'énergie de notre gamme spectrale. On trouve alors que la résolution moyenne sur notre gamme spectrale est de  $\delta E_{IP}=0,51 \text{ eV}$ . Le cristal de TIAP n'est pas un miroir parfait et va réfléchir une même longueur d'onde sur un petit intervalle angulaire et non sur un point unique. Ce cristal a une divergence de réflectivité intégrée moyenne de 0,35 mrd sur notre gamme spectrale [96] qui implique une largeur spectrale moyenne sur l'IP de 1,5 eV. Ainsi chaque longueur d'onde réfléchi par le cristal va être en moyenne "étalée" sur 1,5 eV. Enfin la contribution liée à la taille de la source étant deux fois moins importante [96], elle peut être négligée dans l'équation 5.6 qui est quadratique. On obtient alors, d'après cette même équation, une résolution moyenne spectrale du spectromètre de 1,6 eV.

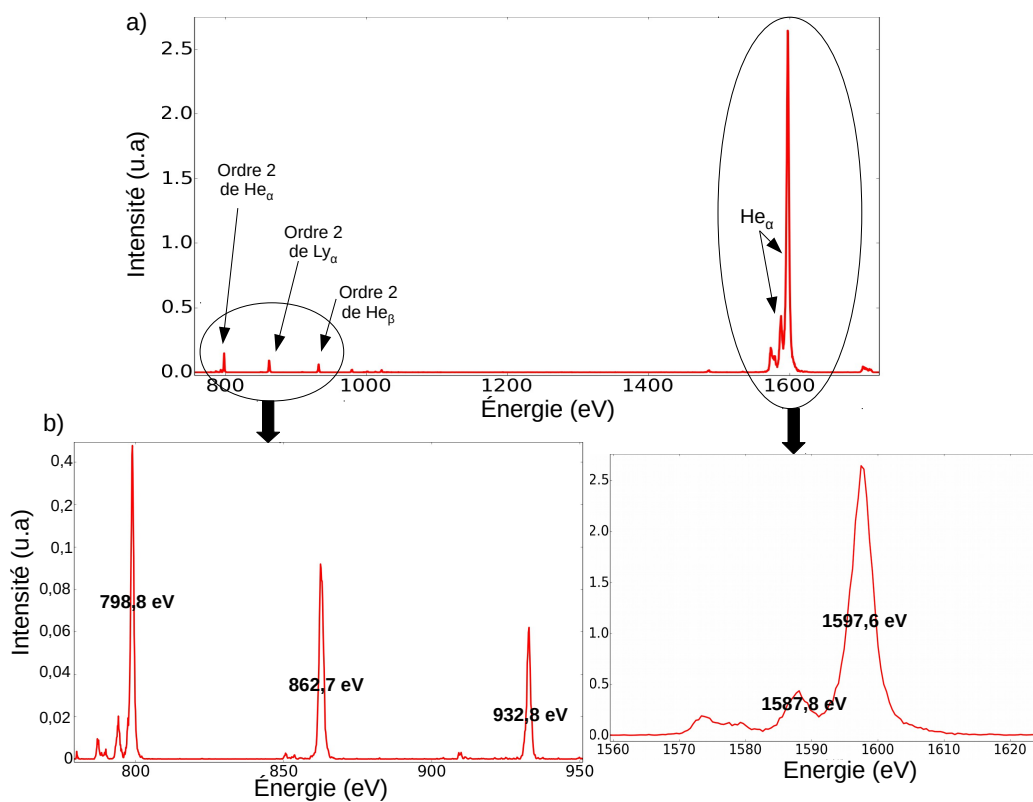


FIGURE 5.17 – a) Spectre expérimental d'Al étalonné en énergie sur la totalité de la gamme spectrale d'intérêt à savoir de 700 eV à 1700 eV; b) Agrandissements sur les raies de l'Al détectées, avec en noir la position en énergie du centre de la largeur à mi-hauteur pour chaque raie.

Cette même résolution peut être retrouvée expérimentalement à l'aide d'une série de raies fines de l'aluminium que l'on peut voir sur la fig. 5.17.

En effet ces raies présentent une certaine largeur spectrale que nous pouvons estimer et que l'on considère principalement due aux instruments et non aux effets physique d'élargissement de raie.

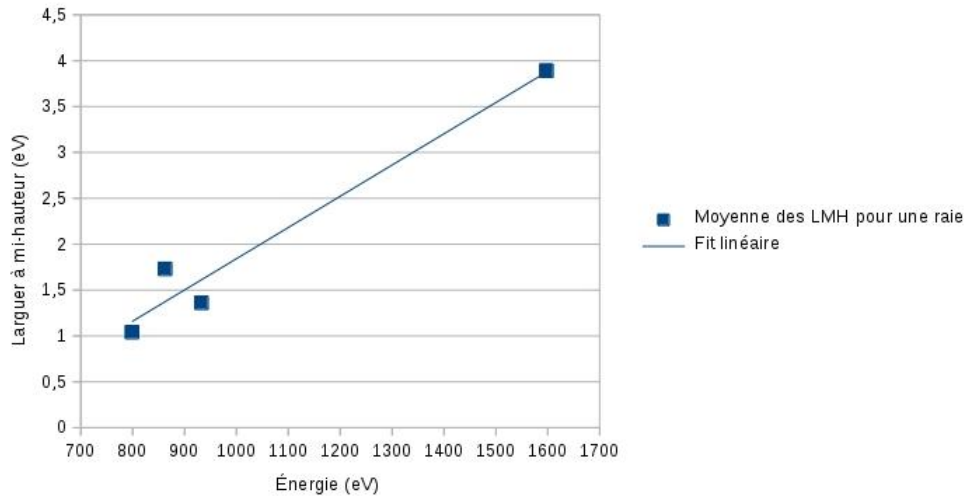


FIGURE 5.18 – Les valeurs moyennes des largeurs à mi-hauteur de quatre raies de l'Al (points bleus) accompagnées d'une courbe de tendance linéaire (ligne pleine) en fonction de l'énergie.

La fig. 5.18 présente les points correspondant aux moyennes des largeurs à mi-hauteur (LMH) pour les quatre raies de la fig. 5.17. Ces moyennes sont calculées avec quatre tirs pour chaque raie. Un fit linéaire est tracé au milieu de ces points qui donne une idée de l'ordre de grandeur des LMH en fonction de l'énergie. On constate que la résolution est moins bonne pour les grandes énergies et est comprise entre 1 eV et 4 eV pour cette gamme spectrale. Il est habituel que cette valeur expérimentale soit légèrement plus élevée que la valeur théorique qui est idéale, on peut considérer au vu de la courbe, une moyenne autour de 2,5 eV.

De plus à l'aide de la fig. 5.17, on peut comparer les valeurs en énergie théoriques des raies avec celles obtenues expérimentalement d'après la relation de dispersion utilisée. Cet écart nous donne alors la précision de la calibration spectrale que l'on peut lire dans le tableau 5.4 et qui diffère sensiblement selon la zone d'énergie considérée.

	Valeur théorique (eV)	Valeur expérimentale (eV)	écart (eV)
$He_{\alpha}$	1598,29	1597,6	0,69
$He_{\alpha}$ ordre 2	799,14	798,8	0,34
$Ly_{\alpha}$ ordre 2	864,17	862,7	1,47
$He_{\beta}$ ordre 2	934,35	932,8	1,54

TABLE 5.4 – Tableau de comparaison des valeurs théoriques en énergie des raies de l'Al [52] avec le positionnement observé sur le spectre de la fig. 5.17.

### La correction de l'intensité

Il est ensuite nécessaire de tenir compte de la sensibilité globale du spectromètre afin de corriger l'intensité des spectres. Cette sensibilité (en PSL/J/eV/sr) prend en compte la

dérivée de la relation de dispersion  $dE/dX$  (voir annexe B), la sensibilité des IP "TR" ( $10^{-3}$  mPSL/eV), la transmission des filtres ( $2 \mu\text{m}$  de Mylar et  $0,15 \mu\text{m}$  d'Al), la réflectivité du miroir couvert de Pt et l'angle solide du spectromètre. La courbe de la sensibilité totale du spectromètre en fonction de l'énergie est présentée sur la fig. 5.19.

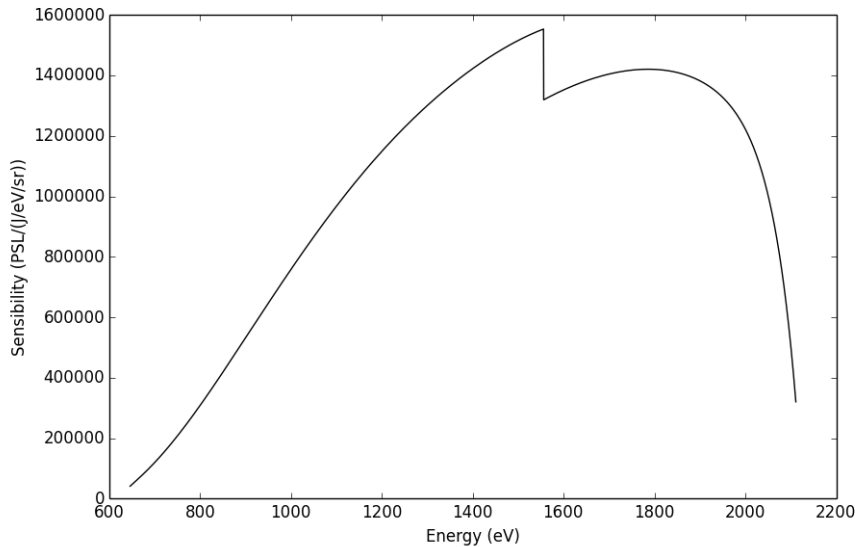


FIGURE 5.19 – *Sensibilité totale du spectromètre X.*

Enfin un lissage par moyenne glissante sur 10 pixels est effectué afin de diminuer la présence du bruit sur le spectre sans pour autant modifier les structures d'absorption. En effet ce lissage impacte seulement le spectre en dessous de la résolution spectrale. Ce procédé est appliqué sur les spectres d'absorption (mesure de  $I$ ) ainsi que sur les spectres de backlighter seul (mesure de  $I_0$ ) avant de faire le rapport des deux qui donne la transmission du plasma.

Comme les mesures de  $I$  et de  $I_0$  sont effectuées sur des tirs séparés, pour calculer le rapport  $I/I_0$ , il faut d'abord choisir quel spectre de  $I_0$  (détecté par le spectromètre principal) associer avec le spectre  $I$  d'absorption étudié (aussi détecté par le spectromètre principal). C'est-à-dire qu'il faut trouver les deux tirs ayant produit des sources X (rayonnement du backlighter) les plus similaires.

La première étape est de choisir des spectres obtenus dans des conditions laser similaires (même énergie et même durée d'impulsion). Ensuite, pour savoir parmi les spectres de  $I_0$  obtenus dans des conditions similaires, lequel est le plus adapté pour déterminer la transmission, nous regardons les données obtenues avec le FSSR. Ce dernier détecte systématiquement l'émission du backlighter non absorbée, nous permettant ainsi de la comparer à chaque tir pour définir quels tirs sont semblables.

Sur la fig. 5.20 qui compare plusieurs spectres provenant du FSSR, on peut voir le spectre émis par le backlighter lors du tir 71 (en noir), qui est un tir d'absorption, comparé à quatre autres spectres de backlighter (en couleur) obtenus lors de tirs de détection du signal  $I_0$ .

Pour clarifier les choses, on rappelle que lors d'un tir dit "d'absorption", pendant que le FSSR détecte l'émission directe du backlighter, le spectromètre principal lui détecte le backlighter absorbé c'est-à-dire passé au travers de l'échantillon à étudier (c'est la mesure

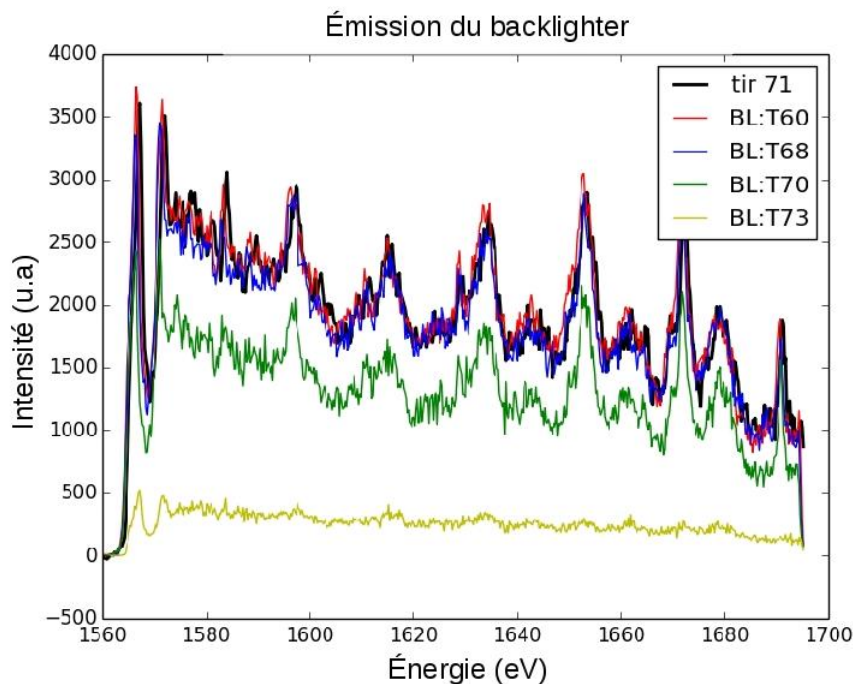


FIGURE 5.20 – Comparaison entre des spectres de backlighter obtenus avec le FSSR dans des conditions laser similaires : le spectre noir est émis pendant le tir d’absorption n° 71 et quatre spectres en couleur sont émis lors de tirs de backlighter seul.

de  $I$ ). Pendant un tir de détection du signal  $I_0$ , le FSSR et le spectromètre principal détectent tous les deux le même signal à savoir l’émission directe du backlighter (c’est-à-dire non absorbée par l’échantillon).

Grâce à la comparaison des spectres de la fig. 5.20, on peut déterminer quel tir de  $I_0$  a produit le spectre de backlighter le plus semblable à celui obtenu lors du tir d’absorption. Dans l’exemple de la fig. 5.20, on constate que tous les spectres sont très similaires au niveau de la forme des structures mais peuvent différer en intensité. En effet on peut voir que les tirs 60 et 68 correspondent bien au tir 71 contrairement aux tirs 70 et 73 dont les intensités sont plus faibles. Notons que cela est particulièrement vrai pour le tir 73 qui illustre à quel point la comparaison des spectres obtenus avec le FSSR est importante car des mêmes conditions lasers peuvent parfois induire des spectres d’intensités très différentes. Il est donc primordial d’utiliser des diagnostics de contrôle comme celui-ci pour s’assurer de la pertinence du choix des données.

Grâce à la comparaison des spectres du FSSR nous savons donc que pour le tir d’absorption 71 il faut prendre les spectres  $I_0$  détectés, par le spectromètre principal, lors des tirs 60 ou 68 pour faire le rapport  $I/I_0$ .

Dans ce cas précis, deux tirs peuvent donc être choisis et ne peuvent pas être discriminés. Ainsi, nous avons choisi de faire une moyenne<sup>2</sup> de ces deux spectres de  $I_0$  pour pouvoir calculer la transmission du tir 71. Cela étant, cette situation fait office d’exception car pour la plupart des tirs, un seul spectre de  $I_0$  peut être utilisé pour calculer la transmission d’un tir d’absorption donné.

2. Il y a deux possibilités pour calculer cette moyenne : 1- Faire d’abord le calcul du rapport  $I/I_0$  du tir 71 avec le backlighter du tir 60 puis calculer le même rapport mais avec le backlighter du tir 68. Faire enfin la moyenne de ces deux rapports. 2- Faire la moyenne des spectres backlighter des tirs 60 et 68 puis utiliser cette moyenne pour calculer le rapport  $I/I_0$  du tir 71. Il a été vérifié que le résultat est le même dans les deux cas et nous avons utilisé la deuxième méthode.



Le même procédé est appliqué pour tous les tirs d'absorption de cette campagne et les quatre tirs offrant les résultats les plus probants sont présentés sur la fig. 5.21.

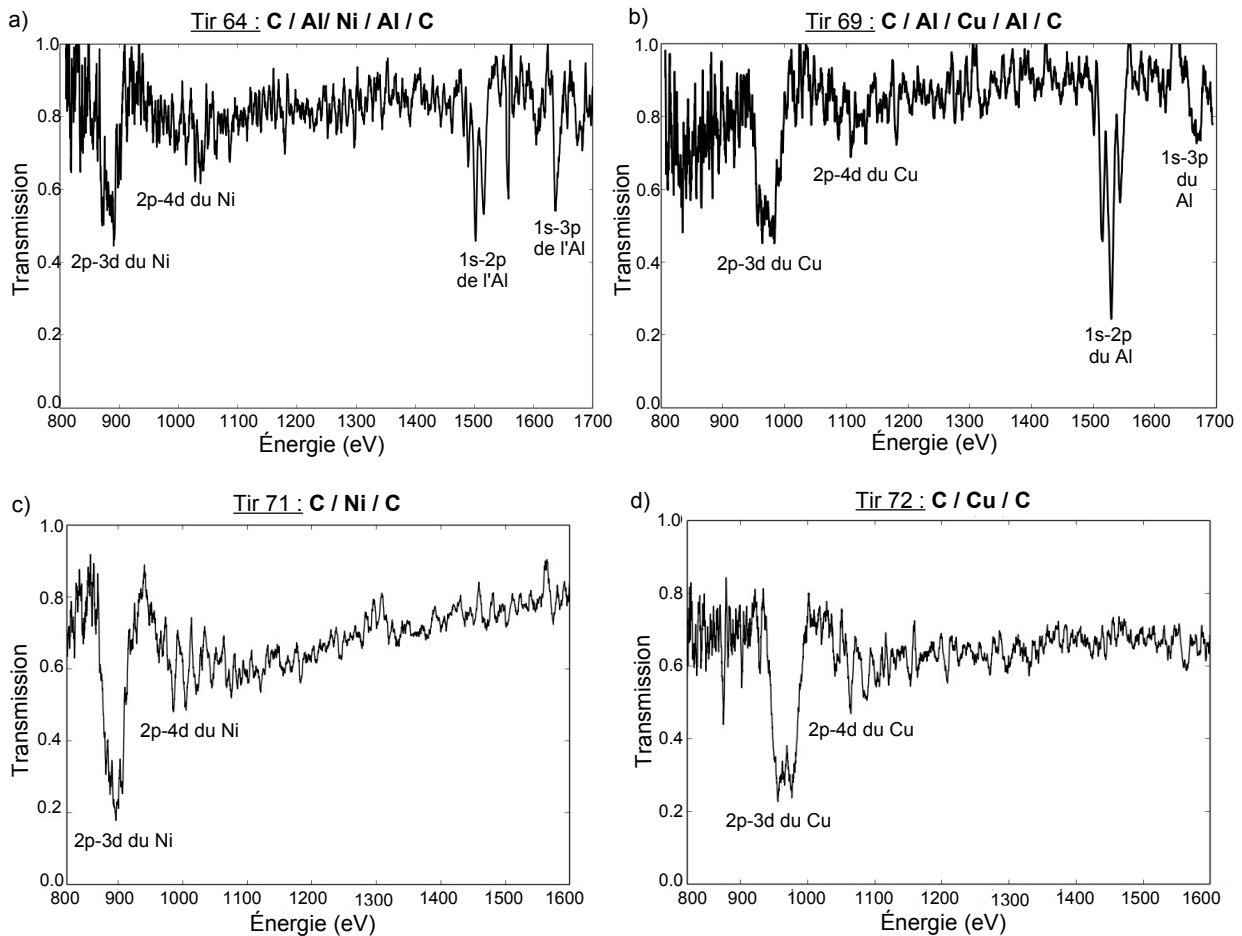


FIGURE 5.21 – Spectres d'absorption expérimentaux obtenus pour différents échantillons : (a) Ni( $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) avec de part et d'autre de l'Al ( $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ), (b) Cu( $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) avec de part et d'autre de l'Al( $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ), (c) Ni( $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ), (d) Cu( $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ). Tous les échantillons possèdent deux strates de C( $15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) de part et d'autre.

Sur ces spectres, on peut clairement observer les structures d'absorption correspondant aux transitions 2p-3d du nickel et du cuivre. De plus, on détecte aussi la présence des structures 2p-4d de ces éléments sur les quatre spectres mais ces dernières sont plus visibles sur les graphes (c) et (d) qui correspondent aux échantillons avec une masse surfacique plus importante. De même, la séparation spin orbite des transitions 2p-3d et 2p-4d est aussi plus visible pour les feuilles de masse surfacique plus grande, sans que l'absorption ne soit saturée. Enfin on distingue les structures d'absorption des transitions 1s-2p de l'aluminium sur les graphes (a) et (b) de la fig. 5.21. L'aluminium étant un élément bien connu, il existe de nombreuses mesures faites par différentes équipes expérimentales, et les calculs de ses structures sont plus précis que ceux pour les éléments de Z modéré à fort tels que le cuivre ou le nickel. Par conséquent la présence des structures de l'Al permet de faire une première estimation de la température du plasma qui est ensuite utilisée comme première donnée d'entrée pour essayer de reproduire les structures expérimentales du Cu et du Ni, éléments plus complexes. En effet, la température électronique de l'Al doit être proche de celle des autres strates (voir figs. 5.13 et 5.12). Le calcul est ensuite raffiné pour trouver la température électronique du Cu et Ni la plus cohérente avec les données expérimentales.

### 5.3.3 Les calculs théoriques du code SCO-RCG

Les résultats obtenus durant cette campagne sont comparés aux calculs du code hybride de physique atomique SCO-RCG qui associe une description statistique avec une description détaillée de la structure fine de l'atome comme décrit dans le chapitre 2.1.1. On peut voir sur la fig. 5.22 que les calculs fait par le code SCO-RCG sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.

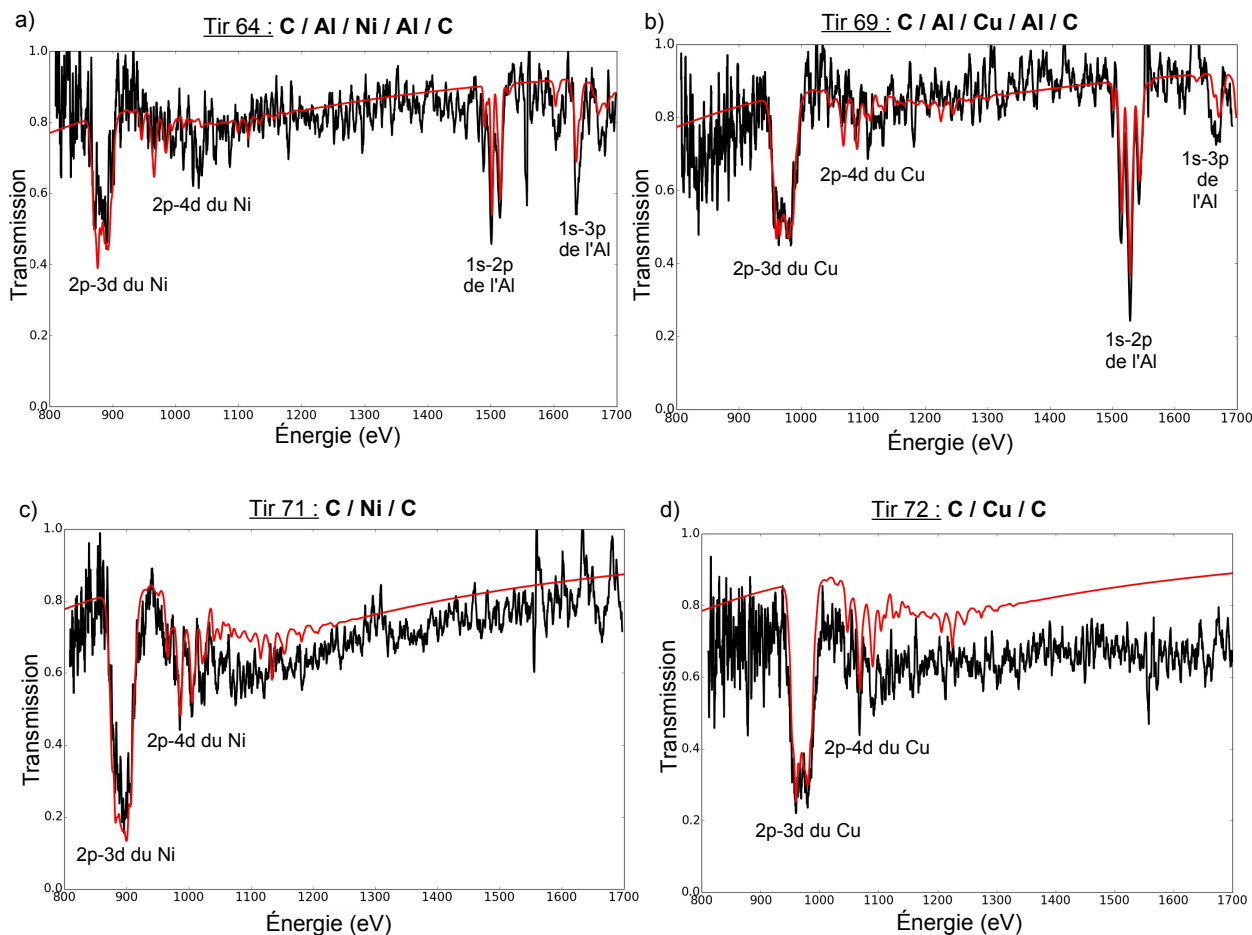


FIGURE 5.22 – Calculs effectués par le code **SCO-RCG** (spectres noirs) superposés aux spectres expérimentaux (spectres rouges) pour quatre échantillons différents, décrits dans le tableau 5.1.

Tirs 64 :	Tir 69 :	Tir 71 :	Tir 72 :
C/Al/Ni/Al/C	C/Al/Cu/Al/C	C/Ni/C	C/Cu/C
C : 20 eV	C : 20 eV	C : 20 eV	C : 20 eV
Al : 23 eV	Al : 34 eV	Ni : 26 eV	Cu : 25 eV
Ni : 20 eV	Cu : 27 eV		

TABLE 5.5 – Températures électroniques des différentes strates de l'échantillon, utilisées par le code **SCO-RCG** pour calculer les transmissions spectrales de la fig. 5.22.

Dans ces calculs la densité est supposée égale à  $10^{-2}$  g.cm<sup>-3</sup> pour tous les cas et la transmission totale des échantillons est obtenue en multipliant la transmission de toutes

les strates de plasma d'éléments différents. Pour les calculs de transmission présentés ici, la partie statistique des opacités (UTA, SOSA, STA) est négligeable par rapport à celle détaillée.

Les positions des structures d'absorption 2p-3d du Cu et du Ni sont précisément reproduites par ces calculs pour une température donnée que l'on peut lire dans le tableau 5.5 qui résume les températures électroniques prises par le code SCO-RCG pour les différentes strates des échantillons. On constate que le plasma d'Al a une température légèrement différente de celui du Cu ou du Ni mais seulement de quelques eV, ce qui illustre le fait que le calcul de la température à partir des structures d'Al constitue une bonne première approximation pour le calcul de celles du Cu et du Ni. De plus les valeurs prises par le code de physique atomique correspondent bien à la fourchette de températures annoncée par les calculs hydrodynamiques.

Dans les calculs de SCO-RCG, la densité est approximée et considérée identique pour tous les cas car la position des structures 2p-3d dépend beaucoup plus de la température que de la densité pour le type de plasmas que nous étudions ici ( $T_e \sim 25$  eV et  $\rho \sim 10^{-2}$  à  $10^{-3}$  g/cm<sup>3</sup>) [88]. En effet, quand la température électronique augmente, les états excités sont beaucoup plus peuplés par les électrons, ce qui implique une fluctuation de l'occupation des états liés menant ainsi à une multiplication des configurations contribuant à la transition 2p-3d, mais aussi à un léger décalage en fréquence.

Cependant, pour les transitions 1s-2p de l'Al, c'est la profondeur des structures qui dépend sensiblement de la température et non leur position car les raies que l'on observe correspondent chacune à une charge ionique spécifique. En revanche, pour le Cu ou le Ni, les structures observées sont un mélange de plusieurs populations ioniques et par conséquent selon l'état d'ionisation c'est la totalité de la structure qui va se déplacer en énergie car on ne distingue pas chaque contribution individuellement comme pour l'Al.

La fig. 5.23 présente le détail des structures d'aluminium pour les tirs 64 et 69, que l'on pouvait voir sur les fig. 5.22 (a) et (b). On observe sur cette figure l'absorption due aux

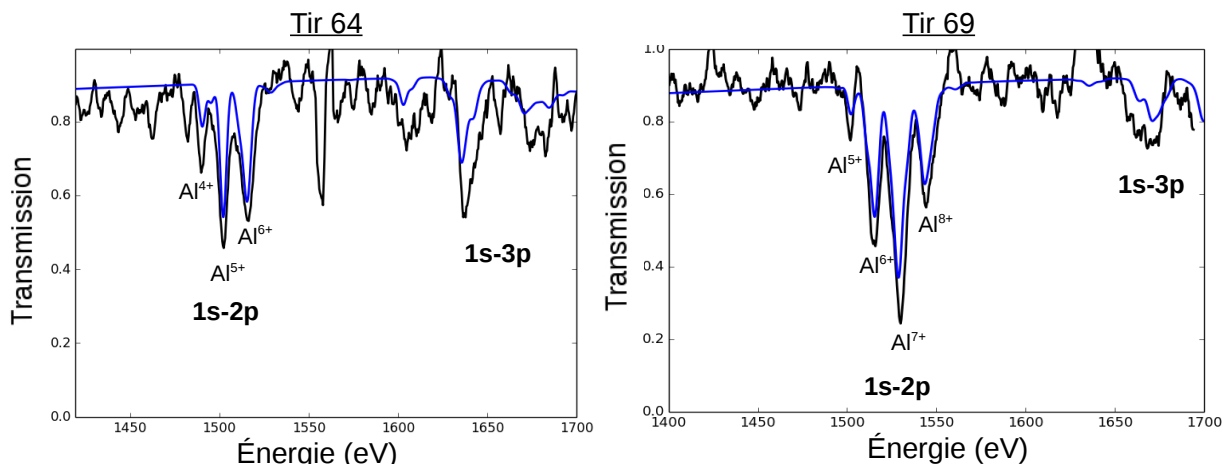


FIGURE 5.23 – *Détail des structures d'Al des tir 64 et 69, précédemment vues sur la fig. 5.22.*

ions de  $Al^{4+}$  à  $Al^{6+}$  pour le tir 64 et l'absorption due aux ions de  $Al^{5+}$  à  $Al^{8+}$  pour le tir 69. Cette différence de populations ioniques vient du fait que la température électronique de l'échantillon du tir 69 est plus importante (voir le tableau 5.5), ce qui implique une ionisation plus forte.

En conclusion, le code SCO-RCG reproduit avec une bonne précision les spectres expérimentaux aussi bien au niveau de la position que de la forme des structures pour les trois éléments. La profondeur des structures, quant à elle, est bien reproduite pour les structures 2p-3d du Cu et du Ni mais est un peu sous-estimée pour l'Al.

Enfin on peut voir que la "transmission globale", c'est à dire la valeur absolue de la transmission spectrale en dehors des structures d'absorption, des tirs 64 et 69 correspond bien aux calculs des spectres théoriques tandis que pour les tirs 71 et 72 l'accord pourrait être meilleur. Cela étant, il est important de noter que pour cette expérience, la valeur absolue de la transmission globale est imprécise en raison de la mesure séparée de  $I$  et de  $I_0$ . En effet, malgré les précautions prises grâce au contrôle du FSSR, en faisant la mesure de  $I$  et de  $I_0$  de manière séparée, il est très difficile d'obtenir lors des tirs pour  $I$  et  $I_0$  des conditions laser parfaitement identiques, comme dans le cas d'une mesure simultanée sur un seul tir, qui garantissent la validité de la valeur absolue de la transmission. En se fiant aux spectres qui ont dû être moyennés et à la dispersion des données, on peut déterminer que la précision de la transmission globale est environ de  $\pm 0,15$  ce qui est loin d'être négligeable. L'incertitude de la transmission globale représente en réalité la principale faiblesse de cette expérience.

### 5.3.4 Les calculs théoriques du code OPAMCDF

D'autres calculs sont faits à l'aide du code OPAMCDF pour les spectres de la fig. 5.21. Tous les calculs de ce code considèrent le plasma, comme dans le cas de SCO-RCG, à une densité de  $10^{-2}$  g.cm<sup>-3</sup> et à différentes températures électroniques pour chaque strate des échantillons étudiés. Les températures choisies sont résumées dans le tableau 5.6.

<u>Tirs 64 :</u>	<u>Tir 69 :</u>	<u>Tir 71 :</u>	<u>Tir 72 :</u>
C/Al/Ni/Al/C	C/Al/Cu/AL/C	C/Ni/C	C/Cu/C
C : 20 eV	C : 20 eV	C : 20 eV	C : 20 eV
Al : 24 eV	Al : 36 eV	Ni : 28 eV	Cu : 26 eV
Ni : 21 eV	Cu : 30 eV		

TABLE 5.6 – *Température électronique des différentes strates de l'échantillon, utilisée par le code **OPAMCDF** pour calculer les transmissions spectrales de la fig. 5.24.*

La fig. 5.24 présente les spectres expérimentaux, en noir, comparés aux calculs effectués par le code SCO-RCG, en rouge (vu précédemment sur la fig. 5.22), ainsi que les spectres calculés par le code OPAMCDF, en bleu. On constate que les calculs OPAMCDF sont aussi très proches des données expérimentales et reproduisent bien les spectres d'absorption pour des températures de peu supérieures à celles que le code SCO-RCG a utilisées. Cependant, en comparant les tableaux 5.5 et 5.6 on voit que les strates de carbone, pour tous les échantillons, ont la même température estimée dans les deux codes, tandis que cette dernière diffère de quelques électron-volts pour l'Al, le Ni et le Cu. Ceci illustre le fait qu'il reste des aspects à préciser au sein des modèles théoriques car pour obtenir des spectres quasi identiques, quelques eV de différence dans les valeurs de températures électroniques s'imposent entre les codes.

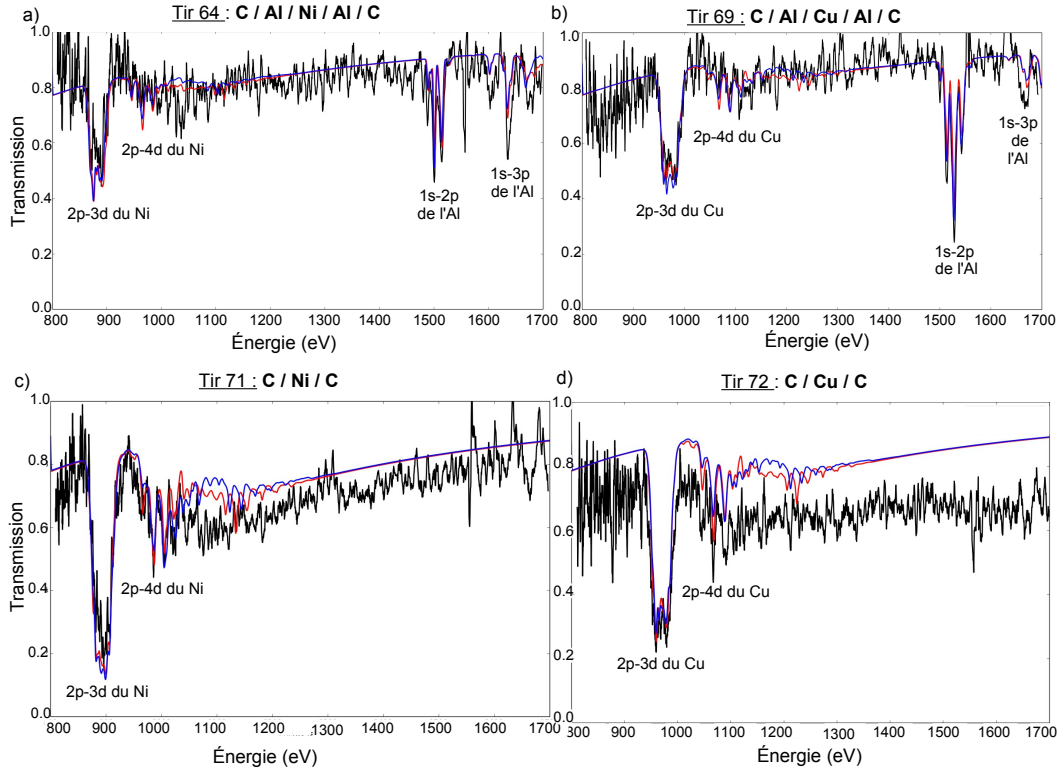


FIGURE 5.24 – Spectres d’absorption vus sur la fig. 5.21 comparés aux calculs *SCO-RCG* (en rouge) et aux calculs *OPAMCDF* (en bleu).

### 5.3.5 Analyse des résultats

Dans les résultats précédents, nous pouvons voir que les calculs SCO-RCG sont effectués en considérant une densité de matière unique de  $10^{-2} \text{ g.cm}^{-3}$  et en variant la température électronique pour retrouver les spectres expérimentaux. Cette première approche de calcul, faire varier la température en premier lieu, est choisie en raison de la forte influence de la température électronique sur la position des structures d’absorption du Ni et du Cu. En revanche l’influence de la densité est moindre. Cela étant, il existe tout de même différents couples de température et de densité  $[T_e ; \rho]$  qui permettent de reproduire un même spectre.

D’autres calculs SCO-RCG ont été effectués pour essayer de reproduire les spectres des tirs 64 et 69 mais avec de nouveaux couples  $[T_e ; \rho]$  choisis d’après les simulations hydrodynamiques présentées sur les figs 5.13 et 5.12.

On peut voir sur la fig. 5.25 des spectres théoriques calculés pour les échantillons de Ni et de Cu. Sur cette figure, on retrouve en noir les spectres théoriques de la fig. 5.22 qui correspondent aux couples  $[T_e ; \rho]$  qui reproduisent le mieux les données expérimentales. En couleur (orange pour le Ni et bleu pour le Cu) ce sont les spectres théoriques obtenus pour des nouveaux couples  $[T_e ; \rho]$  qui sont aussi en bon accord avec les spectres expérimentaux. On constate en effet que la différence est minimale entre les spectres qui sont tous en relativement bon accord avec les spectres expérimentaux. On peut noter que pour les deux tirs, les deux densités choisies ( $10^{-2} \text{ g.cm}^{-3}$  et  $10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$ ) encadrent les différentes densités atteintes dans l’échantillon pendant le temps de sonde (voir les fig. 5.13 et 5.12). Ainsi on peut trouver d’autres couples  $[T_e ; \rho]$  avec des densités intermédiaires qui peuvent aussi reproduire les spectres expérimentaux et il est difficile de réellement déterminer de cette manière lequel de ces couples est le plus réaliste.

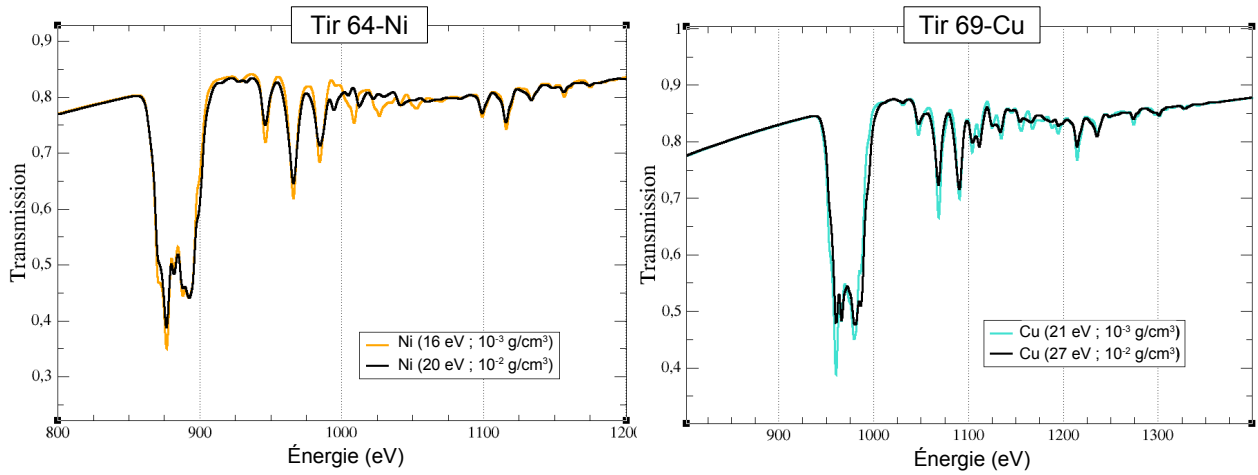


FIGURE 5.25 – Spectres théoriques calculés pour deux couples  $[T_e ; \rho]$  différents, pour les échantillons des tirs 64 et 69 (voir tableau 5.1) qui reproduisent tous les deux fidèlement les spectres expérimentaux. Zoom sur les structures du Ni et de Cu.

La fig. 5.26 présente aussi la comparaison de spectres théoriques calculés pour les tirs 64 et 69, mais cette fois pour la strate d'Al. De nouveau on retrouve, en noir, les spectres déjà vus sur la fig. 5.22 et en rouge des spectres calculés pour des nouveaux couples  $[T_e ; \rho]$ . De

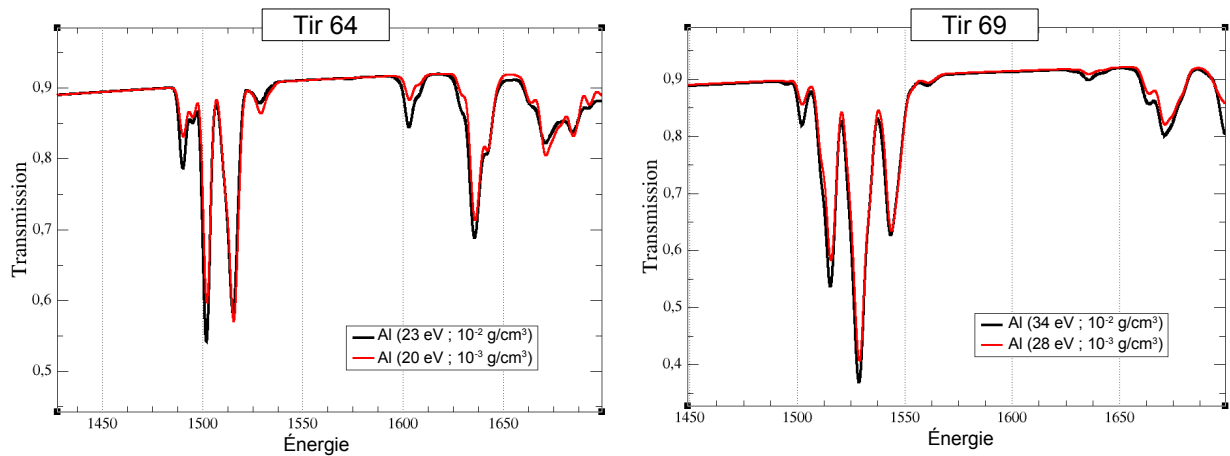


FIGURE 5.26 – Spectres théoriques calculés pour deux couples  $[T_e ; \rho]$  différents, pour les échantillons des tirs 64 et 69 (voir tableau 5.1) qui reproduisent tous les deux fidèlement des spectres expérimentaux. Zoom sur les structures d'Al.

même on constate que les spectres sont très similaires malgré des densités et des températures électroniques qui diffèrent. Notons qu'aucun autre paramètre ne diffère dans les calculs présentés ici.

Il est vrai qu'avec différents couples  $[T_e ; \rho]$  on peut avoir la même ionisation moyenne au sein du plasma et ainsi obtenir des spectres d'absorption très similaires comme nous l'avons vu sur les fig. 5.25 et 5.26 sans avoir aucune raison de privilégier un couple plutôt qu'un autre.

Cependant nous pouvons constater sur ces graphes que les températures électroniques ne sont pas très différentes, un écart de 6 eV maximum obtenu pour le tir 69. Mais même si cette différence peut sembler assez faible, elle peut s'avérer importante selon les situations et la précision voulue. De plus ces différentes possibilités de températures et de densités dénotent une insuffisance dans la confrontation des données expérimentales avec les mo-

dèles théoriques que nous présentons ici. À travers cette constatation, on comprend alors l'importance de restreindre les paramètres qui caractérisent le plasma en réalisant d'autres mesures de grandeurs hydrodynamiques des plasmas étudiés. En effet, dans la perspective de tester les modèles théoriques le plus précisément possible il est indispensable de limiter au maximum les paramètres d'entrée arbitraires dans les calculs.

Constater qu'il existe plusieurs couples  $[T_e ; \rho]$  permettant de reproduire un même spectre expérimental, apporte aussi une possible explication sur le peu d'influence apparente des variations temporelles de densité et de température durant le temps de sonde du plasma. En effet, au vu des calculs hydrodynamiques, les données collectées correspondent à plusieurs conditions hydrodynamiques qui varient avec le temps. Rappelons que les IP sont des détecteurs intégrés en temps et que par conséquent nous ne pouvons faire la différence entre le spectre détecté, par exemple, à 1 ns ou à 2 ns après la fin des impulsions laser. Or les spectres expérimentaux obtenus ont l'aspect de spectres correspondant à une unique température et non à une convolution de plusieurs comme le confirment d'ailleurs les calculs atomiques qui reproduisent ces spectres en considérant une seule température.

Mais si l'ionisation moyenne reste identique au cours du temps d'intégration des données, on peut considérer une certaine homogénéité du plasma et ainsi obtenir des spectres de bonne qualité, bien résolus, ce qui ne serait pas le cas si des conditions hydrodynamiques trop éloignées se superposaient dans le temps de détection.

La fig. 5.27 illustre cette idée en montrant des courbes d'ionisation moyenne du Ni en fonction de la température électronique. Chaque courbe correspond à une densité différente

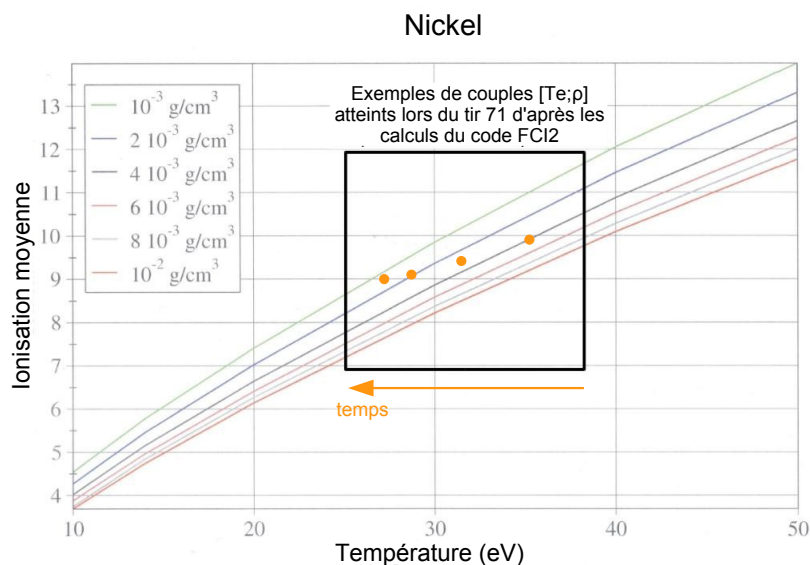


FIGURE 5.27 – Courbes d'ionisation moyenne du Ni en fonction de la température électronique pour différentes densités comprises entre  $10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$  et  $10^{-2} \text{ g.cm}^{-3}$ . Les températures atteintes dans nos plasmas de laboratoire sont encadrées.

comprise entre  $10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$  et  $10^{-2} \text{ g.cm}^{-3}$  qui constitue la gamme de densités atteintes dans nos plasmas d'après le code hydrodynamique FCI2. On peut voir sur cette figure des points jaunes correspondant à des exemples de couples  $[T_e ; \rho]$  calculés à l'aide du code FCI2 pour le tir 71. Ainsi, on constate que les conditions théoriques *a priori* atteintes dans nos plasmas, induisent une ionisation moyenne assez stable. Dans l'exemple de la fig. 5.27 l'ionisation moyenne se situe autour de 9,5 durant la totalité du temps d'émission du backlighter.

Cette possible homogénéité de l'ionisation, impliquant la qualité des spectres obtenus malgré les variations temporelles, pousse à faire de nouvelles mesures. En effet pour vérifier cette hypothèse, des mesures des paramètres hydrodynamiques du plasma résolues en temps s'imposeraient. Mesurer la densité ou la température électronique au moment précis du temps de détection permettrait de confronter les calculs pour différents couples  $[T_e ; \rho]$  et ainsi de vérifier l'hypothèse présentée ici.

## 5.4 Conclusion de cette expérience

Cette expérience aura permis de tester un nouveau schéma de cible en chauffage indirect qui apporte des résultats de meilleure qualité, des spectres plus reproductibles avec moins de bruit, tout en faisant gagner une sûreté expérimentale et un temps opérationnel appréciables.

Nous avons détecté, avec une bonne résolution, les structures 2p-3d des plasmas de Cu et de Ni pour des températures respectivement comprises entre 25 eV et 30 eV et entre 20 eV et 28 eV. Et cela pour une densité de l'ordre de  $10^{-2}$  g.cm<sup>-3</sup>.

Les calculs hydrodynamiques ont permis de confirmer que les gradients spatiaux de température et de densité étaient réduits au sein des échantillons de type P. Cela assure un chauffage spatial quasi homogène et efficace du plasma.

Avec la confrontation des spectres expérimentaux aux calculs du code hybride SCO-RCG, nous avons constaté que ce code reproduisait avec une bonne précision les structures d'absorption présentées ici. De plus, nous avons montré qu'il était possible d'utiliser les strates d'Al présentes dans les échantillons comme indicateur supplémentaire de température électronique pour le plasma grâce à l'analyse des structures d'absorption 1s-2p. La présence d'Al représente aussi un outil de plus pour valider les codes hydrodynamiques aussi bien que ceux de physique atomique grâce aux informations supplémentaires sur le chauffage du plasma qu'elles apportent.

Nous avons aussi détecté la présence des structures 2p-4d du Cu et du Ni, qui sont plus visibles sur les spectres correspondants aux échantillons les plus épais et qui constituent une information additionnelle pour la comparaison avec les modèles théoriques.

Les spectres expérimentaux ont aussi été confrontés aux calculs du code OPAMCDF, décrit au chapitre 2. Ces derniers ont montré un bon accord avec les spectres expérimentaux, tout comme c'était le cas avec le code SCO-RCG, mais pour des températures électroniques légèrement différentes. En effet, pour tous les tirs présentés on constate un écart de 1 eV ou 2 eV, concernant le Ni et le Cu, entre les deux codes de physique atomique. Étant donné que les approximations et les considérations liées à l'influence du plasma ne sont pas les mêmes dans les deux codes, le fait qu'ils reproduisent tous deux avec une bonne précision les transmissions expérimentales ne nous permet pas de discriminer les différentes méthodes utilisées par ces codes. Ceci pousse alors à continuer les investigations pour savoir si ces constatations sont généralisables à de nombreuses conditions plasmas.

Enfin d'autres calculs SCO-RCG ont été effectués en changeant les valeurs de la densité et de la température par rapport à ce qui avait été trouvé pour reproduire fidèlement les spectres expérimentaux.

On constate avec cette étude que plusieurs couples  $[T_e ; \rho]$ , étudiés avec un même code,



permettent de produire des spectres très similaires et que, selon la résolution expérimentale, il est très difficile de déterminer lequel reproduit au mieux les conditions obtenues en laboratoire. On a donc montré qu'il était possible que l'on détecte l'absorption correspondant à plusieurs conditions hydrodynamiques du plasma. Mais que malgré ces conditions multiples, l'ionisation moyenne resterait quasiment la même au cours du temps de sondage ce qui expliquerait que les spectres obtenus en expérience correspondraient bien à un milieu homogène du plasma au regard des populations atomiques présentes.

# Chapitre 6

## Absorption X et XUV du Cu et du Ni

Cette seconde expérience d'absorption, réalisée en février 2016, s'insère dans la continuité de la précédente. L'objectif est à nouveau de détecter simultanément des spectres d'absorption dans les gammes X et XUV pour des plasmas de  $Z$  modéré proches de l'ETL. De même que la première expérience, celle-ci est réalisée sur l'installation laser LULI2000 dans la salle expérimentale n°2 (voir fig. 4.2) avec la configuration de faisceaux de la fig. 5.1. La principale différence dans les objectifs, outre réussir les mesures en XUV, est la détection des spectres  $I$  et  $I_0$  simultanément, c'est-à-dire au cours du même tir, contrairement à ce que nous avons fait dans la campagne précédente.

### 6.1 Montage expérimental

Durant cette expérience, nous utilisons de nouveau les trois faisceaux laser NORD, SUD et BLEU à  $2\omega$  mais avec des durées d'impulsion respectives de 1,5 ns, 1,5 ns et 0,9 ns. Les faisceaux NORD et SUD délivrent chacun une énergie choisie autour de 110 J dans chaque cavité tandis que la chaîne BLEUE fournit environ 10 J sur cible. Par contre, la focalisation et la taille des taches focales sont les mêmes que pour l'expérience précédente, c'est-à-dire qu'on utilise les mêmes lentilles et les mêmes lames de phase.

Regardons maintenant le détail des diagnostics et des cibles propres à cette campagne. Notons que les cibles utilisées ici sont désormais toutes de type P (comme vu dans la partie 4.1.1, cf fig. 5.2) avec cependant quelques modifications qui sont explicitées plus loin.

#### 6.1.1 Les diagnostics

Pour cette campagne, quatre spectromètres dédiés aux mesures d'absorption (deux pour mesurer les spectres  $I$  dans les gammes X et XUV, et deux pour mesurer les spectres  $I_0$  dans les gammes X et XUV) sont introduits dans la chambre expérimentale au côté de trois autres diagnostics consacrés à l'observation générale de tous les éléments qui composent la cible. L'objectif de ces trois diagnostics de contrôle est de vérifier la reproductibilité de l'alignement des différents éléments qui composent la cible, au cours des différents tirs. De nouveau nous utilisons pour ceux-ci une caméra à sténopé, un spectromètre DMX et un spectromètre à cristal de quartz sphérique (FSSR). Le schéma de l'ensemble du montage expérimental est présenté sur la fig. 6.1.

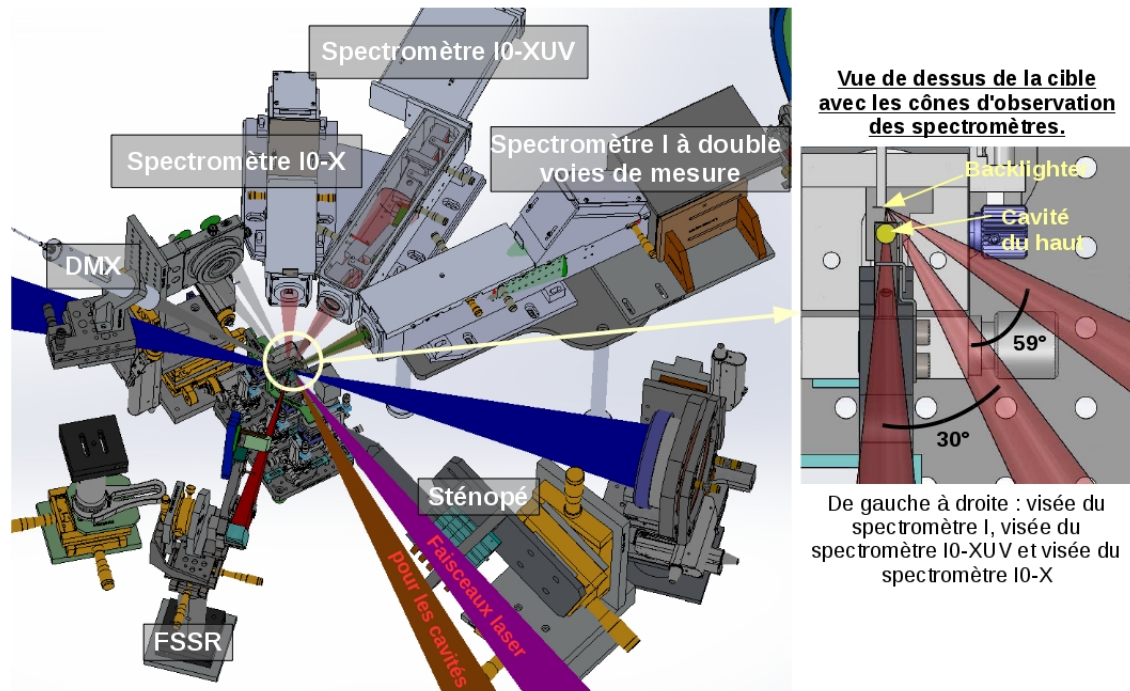
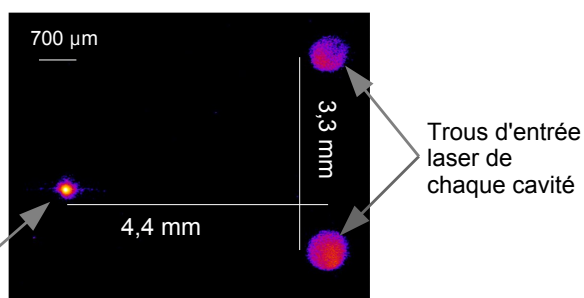


FIGURE 6.1 – Image 3D du montage expérimental au LULI2000 de la deuxième expérience d'absorption (à gauche). Zoom sur les cônes d'observations de la cible des spectromètres d'absorption (à droite).

La caméra à sténopé est équipée d'un trou de  $20\ \mu\text{m}$  et observe l'ensemble de la cible à une distance de  $100\ \text{mm}$ . L'IP est placée à  $250\ \text{mm}$  du trou de sténopé impliquant un grandissement de 2,5. Enfin des filtres de  $3$  ou  $6\ \mu\text{m}$  d'Al sont mis devant le détecteur pour éviter une saturation du signal et éliminer les rayonnements parasites telle que la lumière laser. La fig. 6.2 montre deux exemples d'images obtenues avec ce diagnostic, une représente l'exemple d'un tir correct et une seconde l'exemple d'un tir peu satisfaisant.

Exemple d'un tir correct



Exemple d'un tir non conforme

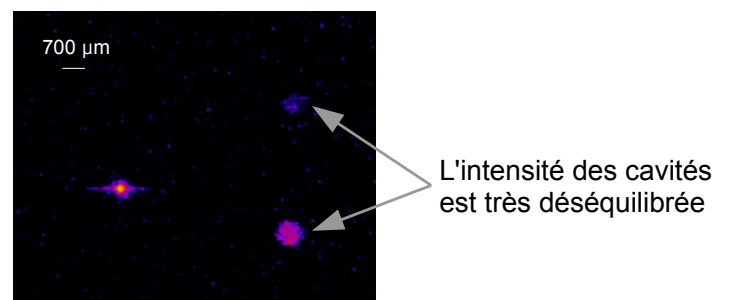


FIGURE 6.2 – Images obtenues avec la caméra à sténopé pour des cibles de type P : à gauche un exemple de tir correct et à droite un exemple de tir non conforme.

Le spectromètre DMX est utilisé dans les mêmes conditions que celles décrites dans la section 4.1.1. On rappelle qu'il a pour objectif de détecter la température radiative au sein d'une cavité. Au cours de cette expérience, peu de mesures ont pu être effectuées avec ce diagnostic. Ces dernières n'étant pas suffisamment fiables, elles ne seront pas présentées.

Cela étant, nous pourrions reconsidérer les résultats de la campagne précédente obtenus avec des cavités identiques et dans des conditions laser similaires.

**Le FSSR** quant à lui observe seulement les deux cavités en or pour contrôler si l'intensité de chacune est comparable à chaque tir. Contrairement à l'expérience précédente, ce spectromètre n'intervient plus directement pour les mesures d'absorption et ne regarde pas ici la source de backlighter, mais uniquement l'émission X des cavités. En effet grâce à sa résolution spatiale, on peut détecter les signaux de chaque cavité distinctement et ce pour une gamme spectrale allant de 1,8 keV à 2,4 keV environ. Ainsi, nous pouvons vérifier à chaque tir que l'intensité relative de l'émission de chaque cavité est correcte.

### Les quatre spectromètres pour l'absorption

• **Pour la détection des spectres I**, nous avons de nouveau utilisé le spectromètre à deux voies de mesure, une pour les X et une pour les XUV. La voie X est en tout point identique à celle détaillée dans l'expérience de la partie 4.1. On rappelle sa composition sur la fig. 6.3.

La voie XUV non décrite jusqu'alors, est composée d'un miroir sphérique recouvert de nickel, d'une série de miroirs plans amenant le signal jusqu'à un réseau qui va alors le disperser et l'envoyer sur une IP BAS TR. Derrière cette IP, on retrouve une caméra à balayage de fente qui est un détecteur résolu en temps. C'est-à-dire que le signal XUV est détecté à la fois par l'IP et par la caméra. Pour ce faire, l'IP qui se situe juste devant la caméra, est percée au niveau de la fente d'entrée de la caméra pour qu'une partie du signal puisse atteindre cette dernière. Malheureusement, cette caméra à balayage de fente s'est avérée défectueuse au cours de la campagne et n'a finalement pas pu être utilisée. Par conséquent seuls des résultats obtenus avec des IP, donc intégrés en temps, sont utilisés et présentés.

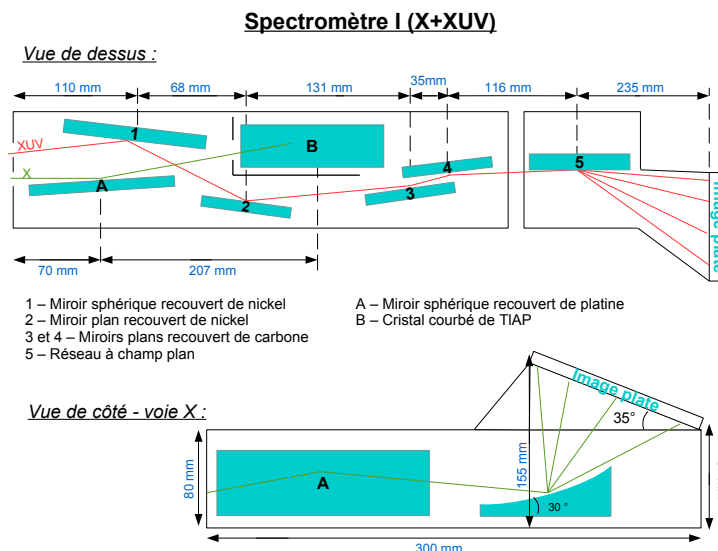


FIGURE 6.3 – Schéma des deux voies de mesure (X et XUV) qui composent le double spectromètre I avec les distances, les angles et les différentes optiques qui les composent.

On peut voir sur la fig. 6.3 un schéma de ce spectromètre avec les distances qui séparent les différents éléments qui le composent ainsi que leur agencement. Le réseau qui permet de disperser le signal XUV est un réseau en réflexion de rayon de courbure 5500 mm et de dimensions 60×20 mm. Ce réseau, avec une densité de traits variable, au centre de 1200/mm, est utilisé en incidence rasante ( $3^\circ$ ) et focalise le signal sur un champ plan à

235 mm de son centre comme le montre le schéma des conditions d'utilisation du réseau fourni par le fabricant, présenté sur la fig. 6.4. Nous pouvons noter que la distance qui sépare le réseau du détecteur (IP) dans notre expérience est précisément de 237 mm ce qui correspond quasiment à la distance optimale d'utilisation (=235 mm). Nous obtenons donc une résolution proche de la meilleure résolution que cette optique puisse offrir. Pour

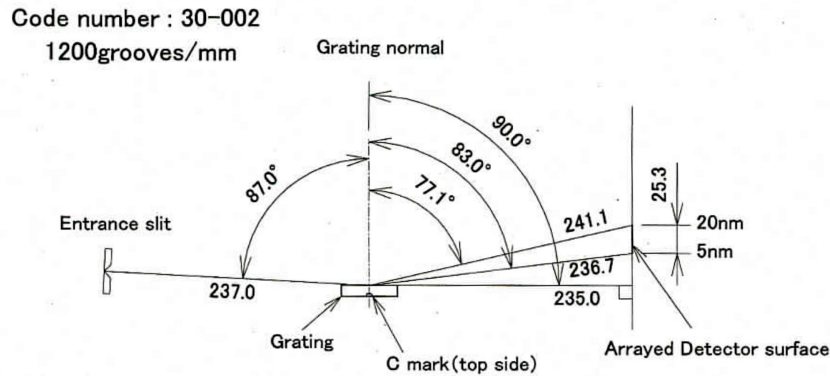


FIGURE 6.4 – Schéma des spécificités d'utilisation du réseau à champ plan de 1200 traits/mm au centre.

cela, une autre spécification d'utilisation importante est respectée, celle de la tolérance sur l'angle d'incidence qui doit être de  $3^\circ \pm 0,1^\circ$ . Enfin une fente de 1 mm de large est fixée sur le berceau supportant le réseau. Ainsi positionnée, elle a pour but de limiter le flux provenant du plasma et de bloquer les lumières parasites pouvant atteindre le réseau. La voie XUV permet ainsi de détecter des spectres sur une gamme spectrale allant de 50 eV à 250 eV environ. Le détail des composants de cette voie est illustré sur la fig. 6.3. Enfin ce spectromètre à deux voies spectrales est placé directement dans l'axe formé par le backlighter et l'échantillon afin de récupérer le signal émis par le backlighter et transmis par l'échantillon. Ce signal détecté est donc spectralement absorbé par le plasma de l'échantillon.

- **Pour la détection des spectres  $I_0$** , deux autres spectromètres sont construits, tous les deux composés avec le même schéma optique que chacune des voies du spectromètre  $I$  de la fig. 6.3.

L'objectif de ces deux autres spectromètres est de détecter directement, pour chaque tir, la totalité de l'émission du backlighter c'est-à-dire l'émission non absorbée par la plasma de l'échantillon. Par conséquent ils sont alignés seulement sur le backlighter et ne doivent détecter aucun autre signal. Il sont donc placés à côté du spectromètre  $I$  comme on peut le voir sur la fig. 6.1 et se trouvent à la même distance du backlighter que le spectromètre  $I$ , à savoir 130 mm. Idéalement, les quatre spectromètres doivent observer la même source de rayonnement, c'est-à-dire le même point dans l'espace.

Avec notre montage expérimental, les spectromètres dédiés à la mesure de  $I_0$  observent le backlighter avec un angle de  $30^\circ$  pour la voie XUV et de  $59^\circ$  pour la voie X (voir image de droite de la fig. 6.1). Ainsi, l'émission du backlighter vue par chaque spectromètre est très similaire mais pas parfaitement identique. Les différences induites, par cette différence d'angle de vue, sont reproductibles et peuvent être facilement corrigées lors du traitement des données (voir plus loin).

Le principe, avec ces deux nouveaux spectromètres, est de dédoubler les deux voies de mesure (X et XUV) qu'il y a dans le spectromètre  $I$ . Or, comme on peut le voir en com-

### Spectromètre I0-X

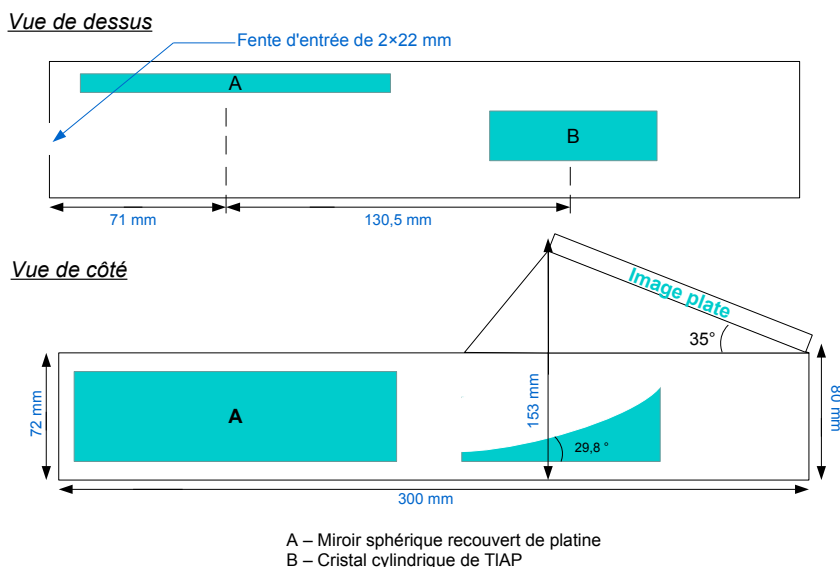


FIGURE 6.5 – Schéma du spectromètre X détectant le signal  $I_0$ . Vues de dessus et de côté.

### Spectromètre I0-XUV

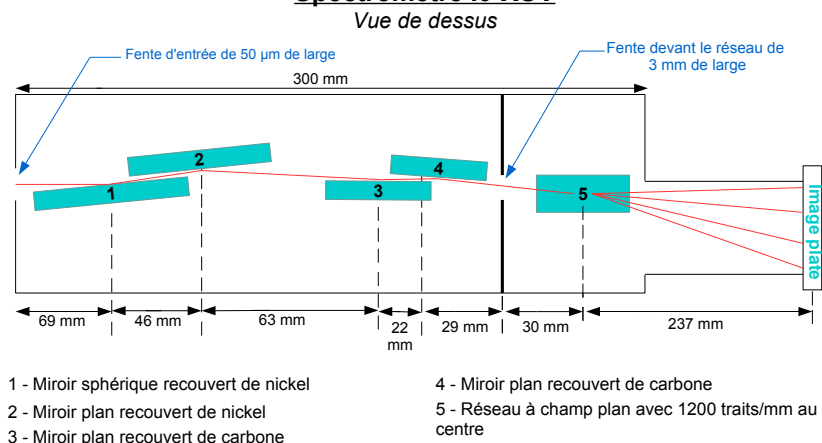


FIGURE 6.6 – Schéma du spectromètre XUV détectant le signal  $I_0$ . Vue de dessus.

parant les fig. 6.5 et 6.6 avec la fig. 6.3, la position et les angles des différents éléments constitutifs des spectromètres  $I_0$  ne sont pas parfaitement identiques à ceux des deux voies du spectromètre  $I$  comme on pourrait le penser. Cela tient au fait qu'avec un angle de vue différent, les optiques de chaque spectromètre ne peuvent pas être alignées exactement de la même manière pour observer justement le même signal. En revanche certains paramètres critiques sont bien identiques :

- l'angle d'incidence sur les réseaux pour les deux voies XUV ;
- la distance entre la source et chaque fente d'entrée ;
- la distance entre les détecteurs et, le cristal de TIAP ou le réseau, respectivement pour les voies X et XUV.

Pour résumer, deux paires de spectromètres détectent sur les mêmes gammes spectrales, quasiment de la même manière, les spectres  $I$  et  $I_0$  simultanément à chaque tir, fournissant ainsi la transmission spectrale X (de 700 eV à 1700 eV) et XUV (de 50 eV à 250 eV) du plasma de l'échantillon.

## 6.1.2 Les cibles

Durant cette campagne expérimentale, la configuration des cibles de type P est la seule configuration utilisée en raison des résultats positifs de la campagne de décembre 2013. Cependant elle est légèrement modifiée pour s'adapter à la présence des deux spectromètres  $I_0$  qui n'étaient pas installés lors de la campagne précédente. En effet, ces derniers doivent observer le signal provenant du backlighter sans être perturbés par l'émission des cavités. C'est pourquoi une pièce en métal de forme complexe est ajoutée afin de cacher au maximum l'émission des cavités de la vue des quatre spectromètres. Comme l'illustre la fig. 6.7, ce "cache" en métal ne laisse idéalement visible que le backlighter pour les spectromètres  $I_0$  et seulement l'axe de l'échantillon pour le spectromètre  $I$ . Dans le cas

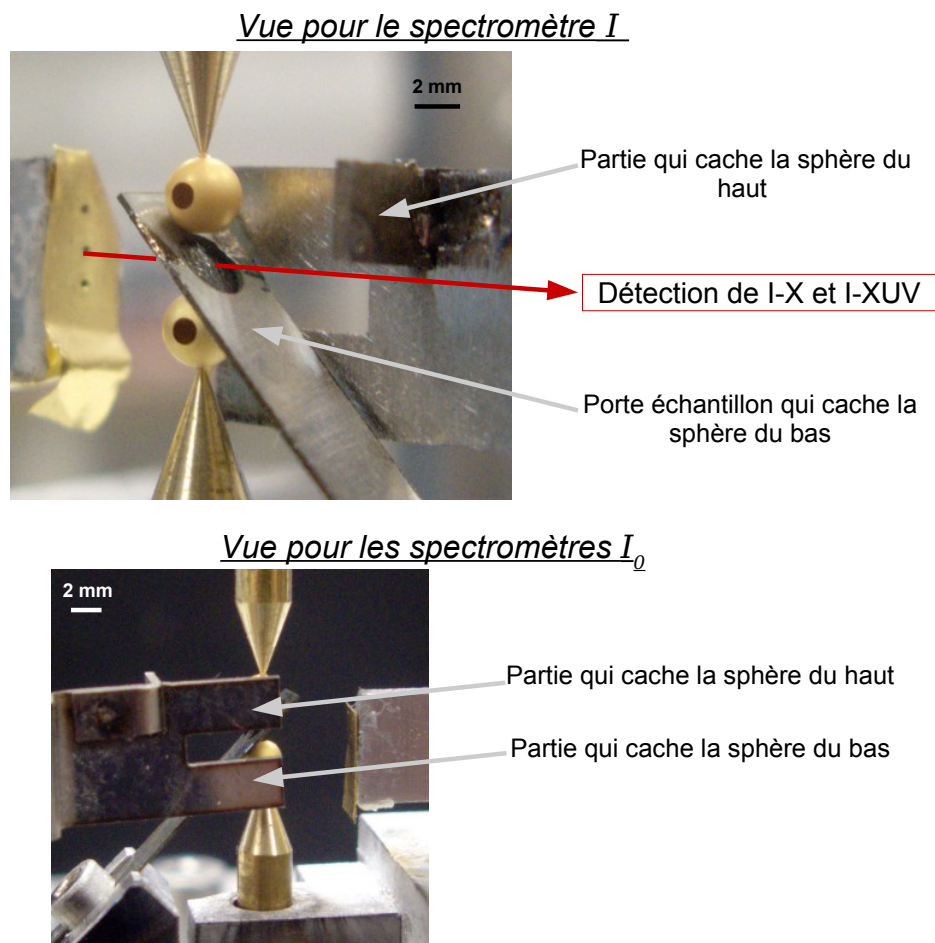


FIGURE 6.7 – Images de la pièce en métal ajoutée autour des cavités afin d'empêcher que l'émission propre de celles-ci ne vienne perturber les spectres d'absorption. En haut le point de vue du spectromètre  $I$  et en bas celui des deux spectromètres  $I_0$  (angle de prise de vue légèrement au dessus du plan de visée des spectromètres  $I_0$ ).

de ce dernier, la cavité du bas est déjà masquée par le porte échantillon (voir fig. 6.7 en haut) et le "cache" n'intervient que sur la cavité du haut.

Pour vérifier l'utilité de ce "cache" mais aussi son absence de nuisance dû à un éventuel défaut d'alignement, des tirs ayant comme cible seulement les cavités et le "cache" sont effectués. On constate alors que les détecteurs des spectromètres dans la gamme X ne reçoivent bien aucun signal comme attendu, ce qui confirme qu'ils ne voient pas l'émission

des cavités. Il en va de même pour le spectromètre  $I_0$  dans la gamme XUV. Le cache le protège aussi de l'émission des cavités.

En ce qui concerne la voie XUV du spectromètre  $I$ , ce n'est pas si simple. Cette dernière continue de recevoir du signal provenant des cavités malgré la présence du "cache". Cela s'explique, *a posteriori* par le fait que lorsque le plasma des cavités se détend, il finit par atteindre l'axe de détection principal, c'est-à-dire l'axe de détection de la transmission spectrale symbolisé par la backlighter, l'échantillon et la fente d'entrée du spectromètre  $I$ . Une fois sur cet axe, le plasma s'est refroidi mais émet encore, principalement dans les XUV. Ainsi du signal provenant des cavités se retrouve malgré tout sur le détecteur de la voie XUV, et pour notre étude, ce signal est considéré comme un signal parasite.

Dans cette campagne, le centre des sphères est séparé de  $3,2 \pm 0,1$  mm, le centre de l'échantillon se situe au milieu de cette distance (entre les sphères) et le backlighter est placé à  $5 \pm 0,1$  mm perpendiculairement à l'axe formé par les cavités et l'échantillon comme on peut le voir sur la fig. 6.7. Concernant les échantillons étudiés, ils sont tous composés d'un élément de  $Z$  modéré (autour de  $Z=28$ ) avec une strate de carbone de 70 nm d'épaisseur de part et d'autre.

Enfin, on peut noter que deux tirs sont effectués avec une configuration de cible différente dans la mesure où les cavités ont été remplacées par des feuilles planes d'or massives de  $25 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Les distances entre les éléments restent inchangées et les feuilles sont orientées de telle sorte qu'elles puissent être atteintes par le laser mais aussi chauffer l'échantillon situé au milieu. La fig. 6.8 présente le schéma de cette nouvelle configuration. Ces deux tirs, avec un échantillon chauffé par les feuilles et non par des cavités,

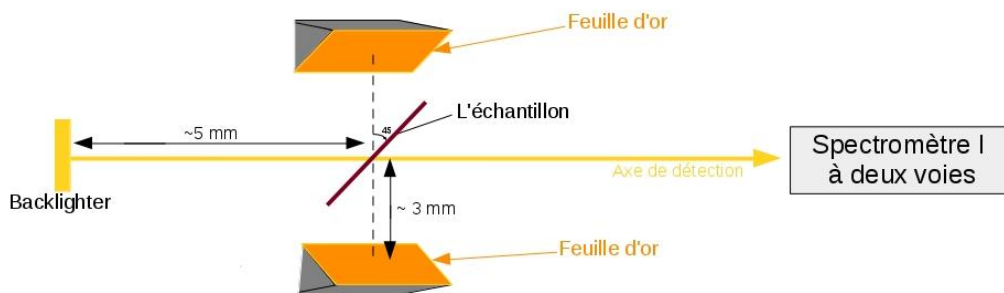


FIGURE 6.8 – Illustration de la configuration des cibles avec chauffage de l'échantillon par des feuilles planes d'or à la place des cavités.

sont des tirs non programmés que le temps restant nous a permis de réaliser. Les spectres d'absorption de ces tirs étant exploitables, ils nous offrent des données supplémentaires de comparaison intéressantes au regard des conditions hydrodynamiques comme nous le développerons dans la section suivante.

## 6.2 Résultats préliminaires

### 6.2.1 Les calculs hydrodynamiques du code FCI2

Comme pour la précédente expérience, le code hydrodynamique FCI2 (voir chapitre 2.2.2) est utilisé pour faire des estimations de températures et de densités des plasmas étudiés.

Dans un premier temps, des calculs concernant la température radiative des cavités sont effectués avec FCI2, en considérant une énergie laser entrante de 115 J dans chaque cavité.



C'est l'énergie laser moyenne des chaînes NORD et SUD utilisée pour tous les spectres présentés dans la section suivante. Ensuite un second calcul est effectué pour estimer la dilution de la température radiative au niveau du trou de chauffage des cavités. On peut voir sur la fig. 6.9 le résultat de ces calculs c'est-à-dire le schéma d'une cavité où l'on peut lire la température radiative du rayonnement créé à l'intérieur et se propageant vers l'extérieur. Cela pour trois temps différents, 0,5 ns, 1 ns et 1,5 ns à partir du début de l'impulsion laser. Notons que sur ces images on voit le rayonnement sortir par le trou

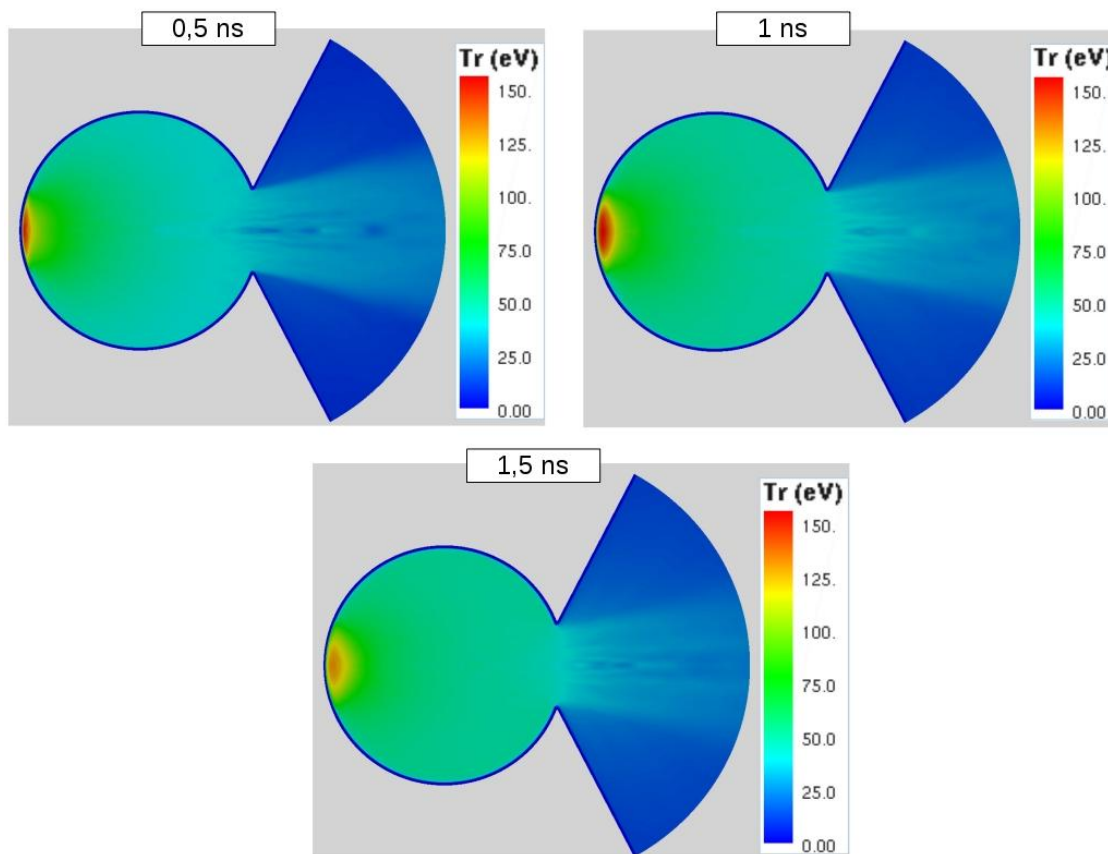


FIGURE 6.9 – Coupes de cavités avec la valeur de la température radiative du rayonnement au sein et à l'extérieur de la cavité, pour trois temps différents pris après la fin de l'impulsion laser. Notons que seul le trou d'entrée laser est présent sur ces images mais que la température radiative que l'on peut lire, sortant de la cavité, correspond bien à celle sortant en réalité par le trou de chauffage.

d'entrée laser car la simulation prend en compte une symétrie de révolution via un axe qui passe par le centre du trou d'entrée laser et qui coupe la cavité en deux pour la simuler. Ainsi le trou de chauffage ne peut pas être simulé, c'est pourquoi il n'est pas présent sur ces images. Cependant la température radiative que l'on peut lire correspond bien à la dilution calculée à partir des valeurs obtenues pour le trou de chauffage.

On observe dans tous les cas, le point le plus chaud au niveau du dépôt de l'énergie laser à savoir au fond de la cavité. Ce point chaud passe d'environ 150 eV à 125 eV durant 1 ns tandis que le reste de la cavité présente une température radiative maximale autour de 100 eV, 1 ns après la fin de l'impulsion laser. Le rayonnement à l'extérieur, quant à lui est plus froid et se situe entre 30 eV et 50 eV quelque soit le temps considéré. On constate aussi avec ces images que la propagation du rayonnement est assez homogène et se fait de manière bien perpendiculaire au trou de la cavité, là où se situe l'échantillon.

Les températures radiatives ainsi obtenues constituent les températures du rayonnement

planckien considéré dans les calculs concernant l'échantillon. C'est-à-dire que les calculs hydrodynamiques de l'échantillon admettent un rayonnement sous forme de signal gaussien arrivant sur l'échantillon, lui même considéré géométriquement plan. Les calculs aboutissent alors à l'évolution de la densité de matière et de la température électronique dans un échantillon donné.

Pour mieux comprendre ce que représentent les temps choisis dans les calculs hydrodynamiques ci après, la fig. 6.10 récapitule les deux cas d'utilisation des différentes impulsions laser au cours du temps.

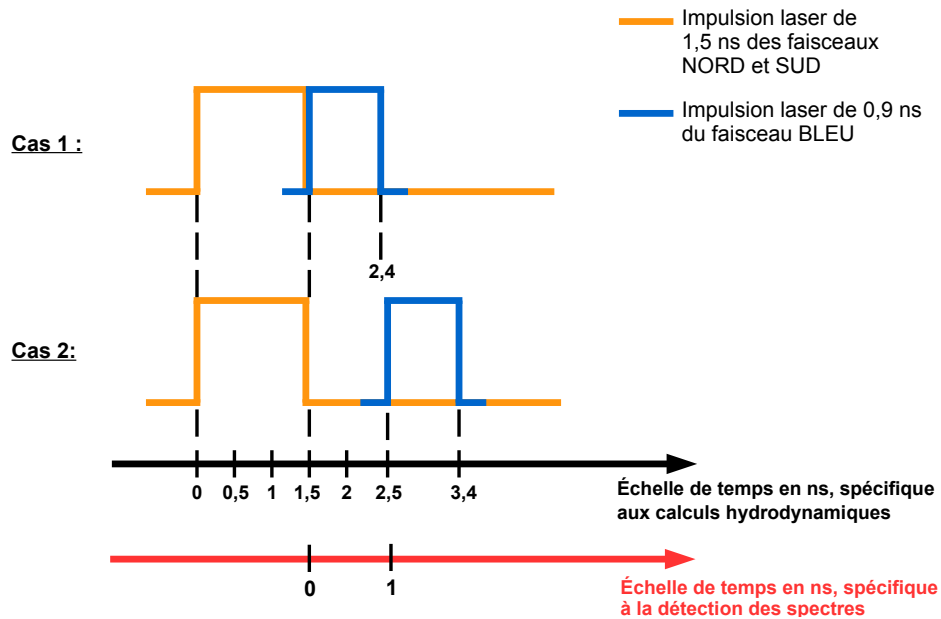


FIGURE 6.10 – Schéma des deux cas d'utilisation des impulsions laser NORD, SUD et BLEU au cours du temps associés aux échelles de temps correspondant aux calculs hydrodynamiques (en noir) et aux spectres de transmission (en rouge).

La fig. 6.11 présente les résultats de ces calculs pour un échantillon de Ni d'une épaisseur de 28 nm possédant deux strates de C de part et d'autre, chacune de 70 nm d'épaisseur et pour trois temps différents qui correspondent au temps de chauffage des cavités.

En effet les faisceaux NORD et SUD qui chauffent les cavités ont une durée d'impulsion de 1,5 ns, donc les courbes présentées sur la fig. 6.11 correspondent à ce qui se passe dans l'échantillon pendant que les chaînes laser déposent leur énergie dans les cavités.

On voit que pendant cette phase de chauffage, de 0 ns à 1,5 ns, la température électronique dans l'échantillon augmente jusqu'à atteindre 36 eV, au temps  $t = 1,5$  ns après le début des impulsions laser NORD et SUD, dans la strate de Ni tandis que la densité elle diminue au fur et à mesure et sa valeur baisse jusqu'à environ  $5 \cdot 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$  dans le Ni.

La fig. 6.12 présente les mêmes calculs pour le même échantillon que la fig. 6.11 mais cette fois pour cinq temps compris entre 1,5 ns et 3,5 ns à partir du début des impulsions lasers de chauffage des cavités (c'est-à-dire de 0 ns à 2,5 ns après la fin des impulsions laser Nord et SUD). La température électronique et la densité de matière que l'on calcule alors, correspondent au moment où le rayonnement du backlighter sonde l'échantillon. Ce sont donc les conditions hydrodynamiques qui caractérisent les spectres d'absorption que

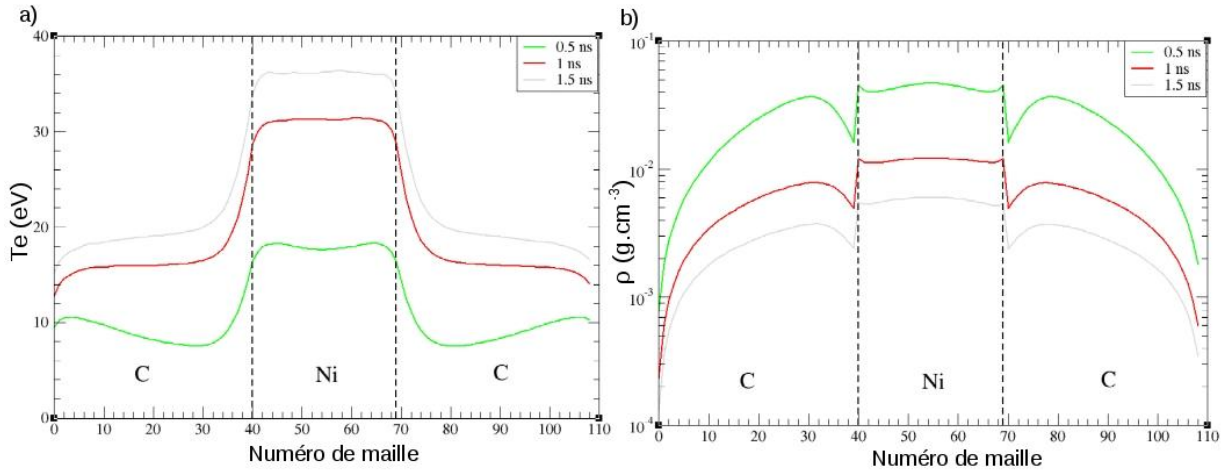


FIGURE 6.11 – (a) Température électronique et (b) densité de matière dans chaque maille du calcul (ce qui correspond à la position dans la cible) pour un échantillon de Ni de 28 nm d'épaisseur encadré par deux strates de C de 70 nm d'épaisseur chacune, pour trois temps compris entre 0,5 ns et 1,5 ns à partir du début des impulsions laser NORD et SUD qui chauffent les deux cavités.

l'on détecte avec les spectromètres. On peut ainsi voir qu'à partir du moment où l'énergie des faisceaux laser NORD et SUD s'arrête, à 1,5 ns, la température dans l'échantillon diminue au cours du temps et la densité continue de baisser, c'est le plasma qui continue de se détendre.

Dans l'ensemble, ces calculs nous montrent que chaque strate (Ni et C) est homogène, il n'y a pas de gradients spatiaux notables. En revanche, on constate des variations temporelles, la température de l'échantillon passe de 36 eV à 22 eV environ pendant le temps de sondage par le backlighter et la densité, durant ce même temps, varie de  $5 \cdot 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$  à un peu moins de  $2 \cdot 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$ . On détecte donc des spectres qui correspondent à différentes conditions hydrodynamiques.

Plus précisément, rappelons que la durée d'impulsion du backlighter est de 0,9 ns et arrive avec un retard de 1,5 ns ou de 2,5 ns après le début des impulsions laser NORD et SUD. Par conséquent selon les tirs, on sonde le plasma de Ni (en exemple ici) dans les conditions hydrodynamiques correspondant aux courbes de 1,5 ns à 2,5 ns (pour un retard du backlighter de 1,5 ns) ou à celles des courbes de 2,5 ns à 3,5 ns (pour un retard du backlighter de 2,5 ns) de la fig. 6.12.

Notons que quelque soit le temps, pour les deux fig. 6.11 et 6.12, les conditions hydrodynamiques sont différentes selon les strates de la cible, ce qui est attendu car elles ne sont pas constituées du même élément ni de la même épaisseur. On peut ainsi voir avec ces cibles de type "sandwich" (avec du C de part et d'autre) que c'est bien la strate de Ni, celle que l'on étudie, qui est la plus homogène spatialement en température et surtout en densité.

Les résultats de ces calculs hydrodynamiques nous donnent donc un aperçu de l'évolution de la température électronique et de la densité de matière des échantillons étudiés et nous permettent de recouper ces informations avec les prédictions des codes de physique atomique.

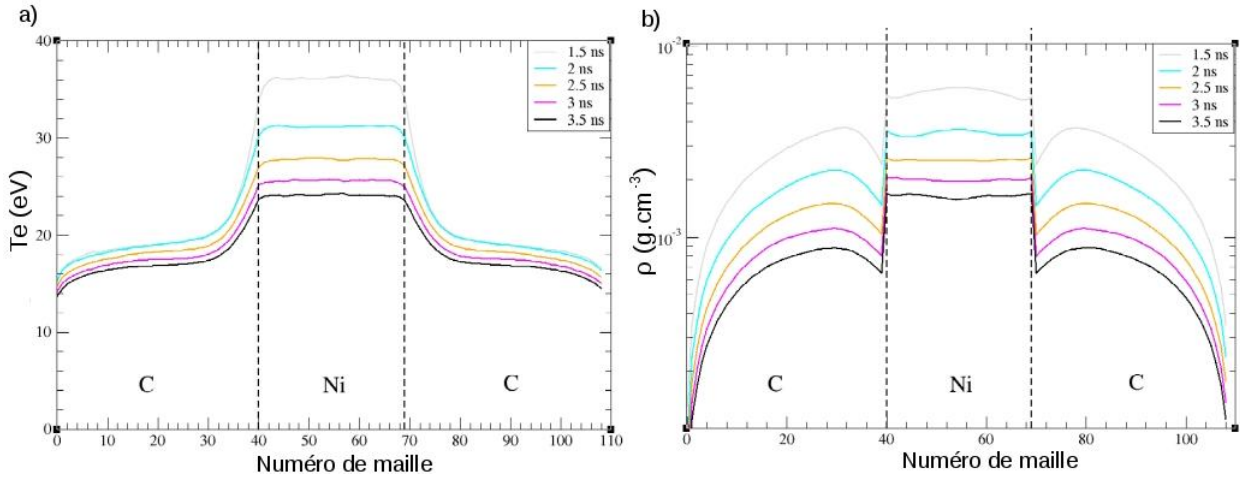


FIGURE 6.12 – (a) Température électronique et (b) densité en fonction de la maille du calcul (ce qui correspond à la position dans la cible) pour un échantillon de Ni de 28 nm d'épaisseur encadré par deux strates de C de 70 nm d'épaisseur chacune, pour cinq temps compris entre 1,5 ns et 3,5 ns à partir du début des impulsions laser NORD et SUD qui chauffent les deux cavités.

## 6.2.2 Les résultats de spectroscopie X et les calculs du code SCO-RCG

### Le traitement des données

Avant de faire le rapport des spectres de  $I$  et de  $I_0$ , il faut les étalonner en énergie et corriger l'intensité comme cela a été fait pour l'expérience précédente.

Un spectre brut obtenu après le scan de l'IP donne une image 2D en niveaux de gris où les deux axes sont en pixels. Une fois la partie du signal d'intérêt sélectionnée, l'image est linéarisée selon l'équation 5.5 et intégrée sur la largeur du spectre afin d'obtenir des PSL en fonction des pixels. La figure 6.13 présente une image d'IP scannée où la largeur et l'axe de dispersion spectrale sont explicités.

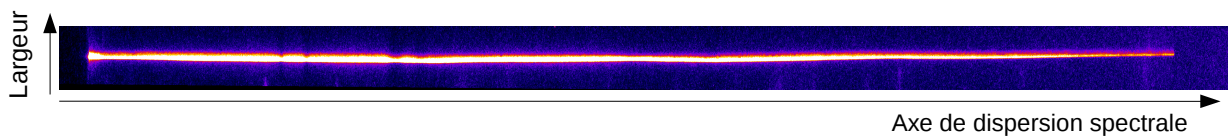


FIGURE 6.13 – Image d'une IP scannée et linéarisée contenant un spectre d'absorption X. Les deux axes sont exprimés en pixels sur cette image.

Ensuite, l'axe de dispersion spectrale en pixels est transformé en mm en tenant compte du fait que le pas du scanner est, dans notre cas de  $25 \mu\text{m}$  par pixel. Enfin une relation de dispersion est appliquée pour passer des mm aux énergies. Cette relation est obtenue à partir de tirs effectués sur une cible de backlighter en aluminium et non en or, pour obtenir un spectre de raies connues et facilement identifiables. Ainsi on peut faire une correspondance entre la position des raies en mm sur l'IP et leur valeur en énergie. Un spectre d'aluminium utilisé pour la calibration est présentée sur la fig. 6.14. On peut y voir l'ensemble du spectre étaloné en énergie ainsi qu'un agrandissement de chaque raie accompagné de la position en énergie du centre de la largeur à mi hauteur (LMH). Notons que cette technique avait déjà été utilisée pour l'expérience précédente (voir fig. 5.17).

C'est avec les raies de l'Al que la relation de dispersion sur la gamme X est établie, on

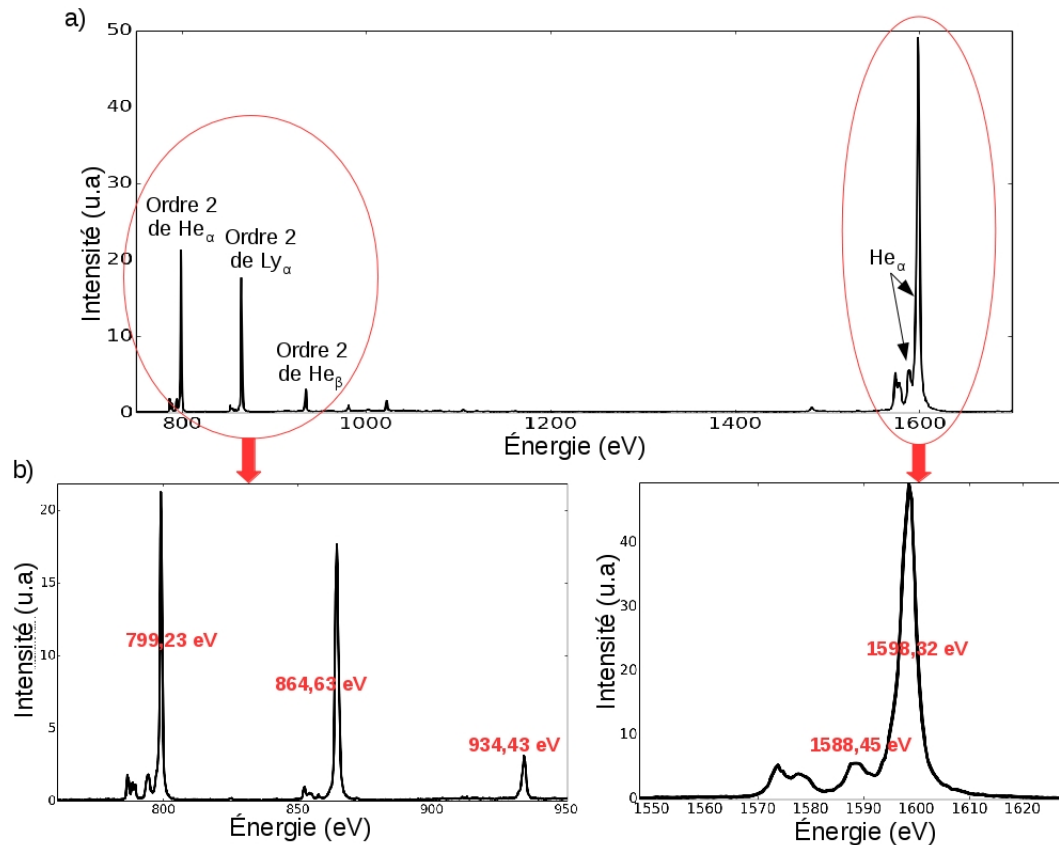


FIGURE 6.14 – a) Spectre expérimental d'Al étalonné en énergie sur la totalité de la gamme spectrale d'intérêt à savoir de 700 eV à 1700 eV ; b) Agrandissements sur les raies de l'Al détectées, avec en rouge la position en énergie du centre de la largeur à mi-hauteur pour chaque raie.

peut voir cette courbe de correspondance entre la position en mm sur l'IP et l'énergie sur la fig. 6.15. La fig. 6.14 permet aussi d'évaluer expérimentalement l'incertitude sur la calibration spectrale en comparant les valeurs de positions mesurées avec les valeurs théoriques de ces raies. De plus avec la largeur de chaque raie on peut évaluer la résolution expérimentale du spectromètre que l'on peut comparer à la valeur théorique trouvée à la section 4.1.3 qui est de 1,6 eV. La fig. 6.16 présente les largeurs à mi-hauteur des raies de l'Al en fonction de leur énergie. On constate que d'après la courbe de tendance linéaire de ces LMH, on peut estimer la résolution expérimentale moyenne sur la gamme spectrale d'intérêt à environ 2,2 eV ce qui correspond à ce que nous avons déjà observé lors de l'expérience d'absorption précédente (voir fig. 5.18). Ceci est cohérent car les spectromètres X utilisés lors de chaque campagne expérimentale sont quasi identiques. Notons aussi que, comme pour la campagne précédente, on considère les effets d'élargissement de raie négligeables devant la largeur instrumentale.

Enfin, le tableau 6.1 compare les valeurs théoriques des raies de l'Al d'après la base de données [52] avec le positionnement des raies sur le spectre expérimental de la fig. 6.14. On constate alors que l'écart entre ces valeurs est faible, ce qui illustre la précision de la relation de dispersion utilisée, meilleure que précédemment (voir tableau 5.4).

La procédure pour traiter les spectres  $I_0$  est identique à une étape près. En effet, ici les spectres de  $I$  et de  $I_0$  sont obtenus lors d'un même tir avec des spectromètres différents, par conséquent la relation de dispersion n'est pas strictement identique. Pour appliquer la relation de dispersion de la fig. 6.15 il faut d'abord repositionner le signal de  $I_0$  pour

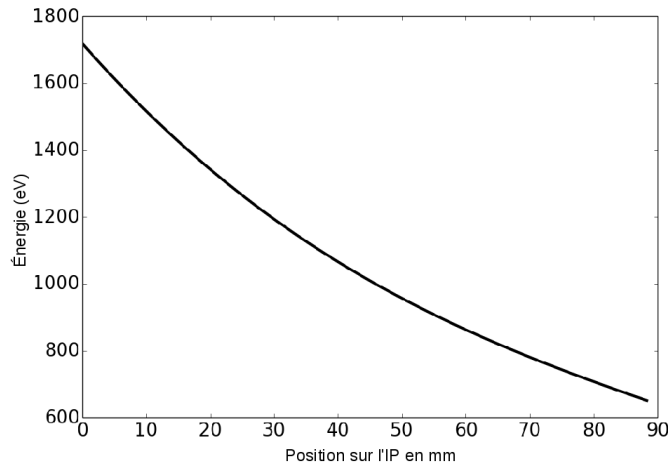


FIGURE 6.15 – Relation de dispersion des spectromètres X (pour  $I$  et  $I_0$ ).

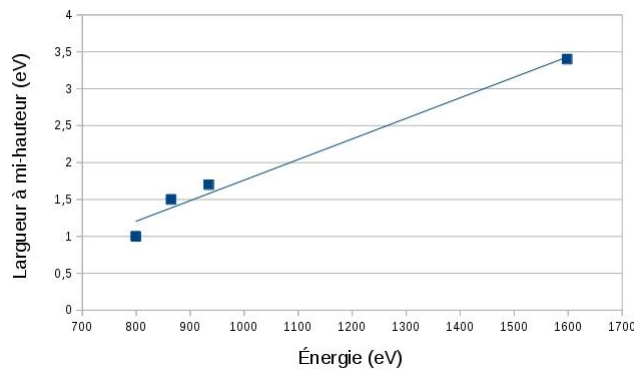


FIGURE 6.16 – Les largeurs à mi-hauteur (LMH) des raies de l'Al en fonction de l'énergie. Chaque point correspond à la largeur à mi-hauteur d'une raie fine de l'Al et la droite est la courbe de tendance linéaire associée.

qu'il soit superposable en position, avec celui de  $I$  c'est-à-dire qu'ils aient la même échelle en mm. Cet ajustement se fait à l'aide d'une fonction linéaire qui relie les signaux de  $I$  et de  $I_0$ . Cette relation est propre à chaque tir même si elle est systématiquement très similaire. Une fois que les signaux  $I$  et  $I_0$  sont superposables pour un tir donné, on peut alors appliquer la relation de dispersion de la fig. 6.15 au signal de  $I_0$  et obtenir pour  $I$  et  $I_0$  des spectres étalonné en énergie.

Ensuite il faut corriger les spectres en intensité en fonction de la sensibilité de l'IP, de la dérivée  $dE/dX$ , de la transmission des filtres, de la réflectivité des miroirs et de l'angle solide d'observation. Cette correction a été détaillée dans la section 4.1.3 avec la fig. 5.19. Cela étant, comme pour obtenir un spectre de transmission nous faisons le rapport des spectres  $I$  et  $I_0$ , seules les différences entre les deux spectromètres ont de l'importance pour la correction de l'intensité car tous les paramètres identiques seront mathématiquement annulés par le rapport des intensités.

Les deux spectromètres X sont équipés des mêmes filtres, de miroirs identiques, du même type d'IP, ils sont tous deux à la même distance de la cible et possèdent la même largeur de fente d'entrée (voir fig. 6.3 et 6.5). De plus la relation de dispersion utilisée est la même pour les deux spectres (après ajustement en position) donc il reste seulement l'angle d'observation qui impacte le rapport  $I/I_0$ .

Pour déterminer la correction liée au différents angles de vue des spectromètres X, on compare les signaux obtenus pour une même émission c'est-à-dire lors d'un tir avec seulement

	Valeur théorique (eV)	Valeur expérimentale (eV)	écart (eV)
$He_\alpha$	1598,29	1598,32	0,03
$He_\alpha$ ordre 2	799,14	799,23	0,09
$Ly_\alpha$ ordre 2	864,17	864,63	0,46
$He_\beta$ ordre 2	934,35	934,43	0,08

TABLE 6.1 – *Tableau de comparaison des valeurs théoriques en énergie des raies de l’Al [52] avec le positionnement observé sur le spectre de la fig. 6.14.*

le backlighter comme cible et rien d’autre. L’émission détectée par tous les spectromètres dans ce cas est donc celle provenant du backlighter non absorbée. Ainsi, en faisant le rapport  $I/I_0$  de ce type de tir, on peut évaluer la différence intrinsèque de détection entre les deux spectromètres X qui doit être prise en compte pour corriger les spectres d’absorption.

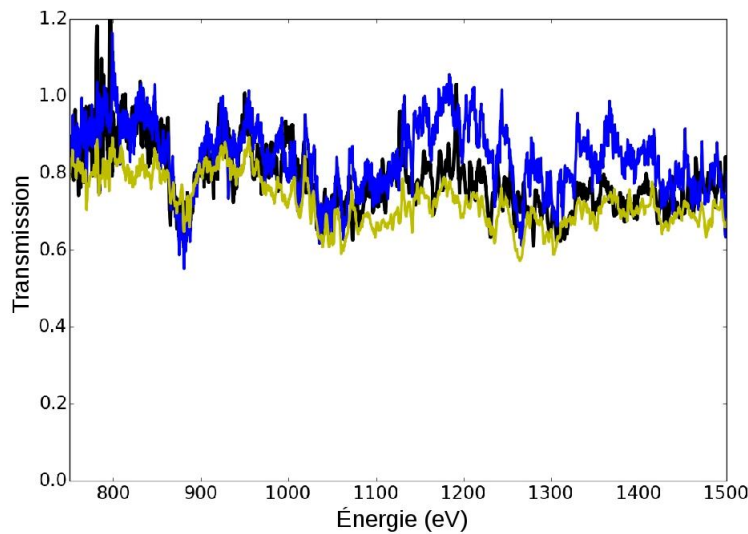


FIGURE 6.17 – *Rapport  $I/I_0$  pour trois tirs avec comme unique cible une feuille d’or seule (c’est-à-dire un backlighter) et des conditions laser similaires : la courbe jaune est détectée en début de campagne expérimentale, la courbe noire en milieu et la courbe bleue en fin.*

La fig. 6.17 présente le rapport  $I/I_0$  pour trois tirs effectués avec comme unique cible un backlighter. Si les deux spectromètres X observaient exactement la même émission provenant de la feuille d’or, en faisant le rapport des signaux nous devrions obtenir une ligne égale à 1 pour toutes les énergies et pour tous les tirs, et les trois courbes de la fig. 6.17 seraient donc superposables. Or, on peut voir sur cette figure que ce n’est pas tout à fait le cas, les courbes sont spectralement très similaires mais diffèrent légèrement en intensité. La différence de détection liée à l’angle de vue des spectromètres X est donc spectralement reproductible et les courbes de la fig. 6.17 constituent la correction à appliquer aux spectres d’absorption X étudiés.

En ce qui concerne la fluctuation de l’intensité globale des courbes correctrices de la fig. 6.17, il faut savoir que ces trois courbes sont obtenues lors de trois tirs identiques, mais réalisés à des instants différents au cours de la campagne expérimentale. Le fait d’observer des différences d’intensité alors que les cibles sont identiques illustrent les légers changements inévitables liés au temps qui passe au cours d’une campagne expérimentale, comme la dégradation de divers composants ou la modification de certains paramètres (distance, angles) liée aux diverses interventions sur les diagnostics. En effet, le spectre

d'une cible donnée, obtenu en début de campagne, ne sera pas parfaitement identique à celui de la même cible obtenu en fin de campagne. Il est donc plus précis de comparer des spectres obtenus dans un intervalle de temps assez réduit. C'est pourquoi, dans un souci de précision, le rapport correctif  $I/I_0$  témoignant de la différence d'angle de vue, qui est choisi pour corriger un spectre d'absorption donné provient toujours d'un tir effectué temporellement proche de ce dernier. Les spectres de transmission présentés ci-après sont donc tous divisés par la courbe corrective adéquate pour avoir le résultat final.

## Les spectres X

Les spectres de transmission présentés ci-après sont obtenus pour des plasmas de Cu et de Ni avec des épaisseurs d'échantillons différentes et un temps de sonde de 0,9 ns débutant soit juste à la fin de l'impulsion des chaînes laser servant à chauffer les cavités, soit 1 ns plus tard. Les énergies laser fournies pour tous les tirs sont environ de 110 J pour chaque faisceau dédié aux cavités qui chauffent l'échantillon et autour de 10 J pour la chaîne laser chauffant directement le backlighter.

Ci-après, sont présentés plusieurs résultats obtenus avec différentes comparaisons. La fig. 6.18 montre des spectres du Cu et du Ni pour différentes épaisseurs d'échantillons, à savoir 22 nm et 30 nm pour le Cu et 17 nm et 28 nm pour le Ni. On constate alors que,

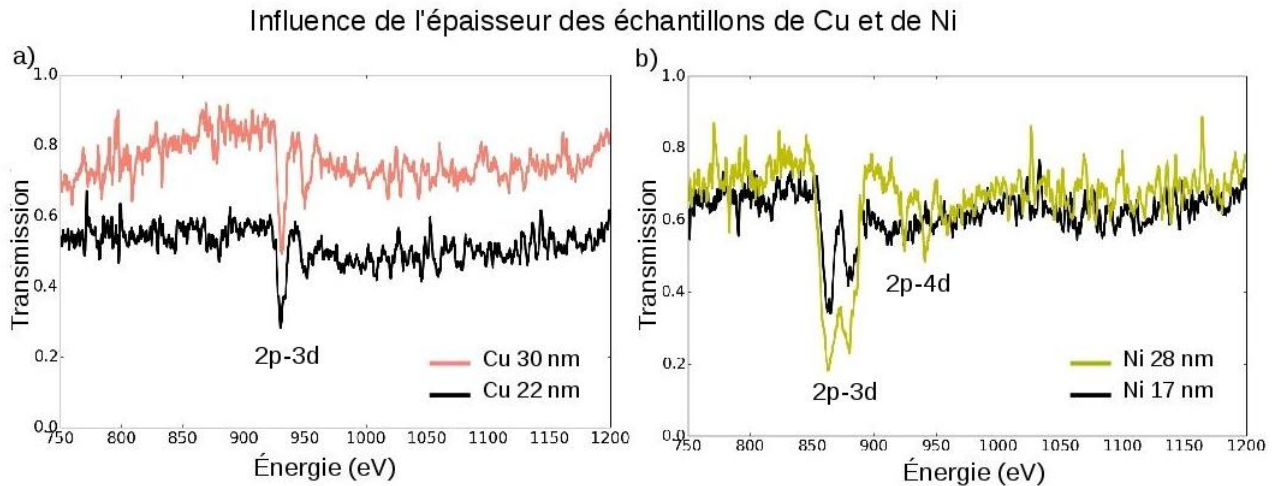


FIGURE 6.18 – Spectres X de transmission d'un plasma : a) de Cu pour deux échantillons d'épaisseurs différentes ; b) de Ni pour deux échantillons d'épaisseurs différentes.

comme pour les résultats obtenus avec la campagne précédente présentés dans la section 4.1.3, les échantillons de plus grande épaisseur induisent des structures d'absorption plus profondes, relativement au seuil global de transmission du spectre. Les raies des transitions 2p-4d apparaissent notamment pour le Ni.

On peut voir ensuite sur la fig. 6.19 une comparaison de spectres de Cu détectés à des temps différents. En effet, les spectres notés "0 ns" sur la figure sont obtenus pour un plasma sondé immédiatement après la fin des impulsions laser des chaînes NORD et SUD qui chauffent les cavités. C'est-à-dire qu'après les 1,5 ns d'impulsion de ces chaînes laser, le rayonnement du backlighter sonde l'échantillon durant 0,9 ns (voir fig. 6.10). En revanche, pour les spectres notés "1 ns", le rayonnement du backlighter passe au travers du plasma de l'échantillon 1 ns plus tard (voir fig. 6.10). On constate que les spectres sont



assez similaires, ce qui suggère que les conditions du plasma semblent assez stables au cours du temps.

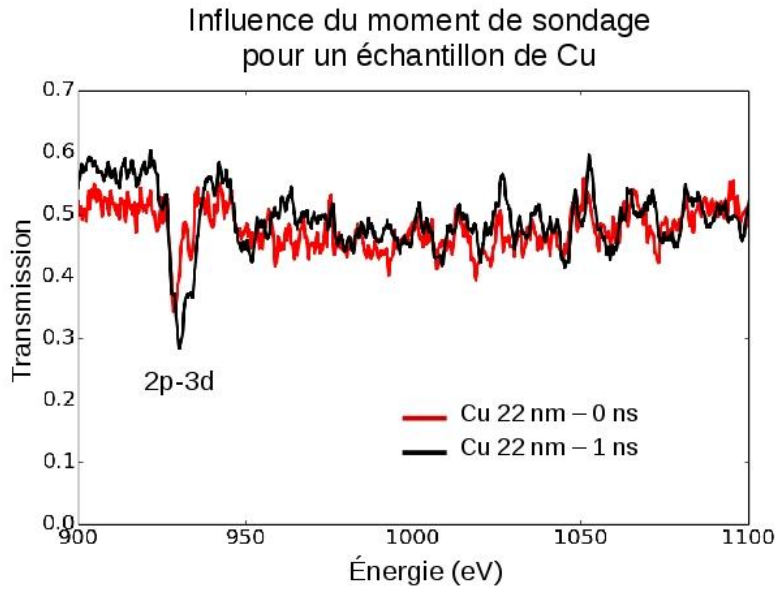


FIGURE 6.19 – Spectres X de transmission de plasmas de Cu obtenus pour deux temps de sonde différents (c'est-à-dire que le rayonnement issu du backlighter ne traverse pas le plasma de l'échantillon au même moment, le spectre noir correspond au passage du backlighter 1 ns plus tard que le spectre rouge).

Enfin sur la fig. 6.20, on observe deux spectres d'un échantillon identique de Ni (17 nm) mais qui n'est pas chauffé de la même manière. Dans un cas (courbe noire), le chauffage est identique à tous les autres résultats présentés jusqu'à maintenant c'est-à-dire que c'est le rayonnement quasi-planckien provenant des cavités qui chauffe le Ni. Pour la courbe verte en revanche, la configuration de cible utilisé est celle présentée sur la fig. 6.8 où l'échantillon est chauffé par le rayonnement issu de deux feuilles d'or situées de part et d'autre du Ni, en lieu et place des cavités.

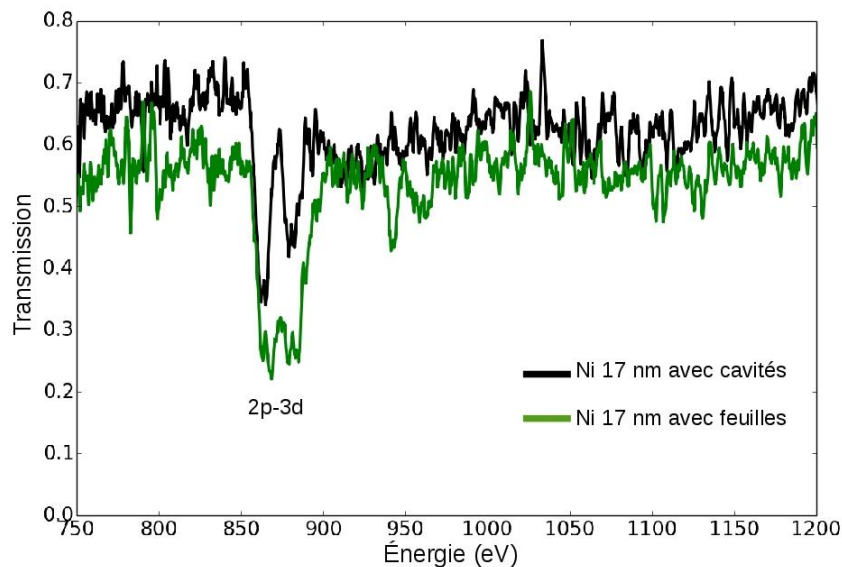


FIGURE 6.20 – Comparaison de deux spectres X de transmission d'un échantillon de Ni de 17 nm d'épaisseur chauffé par des cavités en or (spectre noir) et chauffé par des feuilles planes en or (spectre vert), pour des conditions lasers similaires.

Il est important de noter que certains des spectres présentés ici montrent une "transmission globale" assez basse. On rappelle que le terme "transmission globale" fait référence à la valeur absolue de la transmission spectrale sur toute la gamme d'énergie sans tenir compte des structures d'absorption. On peut citer notamment le spectre du Cu (22 nm) de la fig. 6.18 dont la transmission globale est d'environ 0,5. Ces transmissions anormalement basses sont dues au fait que le rapport  $I/I_0$  est fait avec des spectres provenant de spectromètres séparés, et que parfois la variation de l'intensité de l'émission du backlighter selon l'angle de vue est plus grande que la correction prise en compte à partir de la fig. 6.17 détaillée précédemment. Cette variation d'intensité est donc liée à la fluctuation tir à tir due notamment au pointage de la chaîne laser sur la feuille d'or qui constitue le backlighter. Selon ce pointage, l'émission n'étant pas parfaitement isotrope, il se peut que l'intensité perçue par les spectromètres soit ponctuellement significativement différente. Par conséquent, comme pour la campagne précédente, la transmission globale des spectres est donnée avec une incertitude non négligeable ici d'environ  $\pm 10\%$ . Par contre la profondeur des structures d'absorption relative à la transmission globale est, elle, très significative et peut servir de référence pour les modèles théoriques. Ainsi, ces expériences se concentrent sur les structures des transitions 2p-3d et 2p-4d dont la profondeur, la forme et la position des structures sont significatives.

## Les calculs théoriques

Des calculs préliminaires réalisés par le code SCO-RCG sont présentés, associés aux spectres expérimentaux, sur la fig. 6.21. Les trois spectres proviennent d'un plasma de Ni. La fig. 6.21 (a) présente les calculs faits pour un échantillon de 28 nm d'épaisseur en considérant une température électronique de 10 eV et une densité de  $0.01 \text{ g.cm}^{-3}$ . Sur cette figure on peut voir le calcul de la transmission du carbone seul et du nickel seul ainsi que la transmission totale des deux. Cette transmission totale calculée est en bon accord avec le spectre expérimental et laisse penser que ce dernier est obtenu pour les conditions hydrodynamiques citées au dessus. Sur la fig. 6.21 (b) on observe directement la transmission totale calculée pour du Ni de 17 nm d'épaisseur avec une température électronique de 5 eV et une densité de  $0.01 \text{ g.cm}^{-3}$ . On constate que même si le code reproduit bien la forme des structures dans ces conditions, la position spectrale n'est pas parfaitement identique, ce qui suggère que le spectre expérimental est obtenu pour une température inférieure à 5 eV. La densité n'influençant que peu la position des structures l'écart entre le spectre théorique et celui de laboratoire ne donne pas d'indication supplémentaire la concernant.

Enfin la fig. 6.21 (c) montre le calcul du code SCO-RCG pour la même cible que sur le graphe (b) mais dans le cas où l'échantillon est chauffé par des feuilles planes d'Au et non pas des cavités. Le spectre calculé est obtenu pour une température électronique de 11 eV et une densité de  $0.001 \text{ g.cm}^{-3}$ . On observe ici un bon accord entre les deux spectres au niveau de la position spectrale, avec cette technique de chauffage on obtient donc visiblement une température plus élevée pour un échantillon donné. En revanche la forme des structures n'est pas reproduite par le code laissant penser que le chauffage par les feuilles ne permet pas d'obtenir un plasma suffisamment homogène et proche de l'ETL. Dans ce cas on détecte l'absorption liée à un plus grand nombre de transitions qui se superposent.

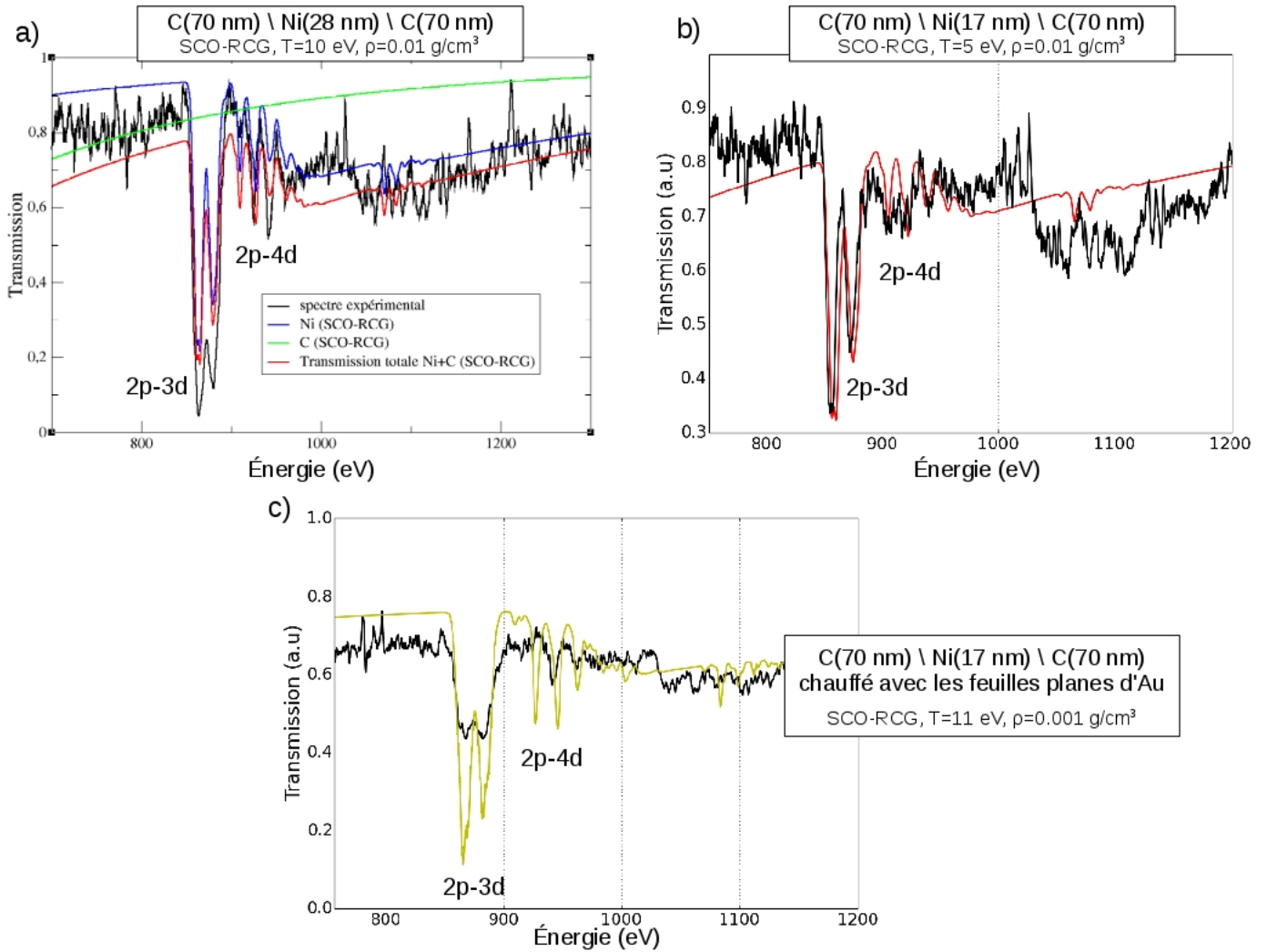


FIGURE 6.21 – Spectres expérimentaux (en noir) comparés aux spectres théoriques (en couleur) calculés avec le code **SCO-RCG** pour trois échantillons de Ni différents et pour un temps de sondage "1 ns".

Il est important de noter que ces calculs préliminaires indiquent tous des températures électroniques basses autour de 10 eV, voire même en dessous de 5 eV, ce que les calculs hydrodynamiques ne prédisaient pas. En effet d'après le code hydrodynamique FCI2, avec les énergies laser utilisées nous devrions obtenir des plasmas dont la température serait comprise entre 24 eV et 34 eV dans la strate de Ni pendant la durée du passage du back-lighter dans le plasma.

Il y a donc ici un désaccord entre les observations spectroscopiques et les estimations des conditions du plasma déduites à l'aide des codes de physique atomique et des codes hydrodynamiques qui soulève de nombreuses et intéressantes questions.

En effet contrairement à l'expérience présentée dans la partie précédente, on se situe d'après les codes de physique atomique dans un régime de température assez basse et dans ce régime, la température influe de moins en moins sur la position spectrale des structures. Ainsi, un léger décalage implique un gros changement de température. Selon ces données expérimentales, il se pourrait que les codes soient un peu moins précis dans cette gamme de température assez basse et pourraient sous-estimer cette dernière. Notons en effet que très peu d'expériences d'absorption ont été réalisées avec des températures électroniques du plasma inférieures à 10 eV. Néanmoins, tout semble indiquer que les estimations de la température électronique du plasma obtenue à l'aide du code SCO-RCG

sont proches de la réalité.

Du point de vue du code hydrodynamique, il faut rappeler que ses calculs sont effectués en considérant une géométrie 2D et de part la configuration de nos cibles le problème est indubitablement 3D et difficilement réductible à une géométrie 2D. Cela pourrait notamment expliquer une surestimation de la température.

Quoi qu'il en soit, des questions sont ouvertes qui illustrent le besoin de données expérimentales nouvelles pour y répondre afin d'arriver à des conclusions similaires entre les différents codes. Ainsi, de nouveaux et plus approfondis calculs atomiques et hydrodynamiques devraient être réalisés pour envisager toutes les options et essayer de comprendre ce désaccord.

### 6.2.3 Les résultats de spectroscopie XUV et les calculs du code SCO-RCG

#### Le traitement des données

Les signaux XUV de  $I$  et  $I_0$  sont traités de la même manière que les signaux X. Tout d'abord une partie du spectre est sélectionnée et la taille de cette sélection est identique pour  $I$  et  $I_0$  et se fait de sorte à éviter toute rayure ou tout "artefact" pouvant se trouver sur l'IP. En effet les spectres renvoyés par le réseau ne forment pas un signal délimité avec une faible largeur comme pour les spectres X qu'on peut voir sur la fig. 6.13 mais s'étalent sur toute la hauteur de l'IP. Ainsi on peut choisir arbitrairement une zone de signal sur l'IP. Une fois les spectres définis, le signal est intégré sur une certaine largeur. Puis l'axe des positions (axe de dispersion spectrale) est transformé des pixels en mm en considérant que 1 pixel = 25  $\mu\text{m}$  d'après le pas de lecture utilisé par le scanner. La figure 6.22, comme précédemment pour les X, illustre les axes d'intégration (largeur) et de position (dispersion spectrale) du signal. Pour passer d'une échelle de distance à une

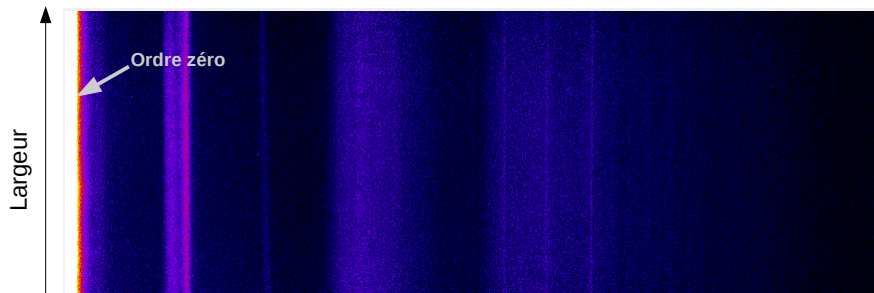


FIGURE 6.22 – Image d'une IP scannée et linéarisée contenant un spectre XUV. Les deux axes sont exprimés en pixels sur cette image.

échelle d'énergie (en eV) il faut appliquer la relation de dispersion propre à un réseau qui tient compte de la distance réseau-détecteur  $D$  (de 237 mm pour les deux spectromètres XUV) et du nombre de traits au centre du réseau. La relation théorique de dispersion d'un réseau s'écrit :

$$n\lambda[nm] = d(\cos \theta_i - \cos \theta) \quad (6.1)$$

avec  $\lambda$  la longueur d'onde,  $d$  l'intervalle de traits au centre du réseau ( $=10^6/1200$ ),  $\theta_i$  l'angle de rasance sur le réseau ( $=3^\circ \pm 0,1$ ),  $\theta$  l'angle du rayon réfléchi par rapport au plan du réseau et  $n$  un nombre entier appelé "ordre". Cette relation devient, en énergie et

au premier ordre ( $n=1$ ) :

$$E[eV] = \frac{1.4878}{\cos 3^\circ - \cos \theta} \quad (6.2)$$

en considérant

$$E[J] = \frac{hc}{\lambda[m]} \quad \text{et} \quad 1eV = 1,6 \cdot 10^{-19} J \quad (6.3)$$

où  $h$  est la constante de Planck et  $c$  la vitesse de la lumière en m/s.

Enfin  $\cos \theta$  peut s'exprimer en fonction de  $D$  la distance entre le centre du réseau et le détecteur et de  $x$  la position en mm sur le détecteur tel que :

$$E[eV] = \frac{1.4878}{\cos 3^\circ - \cos(\arctan(\frac{x(mm)}{D}))} \quad (6.4)$$

La courbe correspondante est tracée sur la fig. 6.23 où on peut voir l'ordre zéro à 12,42 mm. La position de l'ordre zéro  $x_0$  correspond à la position pour laquelle on a  $\theta_i = \theta$ , ce qui implique  $\theta = 3^\circ$ . D'après la relation 6.4 il faut donc avoir :

$$\arctan(\frac{x_0(mm)}{D}) = 3^\circ \quad (6.5)$$

ce qui amène à  $x_0 = D \times \tan 3^\circ = 237 \times \tan 3^\circ = 12,42$  [mm].

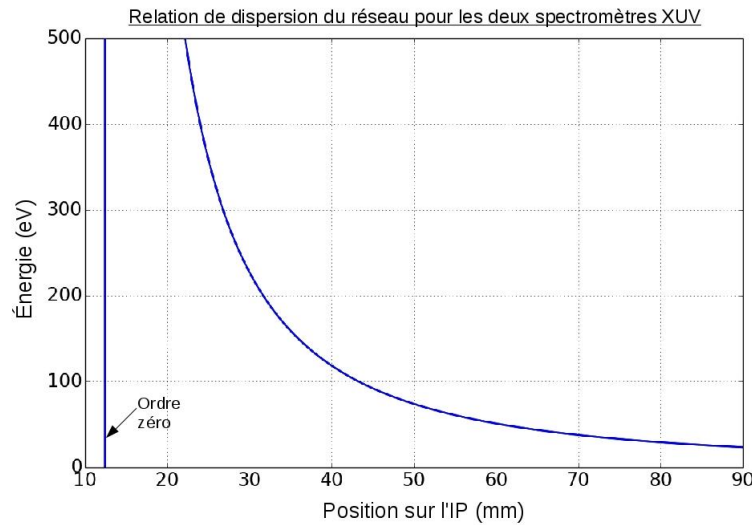


FIGURE 6.23 – Relation de corrélation entre la position du signal en mm et sa valeur en énergie (en eV) valable pour les deux spectromètres XUV (c'est-à-dire pour  $I$  et  $I_0$ ).

L'ordre zéro étant visible sur tous les spectres, il constitue un point de repère solide pour appliquer la relation de dispersion et ce, que ce soit pour le spectromètre XUV dédié à la mesure de  $I$  ou de  $I_0$ . Ainsi il n'y a pas d'ajustement à faire sur les spectres  $I$  et  $I_0$  contrairement à ce qui est fait pour les spectres X. Cependant il existe une incertitude sur le positionnement de l'ordre zéro visible sur l'image scannée induisant une certaine erreur de  $\pm 1$  pixel donc de  $\pm 25 \mu\text{m}$ .

Il reste alors à corriger l'intensité des spectres. Mais, comme pour les spectres X, étant donné que la transmission spectrale s'obtient en faisant le rapport des signaux  $I$  et  $I_0$ , seules les corrections différentes pour chaque spectromètre sont prises en compte, les autres

s'annulant mathématiquement avec le rapport. Seule la fente d'entrée des spectromètres XUV est différente et impacte donc l'intensité du spectre final. Le spectromètre  $I$ -XUV est composé d'une fente de 3 mm de large en entrée suivie d'une fente de 1 mm devant le réseau. Le spectromètre  $I_0$ -XUV lui possède une fente de 500  $\mu\text{m}$  en entrée et une fente de 3 mm de large devant le réseau. Par conséquent le signal  $I_0$  détecté est 2 fois plus faible que celui de  $I$  pour un même signal émis par la backlighter. En plus de cet ajustement d'intensité, il faut prendre en compte les différences de la sensibilité de détection en fonction de l'énergie, qui est intrinsèque aux deux spectromètres.

Comme pour les X, même si les spectromètres sont conçus de la même manière avec les mêmes optiques, il n'en reste pas moins deux spectromètres qui ne peuvent être parfaitement identiques, d'autant qu'ils observent la source avec un angle de vue différent ( $30^\circ$  de différence, voir fig. 6.1). Ainsi, on utilise de nouveau des spectres obtenus avec pour unique cible un backlighter seul, c'est à dire que les deux spectromètres détectent seulement l'émission du backlighter, il n'y a ni échantillon ni cavités. Faire le rapport des signaux obtenus dans un tel cas nous permet d'observer et de quantifier les différences de sensibilité présentes et reproductibles qu'il faudra retirer des spectres de transmission. La fig. 6.24 montre la courbe correspondant à cette correction et on constate que cette dernière n'est pas négligeable au vue de la forme de cette courbe.

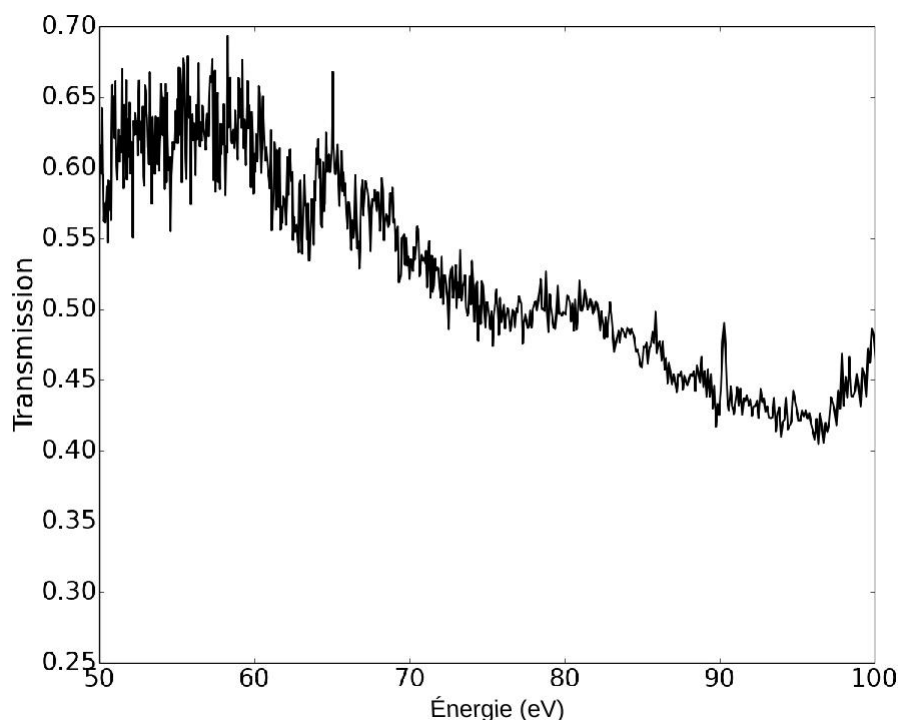


FIGURE 6.24 – Rapport d'intensité spectrale entre un signal  $I$  et  $I_0$  obtenu pour une cible constituée uniquement par un backlighter.

Dans le cas des spectres XUV, il faut aussi tenir compte de l'émission propre des cavités. En effet pour les spectres X nous avons vu que la pièce de métal, le "cache", empêchait l'émission des cavités d'atteindre les détecteurs. En revanche pour les XUV, comme nous l'avions anticipé, les choses sont plus compliquées. Une fois l'échantillon chauffé et le plasma sondé par le rayonnement du backlighter, les plasmas créés dans les cavités eux continuent de se détendre et finissent par atteindre l'axe de radiographie, c'est-à-dire qu'il atteignent la position de l'échantillon, qui n'existe plus alors. À ce moment là, ces plasmas issus des cavités émettent toujours dans le domaines des XUV, cette émission est alors détectée par les IP qui intègrent en temps le signal qu'elles reçoivent. On peut voir sur

la fig. 6.25 le signal émis par les cavités seules qui doit être soustrait des spectres d'absorption. Cela étant, même en connaissant la contribution de l'émission des cavités sur

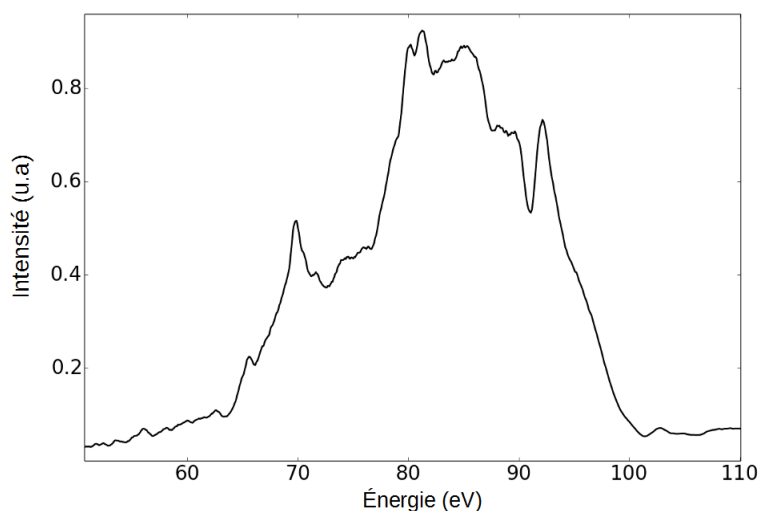


FIGURE 6.25 – *Spectre XUV de l'émission propre des cavités en or, lissé et obtenu à partir d'un tir effectué avec pour unique cible les cavités.*

les spectres, le problème reste entier. Cette émission propre vient fortement perturber le signal d'absorption souhaité car elle arrive sur les détecteurs temporellement après le sondage. Par conséquent, au moment où une éventuelle structure d'absorption est enregistrée sur l'IP, de l'émission spectralement continue vient se superposer au spectre et en partie combler les structures d'absorption. Il est donc très difficile de retrouver le spectre d'absorption sous-jacent, même en soustrayant la contribution vue sur la fig. 6.25. De plus, les cavités et le backlighter sont de même nature, ils émettent tous les deux un spectre d'or ce qui rend leur contribution d'autant plus difficile à distinguer. Ce problème, anticipé, devait être évité grâce à l'utilisation d'une caméra à balayage de fente qui, résolue en temps, pouvait faire la différence entre le spectre d'absorption obtenu durant le sondage de l'échantillon par le backlighter et le spectre d'émission propre des cavités arrivant bien après. Pour des raisons techniques, la caméra à balayage de fente s'est trouvée inutilisable c'est pourquoi nous avons eu seulement recours aux IP, détecteurs intégrés en temps. Alors que, ce problème n'étant pas présent dans le cas de la détection des spectres X car l'émission des cavités est majoritairement dans un domaine énergétique différent, la résolution temporelle n'était pas nécessaire.

Pour résumer, les spectres de transmission XUV sont obtenus en soustrayant la contribution des cavités et en divisant par le spectre de la fig. 6.24 qui corrige les différences entre les deux spectromètres.

## Les spectres XUV

Comme nous venons de le voir, la détection des spectres XUV reste fortement perturbée par l'émission propre des cavités malgré l'utilisation d'une géométrie favorable. Ainsi les données obtenues ne sont pas clairement utilisables pour confronter les codes. En effet, les structures d'absorption sont présentes mais, malgré le traitement, elles restent parasitées et il est très difficile de déterminer avec précision et honnêteté la profondeur de ces structures ainsi que leur délimitation spectrale. La fig. 6.26 présente malgré tout un exemple de spectre XUV du Ni. La structure d'absorption liée aux transitions  $\Delta n=0$

(3p-3d) du spectre expérimental (en noir) est entourée et comparée au spectre calculé par le code SCO-RCG (en rouge). On observe un accord correct entre les calculs et le spectre expérimental au niveau de la structure d'absorption. Le reste du spectre est en revanche assez bruité et du coup non comparable au calcul. De plus on constate que l'absorption est saturée ce qui nous empêche de faire des conclusions quantitatives, cependant l'observation de cette structure d'absorption, malgré les difficultés, encourage la poursuite de ce type d'expérience.

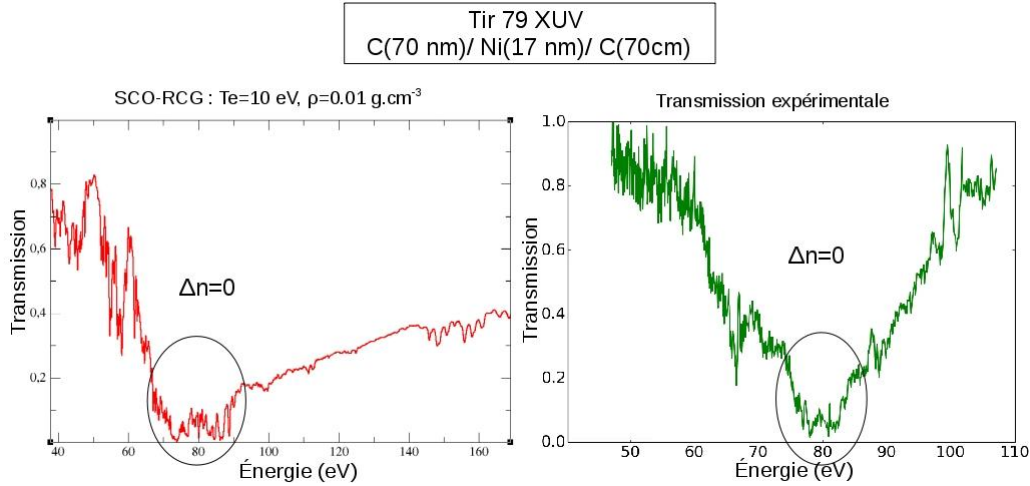


FIGURE 6.26 – Spectres XUV obtenus avec un échantillon de Ni de 17  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. À gauche (en rouge) le spectre calculé par le code **SCO-RCG** et à droite (en vert) le spectre expérimental.

En effet, le spectre calculé par SCO-RCG, est obtenu en se basant sur le spectre expérimental de ce tir mais dans la gamme X. Ainsi la température électronique, qui est utilisée pour calculer le spectre de la fig. 6.26, est trouvée indépendamment du spectre XUV. Par conséquent, le spectre XUV calculé par le code SCO-RCG, est obtenu sans tenir compte du spectre expérimental et pourtant on constate un bon accord entre le modèle théorique et le spectre expérimental au niveau de la position spectrale mais tout de même une largeur de la structure un peu différente. Cette observation est très encourageante et appuie l'intérêt d'obtenir des données dans la gamme XUV, d'autant plus intéressantes qu'elles sont simultanées avec des mesures dans la gamme X au sein d'un même plasma.

### 6.3 Conclusion de cette expérience

Dans cette expérience nous avons réalisé des mesures de transmission spectrale d'un plasma chauffé de manière indirecte par un rayonnement X quasi-planckien obtenu par l'irradiation de cavité en or. Ces mesures ont été effectuées pour la première fois, simultanément dans deux gammes d'énergie différentes, de 50 eV à 250 eV et de 700 eV à 1700 eV, dans des plasmas de Cu et de Ni. Nous avons détecté les structures d'absorption des transitions 2p-3d et 2p-4d ainsi que celles des transitions  $\Delta n=0$  à savoir 3p-3d. Ces mesures ont été confrontées aux premiers calculs obtenus à l'aide du code hybride de physique atomique SCO-RCG qui indiquent que les spectres ont été obtenus pour des températures autour de 5 eV et 10 eV et des densités comprise entre  $10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$  et  $10^{-2} \text{ g.cm}^{-3}$ . Les spectres d'absorption X détectés possèdent une résolution spectrale d'environ 1,5 eV au niveau des structures d'intérêt ce qui représente une résolution assez précise pour étudier



l'influence des configurations prise en compte dans les calculs. En revanche, nous avons vu qu'avec cette technique de mesure simultanée dans les gammes X et XUV, la valeur absolue de la transmission spectrale globale conservait une incertitude liée à la fluctuation tir-à-tir induisant des différences d'intensités variable sur les détecteurs de chaque spectromètre.

Des calculs hydrodynamiques de températures électroniques et de densités de matière ont aussi été faits à l'aide du code 2D FCI2, et ont souligné un désaccord significatif avec les températures que semblent indiquer les spectres d'après le code atomique SCO-RCG. En effet le code FCI2, en se basant sur les énergies laser utilisées, annonce des températures électroniques au sein de l'échantillon comprises entre 24 eV et 35 eV. Ces résultats étant préliminaires, il reste de nombreux calculs à réaliser pour essayer de comprendre le désaccord avec les spectres expérimentaux sur ce paramètre.

## 6.4 Conclusion générale des deux expériences d'absorption

Deux campagnes expérimentales dédiées à des mesures de spectres d'absorption ont été réalisées. Toutes les deux étaient basées sur le chauffage d'un échantillon d'élément de Z modéré (Cu, Ni et Al) de manière indirecte grâce à un rayonnement X quasi-planckien obtenu par l'irradiation de cavités en or situées de part et d'autre de l'échantillon.

**La première expérience** a permis de collecter des spectres d'absorption X et de tester et valider un nouveau schéma de ce type de chauffage indirect en déplaçant les cavités, servant à chauffer l'échantillon, hors de l'axe de radiographie. Ainsi les spectres X obtenus étaient moins perturbés par l'émission propre des cavités et nous avons obtenu une très bonne résolution spectrale. De plus cette nouvelle configuration de cible offre un gain de temps expérimental par sa mise en place plus sûre que les anciennes configurations. Lors de cette expérience les mesures de transmission spectrale ont été faites en détectant séparément les signaux  $I$  et  $I_0$  impliquant un niveau global moyen de la transmission spectrale peu précis, à savoir à  $\pm 15\%$ . La profondeur des structures 2p-3d et 2p-4d relative à ce niveau global de transmission reste significative et exploitable quantitativement. De plus, sur certains tirs, nous avons inséré des strates d'Al de part et d'autre du matériau de Z modéré à étudier, afin de détecter en même temps les structures des transitions 1s-2p et 1s-3p de l'Al. Ces structures étant bien connues, car l'Al est un élément depuis longtemps étudié et surtout comportant un nombre d'électrons peu élevé ( $Z=13$ ), nous avons pu les utiliser comme premier indicateur de température électronique. Cette dernière a ensuite servi de paramètre d'entrée dans le code SCO-RCG et a été affinée à partir les structures 2p-3d du Cu (ou du Ni). Les spectres X ont été détectés pour des températures entre 20 eV et 30 eV et des densités comprises entre  $10^{-3}$  g.cm $^{-3}$  et  $10^{-2}$  g.cm $^{-3}$ .

**La seconde expérience** a conservé l'utilisation du nouveau schéma de cible mais les spectres d'absorption ont été obtenus avec des mesures simultanées des signaux  $I$  et  $I_0$ . De plus nous avons collecté des spectres dans les deux gammes spectrales, X et XUV, pour des températures électroniques, *a priori* autour de 5 eV et 10 eV, et des densités entre  $10^{-3}$  g.cm $^{-3}$  et  $10^{-2}$  g.cm $^{-3}$  donc plus froides que précédemment. Un certain nombre de spectres X, aussi bien résolus que dans la première expérience, ont été détectés tandis

que seulement quelques spectres XUV se sont avérés exploitables en raison de l'émission propre en XUV des cavités qui vient fortement perturber la détection. Cela étant, ces premières mesures sont très encourageantes car après comparaison avec des calculs théoriques on a montré que la température électronique d'un plasma donné est bien cohérente avec les spectres X et XUV.

Notons aussi que la mesure simultanée des signaux  $I$  et  $I_0$  à l'aide de deux spectromètres pour chaque gamme spectrale, n'a pas résolu le problème de l'incertitude de la transmission globale des spectres qui restent aussi dans ce cas assez élevée, autour de  $\pm 10\%$ . Cette incertitude reste donc pour l'instant le compromis pour détecter simultanément des spectres dans les gammes X et XUV.

**Dans les deux cas**, des calculs de physique atomique, faits avec les codes SCO-RCG et OPAMCDF, et des calculs hydrodynamiques ont été effectués. Les calculs de physique atomique sont en bon accord avec les spectres expérimentaux et correspondent pour la première expérience à la fourchette de densité et de température prédite par le code hydrodynamique 2D FCI2. En revanche pour la seconde expérience, un désaccord existe entre les températures annoncées par FCI2 et celles obtenues par le code SCO-RCG qui permettent de reproduire les spectres expérimentaux.

Nous avons aussi vu que notre schéma de chauffage assure une quasi absence de gradients spatiaux de température et de densité dans l'échantillon au sein de chaque strate, mais cela n'empêche pas les variations temporelles. Nous pouvons penser que ces variations temporelles ne sont pas déterminantes pour les spectres en considérant l'hypothèse que l'ionisation moyenne varie peu au cours du temps, ce qui semble pouvoir être étayé par les structures obtenues sur les spectres.

Cela étant, ces questions des variations temporelles ainsi que le désaccord en température mettent en lumière l'importance de faire de nouvelles mesures expérimentales, notamment hydrodynamiques. En effet, jusqu'à maintenant nous avons mis au point et testé des techniques efficaces de spectroscopie d'absorption mais sans mesurer directement les conditions plasmas dans lesquelles ces spectres sont obtenus. Or nos observations montrent que les modèles théoriques atomiques et les codes hydrodynamiques ne donnent pas les mêmes résultats au regard des données expérimentales. Pour répondre aux questions soulevées, il est donc primordial de dédier, dans le futur, des expériences de mesures de température électronique et de densité dans des plasmas créés de manière similaires. De même un certain nombre de mesures fiables de la température radiative au sein des cavités serait nécessaire pour obtenir une statistique du chauffage par rayonnement X en fonction de l'énergie laser utilisée. Cela compléterait les études déjà réalisées sur le sujet [73].

---

---

## Troisième partie

---

---

# SPECTROSCOPIE D'ÉMISSION X ET XUV DANS DES PLASMAS HORS ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL

"La connaissance s'acquiert par  
l'expérience, tout le reste n'est que de  
l'information"

---

Albert Einstein

# Chapitre 7

## Émission XUV de plasmas de C et d'Al

L'émission d'un plasma constitue aussi un outil de diagnostic performant pour étudier les processus atomiques qui s'y produisent. L'expérience présentée ici, s'inscrit dans un projet global visant à faire des mesures en émission les plus fiables possibles dans différentes gammes d'énergie. L'objectif étant, comme pour les mesures d'absorption présentées précédemment, de fournir des données de référence qui puissent être comparées aux calculs issus des codes de physique atomique et ainsi confronter les modèles théoriques utilisés.

Cette expérience s'insère dans un cadre pluri-annuel où certaines expériences ont déjà été réalisées les années précédentes tandis que d'autres sont en projet. L'objectif final est d'obtenir des données atomiques intégrées et résolues en temps au sein de plasmas denses et homogènes dans les gammes X et XUV. À cela s'ajoute des mesures hydrodynamiques pour bien caractériser l'état des plasmas étudiés.

Des mesures du rayonnement X intégrées et résolues en temps ont été faites en 2011 et 2012 [16]. Nous décrivons ici une nouvelle étape de ce projet global, à savoir des mesures XUV intégrées en temps au sein de plasmas denses de matériaux à  $Z$  modéré. Nous étudions plus précisément la couche K du carbone (les raies  $He_\alpha$  et  $L_\alpha$ ) et la couche L de l'aluminium. Cependant, du  $Si_3N_4$  étant présent dans la composition des cibles, des raies caractéristiques du silicium et de l'azote sont aussi détectées lors de nos mesures. Ces raies ajoutent des points de référence utiles qui pourront servir aussi à confronter les codes de physique atomique mais elles ne seront pas traitées dans ce manuscrit car elles représentent un travail additionnel qui n'est pas encore réalisé.

## 7.1 L'installation laser ELFIE

L'expérience présentée dans ce chapitre est réalisée sur l'installation laser ELFIE<sup>1</sup>, située au LULI (France). Cette installation comporte un système laser titane-saphir de longueur d'onde fondamentale 1057 nm utilisant un milieu amplificateur composé de verres au phosphate et au silicate. Elle est composée de quatre chaînes laser : deux faisceaux (en jaune et rouge sur la fig. 7.1) ultra-intenses comprimés sous vide par technique CPA [117, 107] sont synchronisés avec un faisceau plus long non comprimé (en vert sur la fig. 7.1) et à un faisceau sonde de faible énergie. Les deux faisceaux de courtes impulsions (jaune et rouge) peuvent délivrer une énergie allant jusqu'à 20 J avec une durée typique de 0,35 ps et la possibilité de doubler la fréquence. Le faisceau long (vert) délivre lui jusqu'à environ 80 J à 0,6 ns et peut aussi être doublé en fréquence. Enfin le faisceau sonde, accordable de  $1\omega$  à  $3\omega$ , peut délivrer 100 mJ en 0,35 ps. Les durées d'impulsion citées ici sont les durées les plus courtes accessibles par ces chaînes laser, mais il est possible d'étirer tous les faisceaux pour avoir des durées d'impulsion plus longues.

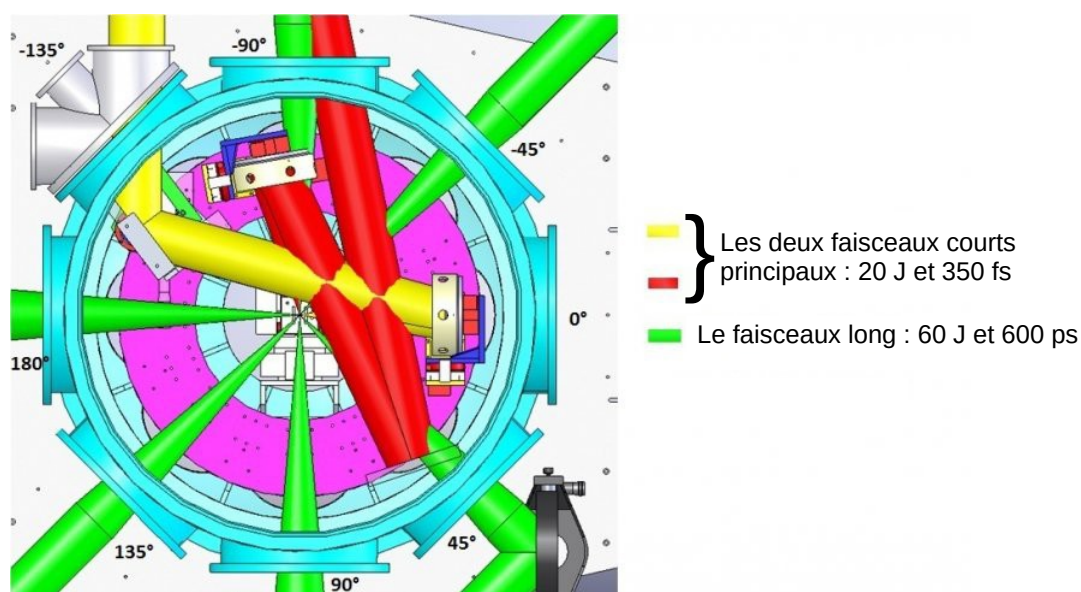


FIGURE 7.1 – Schéma des deux faisceaux courts et du faisceau long pouvant arriver dans la chambre expérimentale de l'installation laser ELFIE (<https://www.polytechnique.edu>).

Les deux faisceaux courts principaux (jaune et rouge) sont obtenus grâce à une lame séparatrice qui fournit deux chaînes identiques, chacune amplifiée par un amplificateur à disques de 108 mm en double passage. Ces faisceaux sont ensuite comprimés sous vide par deux compresseurs à réseaux, de conception identique, et dirigés vers l'enceinte expérimentale d'un mètre de diamètre représentée sur la fig. 7.2. Un miroir déformable, associé à une boucle de réaction, permet d'optimiser la qualité de la tache focale dont le diamètre est de 115 mm avant d'entrer dans la chambre expérimentale. L'installation assure un taux de répétition d'un tir toutes les 20 min à l'énergie nominale. Un ensemble de lames séparatrices et de lignes à retard optique permet d'ajuster la synchronisation fine des différents faisceaux entre eux.

La fig. 7.1 montre les différentes possibilités d'entrée des faisceaux dans l'enceinte expérimentale. Les deux faisceaux courts étant contraints par le passage dans le compresseur,

1. LULI, CNRS, Sorbonne Universités, École Polytechnique, CEA.

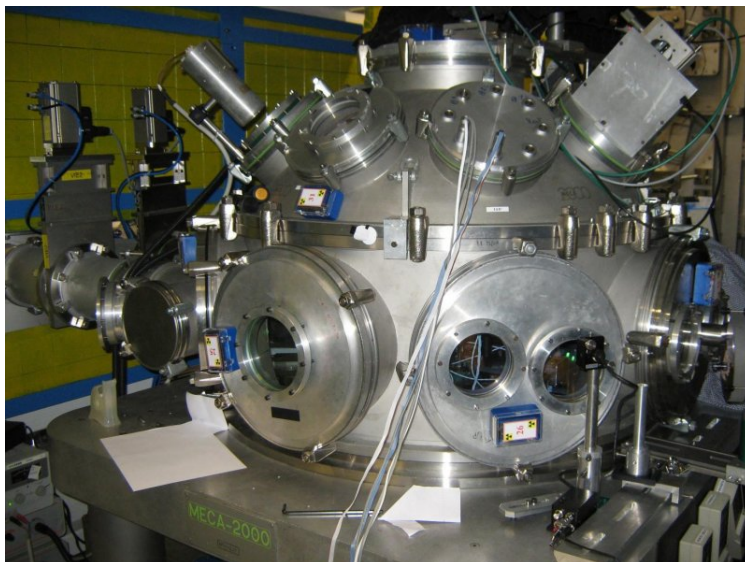


FIGURE 7.2 – Image de l'enceinte expérimentale de l'installation laser ELFIE (<https://www.polytechnique.edu>).

ils ne peuvent entrer dans l'enceinte que par les fenêtres  $-90^\circ$  et  $-135^\circ$  comme illustré sur la fig. 7.1. En revanche le faisceau long (vert) et le faisceau sonde sont amenés dans la chambre expérimentale par un système de miroirs permettant ainsi l'entrée des faisceaux par toutes les fenêtres sauf celles à  $0^\circ$  et à  $-135^\circ$ , déjà occupés par le miroir et la parabole d'un des faisceaux courts.

La fig. 7.3 montre l'organisation de la salle expérimentale au sein de laquelle arrivent initialement les faisceaux amplifiés et non comprimés. On y retrouve différentes tables de mesures, le système de pompage, le compresseur et bien sûr l'enceinte expérimentale elle-même. Enfin divers diagnostics dédiés à la caractérisation du laser permettent de contrôler les différents paramètres et ainsi d'assurer la qualité des faisceaux.

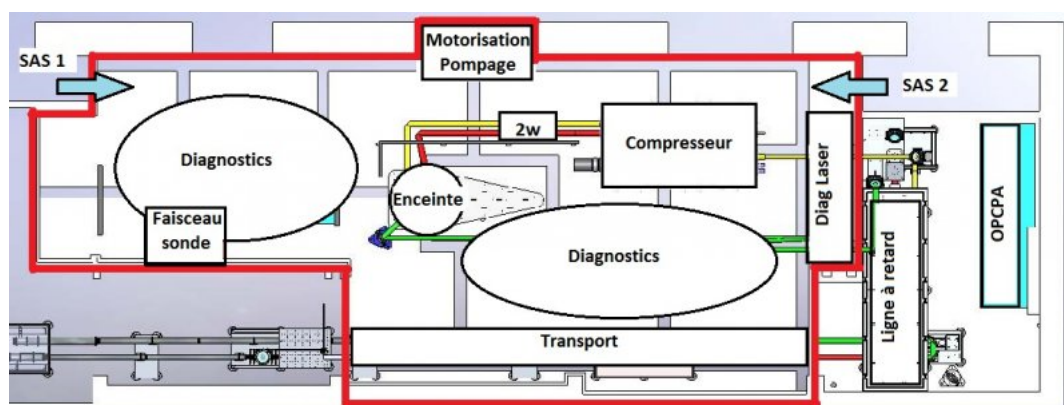


FIGURE 7.3 – Schéma de l'ensemble de la salle expérimentale de l'installation laser ELFIE avec ses différents composants (<https://www.polytechnique.edu>).

## 7.2 Le montage expérimental

Au cours de la campagne expérimentale décrite ici, un spectromètre XUV et deux diagnostics de mesure des paramètres hydrodynamiques sont installés autour de la cible comme l'illustre la fig. 7.4. Un des deux faisceaux principaux (comprimé) est focalisé au

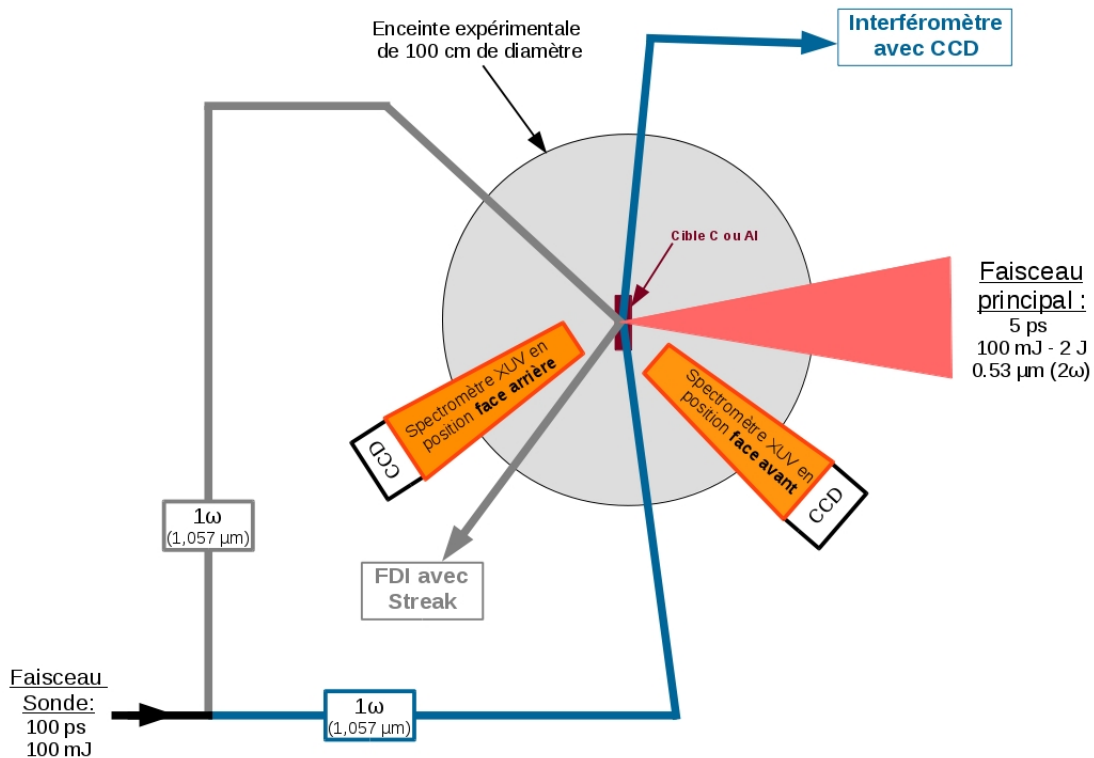


FIGURE 7.4 – Schéma du montage expérimental dédié à la détection de spectres d'émission XUV de plasmas de carbone et d'aluminium.

centre de la chambre grâce à une parabole de type hors axe de 750 mm de focale placée au niveau de l'entrée à "0°". Ce faisceau est utilisé à 2ω avec une durée d'impulsion étirée à 5 ps et délivre une énergie sur cible comprise entre 100 mJ et 2 J environ. De plus, une chaîne laser annexe avec une durée d'impulsion de 100 ps et de faible énergie sert à sonder le plasma pour les mesures hydrodynamiques. Cette chaîne, à 1ω, est séparée en deux sous-faisceaux distincts :

- un premier passant par la face arrière de la cible est utilisé par le Frequency Domain Interferometer (FDI, voir plus loin) pour mesurer la position de la densité critique à travers la réflectivité du plasma en fonction du temps ;
- un second passant devant la cible de manière rasante est utilisé par un interféromètre (voir plus loin) qui fournit, après traitement, une projection 2D de la cartographie de l'expansion du plasma.

Enfin un spectromètre XUV utilisé dans deux positions différentes au cours de la campagne (voir fig. 7.4) enregistre l'émission XUV du plasma.

Dans la suite de ce chapitre, le fonctionnement des diagnostics hydrodynamiques (FDI et interféromètre) ne sera que rapidement expliqué et le traitement de leurs résultats pas développé car la partie hydrodynamique ne constitue pas un objet d'étude principal de cette thèse (pour plus de détails voir la thèse d'Alexandre DO [39]). Seuls leurs résultats

finals seront mentionnés et reliés aux données spectroscopiques qui, constituant le cœur de ce manuscrit, sont présentées et analysées en détail.

## 7.2.1 Les diagnostics

**Le spectromètre XUV :** ce diagnostic est composé d'un réseau en réflexion de rayon de courbure de 5500 mm et de dimensions 60×20 mm, associé à une CCD et une IP BAS SR (voir section 4.1.1). Le réseau, avec une densité de traits variable, au centre de 1200/mm est utilisé en incidence rasante ( $3^\circ$ ) et focalise le signal sur un champ plan, à 235 mm par rapport au centre du réseau, où est placée la CCD. L'IP quant à elle se situe juste devant la CCD, donc pas dans le plan focal du réseau, à une distance de 200 mm du centre du réseau, lui même se situant à 237 mm de la source. Par conséquent, le réseau est utilisé dans sa configuration optimale d'après les recommandations du constructeur, comme nous l'avons vu d'après la fig. 6.4 dans le chapitre 4.

Dans notre cas cependant, aucune fente d'entrée sélective n'a été mise entre la source et le réseau car l'émission du plasma est considérée comme assez lointaine et ponctuelle pour définir une bonne résolution spectrale. De plus les distances optimales étant respectées, la CCD récupère le signal parfaitement focalisé, donc avec la meilleure résolution possible, ce qui compense une éventuelle perte de résolution due à l'absence d'une fente d'entrée ou d'un dispositif focalisant venant assurer une source ponctuelle de taille constante. Une autre spécification d'utilisation qui doit être respectée de manière précise est la tolérance sur l'angle d'incidence. En effet, cet angle doit être de  $3^\circ \pm 0,1^\circ$ . Enfin une fente de 500  $\mu\text{m}$  est fixée sur le berceau supportant le réseau, la rendant par conséquent solidaire de ce dernier. Ainsi positionnée, elle a pour but de limiter le flux provenant du plasma et de bloquer les lumières parasites pouvant atteindre le réseau. Dans la même logique, une pièce opaque est placée perpendiculairement à la surface du réseau et à quelques millimètres de cette dernière afin d'empêcher que les rayons directs, c'est-à-dire ne passant pas par le réseau, atteignent le détecteur comme l'illustre la fig. 7.5.

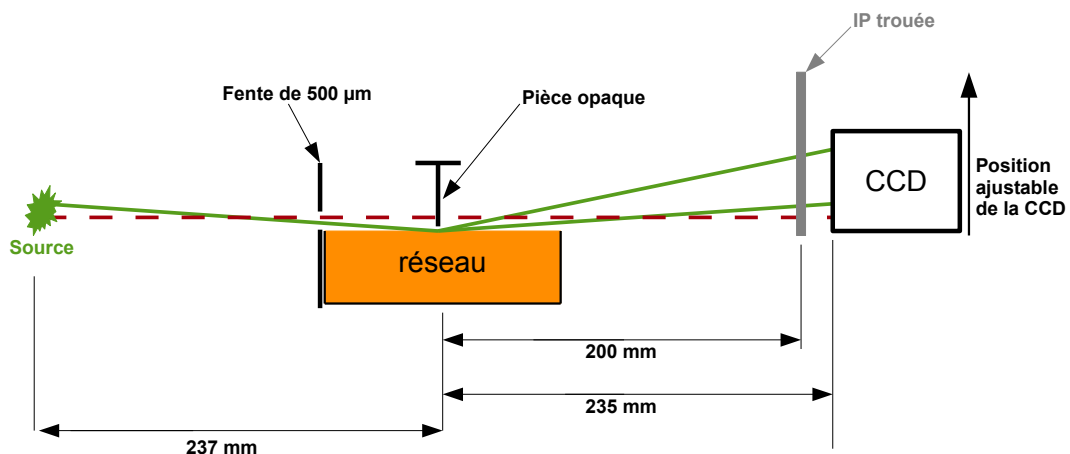


FIGURE 7.5 – Schéma des différents trajets de rayons possibles dans le spectromètre XUV : le vert arrive sur le réseau avec un angle de  $3^\circ$  et le rouge en pointillé passe devant le réseau et arrive directement sur les détecteurs.

Enfin la CCD utilisée est de marque Princeton Instrument et sa surface sensible mesure 26,8×26 mm en 1340×1300 pixels, ce qui correspond à une taille de pixel de 20  $\mu\text{m}$ .

La position latérale de la CCD est ajustable, comme on peut le voir sur la fig. 7.5, dans le



but de faire varier la gamme spectrale et ainsi de détecter, en plusieurs phases, la totalité des longueurs d'onde souhaitées pour étudier à la fois l'émission de la couche K du C et de la couche L de l'Al. En effet, pour cela il faut couvrir une gamme spectrale allant d'environ 50 à 550 eV, ce qui ne peut pas être fait si la CCD est toujours à la même place en raison de la dimension limitée de sa partie sensible qui ne peut capter au maximum qu'une fenêtre de 400 eV à la fois sur la gamme spectrale voulue. C'est pourquoi, sa position latérale est ajustable.

En revanche, l'IP située devant est de taille suffisante pour recevoir la totalité de la gamme spectrale ainsi que l'ordre zéro. Elle n'a donc pas besoin d'être déplacée et constitue une référence concernant la relation de dispersion. En effet l'ordre zéro représente un point de repère fiable pour la calibration en énergie. Celui ci étant détecté systématiquement par l'IP, il est possible de faire une correspondance entre sa position sur l'IP et sa position virtuelle dans le plan de la CCD pour ainsi valider la calibration spectrale pour les différentes positions de la CCD.

### ***Le diagnostic FDI :***

Le FDI<sup>2</sup> (Frequency Domain Interferometry) [45, 62] est un diagnostic qui permet de mesurer l'expansion hydrodynamique du plasma en fonction du temps. L'idée est de mesurer la dépendance spatiale et temporelle de la phase et de l'amplitude d'un faisceau laser sonde réfléchi par un plasma. L'impulsion est réfléchi à l'endroit de la densité de coupure de la longueur d'onde du laser qui sonde le plasma, c'est-à-dire à  $n_c = \frac{m_e \epsilon_0 \omega^2}{e^2}$ .

Le FDI mesure alors la position de cette densité critique ainsi que la réflectivité du plasma en fonction du temps. À l'aide de ces informations, on peut remonter aux paramètres hydrodynamiques du plasma en les comparant à des calculs numériques.

Sur la fig. 7.6 on peut voir le schéma de ce diagnostic, comme il est utilisé durant l'expérience. Le principe est d'utiliser un faisceau sonde, légèrement comprimé ou étiré afin

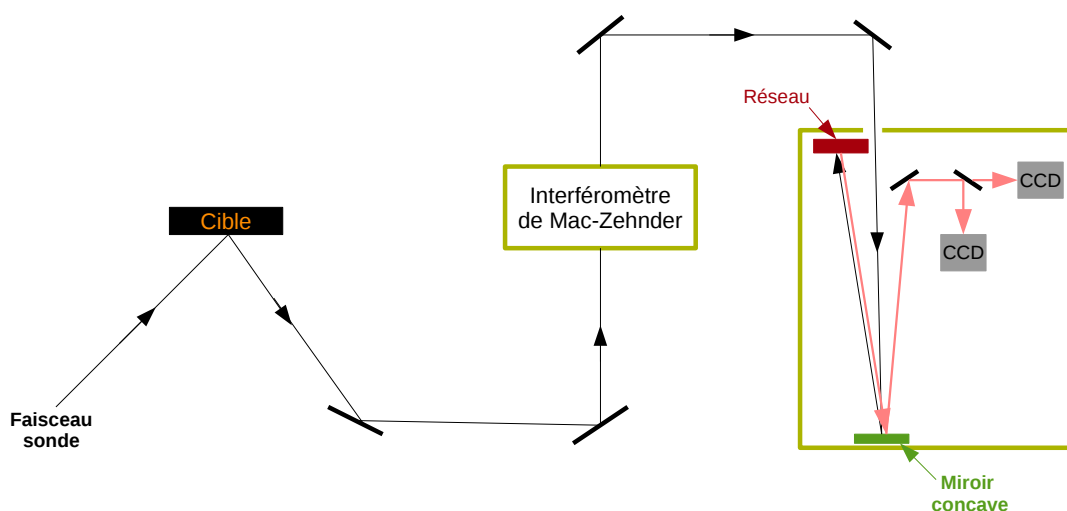


FIGURE 7.6 – Schéma de principe du diagnostic FDI. Les flèches roses symbolisent le faisceau renvoyé par le réseau donc résolu spectralement.

de créer un décalage temporel entre ses différentes longueurs d'onde. De plus, ce faisceau est suffisamment faible en énergie pour qu'il ne chauffe pas le plasma et donc ne perturbe pas son évolution hydrodynamique. Il ne doit que sonder le plasma et non modifier ses

2. Pour plus de détails sur la description et l'utilisation de ce diagnostic lors de cette expérience, voir la thèse de A. Do [39]

paramètres.

Le plasma étant en expansion, la position de la densité critique et donc de la réflexion du faisceau sonde pour chaque longueur d'onde se déplace avec lui. Ainsi une différence de phase est induite et on focalise le faisceau réfléchi à l'aide d'une lentille sur un interféromètre de Mach-Zehnder afin de mesurer ce déphasage. Enfin un spectromètre constitué d'un miroir concave et d'un réseau va permettre de séparer temporellement les différentes longueurs d'ondes du faisceau sonde. De plus une fente d'entrée devant le spectromètre permet de sélectionner une zone spatiale précise. Ce diagnostic fournit un interférogramme qui donne la phase du faisceau réfléchi en fonction de l'espace et du temps. Notons qu'il est indispensable de procéder à la mesure d'un interférogramme avant chaque tir qui sert de référence pour connaître l'image correspondant à un déphasage nul, c'est-à-dire lorsque la cible est encore solide.

### *L'interféromètre de Wollaston :*

Un interféromètre<sup>3</sup> composé d'un prisme de Wollaston est utilisé dans le but de remonter à la densité électronique du plasma. Le principe d'un prisme de Wollaston est de séparer un faisceau non polarisé en deux faisceaux de directions différentes et de polarisations orthogonales entre elles (c'est le principe d'un polariseur). Dans notre cas, une fois le plasma créé par le faisceau principal, il est traversé par un faisceau sonde de faible énergie, comme avec le FDI. Ce faisceau est focalisé par une lentille sur un prisme de Wollaston qui, associé à deux polariseurs situés de part et d'autre, va permettre l'interférence des deux faisceaux issus du prisme. Ainsi, après traitement mathématique, on obtient une image 2D de l'expansion du plasma qui, comparée à des calculs hydrodynamiques peut donner la densité électronique du plasma et par extension une estimation de la température électronique. De même que pour le FDI, il est nécessaire de prendre une image de référence avant la création du plasma pour pouvoir interpréter l'expansion de ce dernier. La fig. 7.7 illustre le schéma de principe de l'interféromètre utilisé. On peut noter que la lame  $\lambda/2$  placée après le polariseur 1 sert à régler l'intensité relative des deux faisceaux sortant du polariseur.

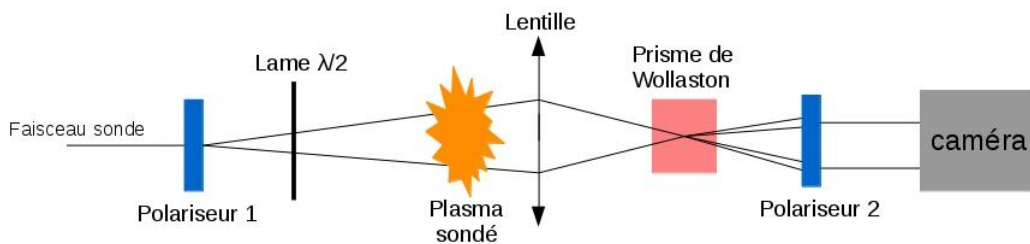


FIGURE 7.7 – Schéma de principe de l'interféromètre avec prisme de Wollaston.

**Une caméra à sténopé :** ce diagnostic, déjà détaillé dans la section 4.1.1, est ajouté afin de contrôler la focalisation du laser sur la cible est de vérifier que la reproductibilité du pointage du faisceau est assurée tout au long des tirs. La caméra à sténopé est positionnée à 65 mm de la source et son détecteur, qui est une IP, se trouve à 292 mm du trou d'entrée de diamètre 25  $\mu\text{m}$ . Ainsi, on obtient sur l'IP un grandissement de 4,5.

3. Pour plus de détails sur la description et l'utilisation de ce diagnostic lors de cette expérience, voir la thèse de A. Do [39]

## 7.2.2 Les cibles

Les cibles utilisées sont constituées d'un dépôt de carbone ou d'aluminium de plusieurs dizaines de nm sur une strate de 50 nm de  $Si_3N_4$ . De plus, deux autres strates d'Au de 500 nm d'épaisseur chacune sont disposées de part et d'autre du C (ou l'Al) dans le but de contenir spatialement l'expansion latérale du plasma sur 300  $\mu m$  de diamètre et d'obtenir un plasma homogène. Toutes ces strates sont déposées sur une structure de Si offrant un trou de 500  $\mu m$  permettant de laisser passer le laser de ce côté de la cible comme le montre la fig. 7.8.

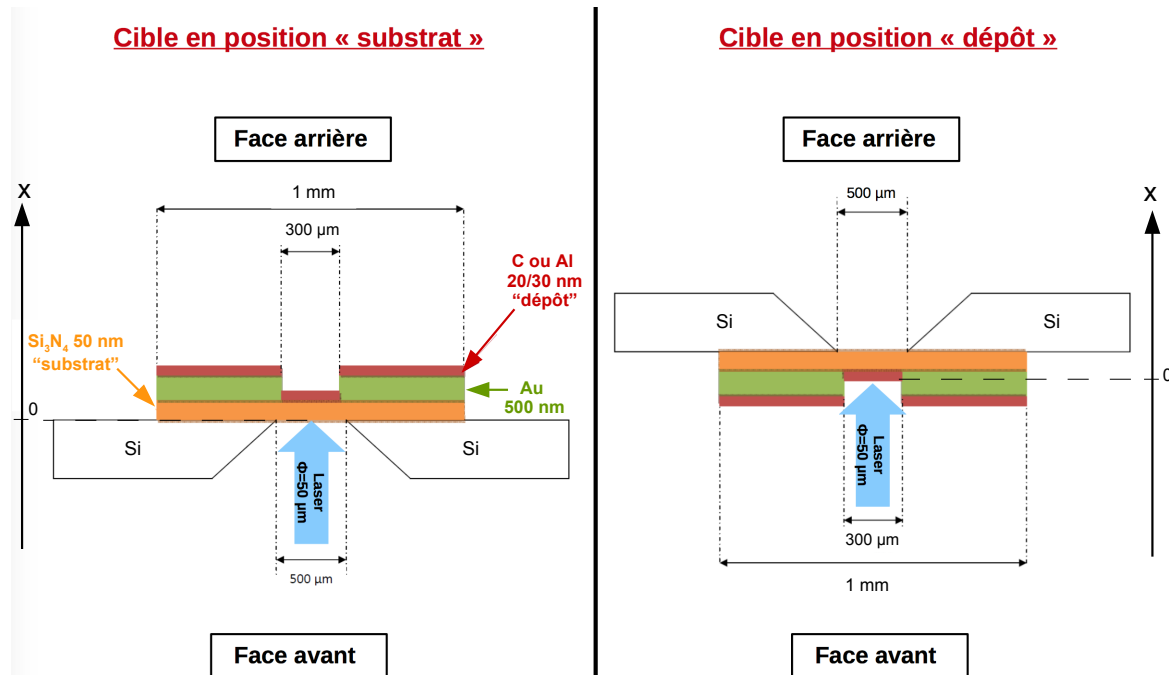


FIGURE 7.8 – Schémas, vu du dessus, de la composition d'une cible ainsi que des deux positions utilisées au regard du laser.

Selon le côté par lequel arrive le laser sur la cible, on définit deux positions de cible distinctes qui sont illustrées sur la fig. 7.8 :

- la position dite "substrat" : le laser chauffe la cible du côté du  $Si_3N_4$  qui sert de substrat ;
- la position dite "dépôt" : le laser chauffe la cible du côté du dépôt de C (ou d'Al).

Notons aussi que la face avant, définie sur la fig. 7.8, correspond au côté où le laser arrive, quelle que soit la position de la cible. Par opposition la face arrière est l'autre côté.

On dispose ainsi de deux systèmes de chauffage de la cible impliquant des conditions hydrodynamiques différentes. En effet, pour une même intensité laser, la température électronique et donc la distribution des populations ioniques présentes dans le plasma du matériau étudié, diffèrent en fonction du côté par lequel la cible reçoit l'énergie déposée par le faisceau.

Avec une durée d'impulsion de 5 ps, une tache focale de 50  $\mu m$  et des énergies sur cible comprises entre 100 mJ et 2 J, on atteint des intensités comprises entre  $10^{15}$  et  $2 \cdot 10^{16}$   $W \cdot cm^{-2}$ . De plus, les deux diagnostics hydrodynamiques ne regardant chacun qu'un seul côté de la cible (voir section suivante), l'alternance des deux positions de cette dernière permet de relier leurs mesures aux données obtenues par le spectromètre XUV, lui même utilisé à la fois en face avant ou en face arrière de la cible.

Il est important de comprendre que lors d'un même tir, tous les diagnostics n'observent pas le même plasma. Quand le spectromètre et l'interféromètre sont alignés sur la face avant, le FDI fait des mesures en face arrière. Mais étant donné la configuration des cibles, le plasma en "face avant" n'est pas exactement dans les mêmes conditions de température et de densité que celui en "face arrière".

Deux options sont possibles :

- la cible est en position "substrat" :
  - la face avant est un plasma chaud de  $Si_3N_4$ , associé à un plasma supposé plus froid de C (ou d'Al). Ici l'émission du  $Si_3N_4$  domine largement.
  - la face arrière est un plasma plus ou moins chaud de C ou (d'Al) associé avec un plasma plus ou moins chaud de  $Si_3N_4$ .
- la cible est en position "dépôt" :
  - la face avant est un plasma chaud de C (ou d'Al), associé à un plasma supposé plus froid de  $Si_3N_4$ . Ici l'émission du C (ou de l'Al) domine largement.
  - la face arrière est un plasma plus ou moins chaud de  $Si_3N_4$  associé à un plasma plus ou moins chaud de C (ou d'Al).

## 7.3 Les résultats expérimentaux

### 7.3.1 Les résultats hydrodynamiques

Les résultats hydrodynamiques présentés ici sont obtenus avec des simulations du code

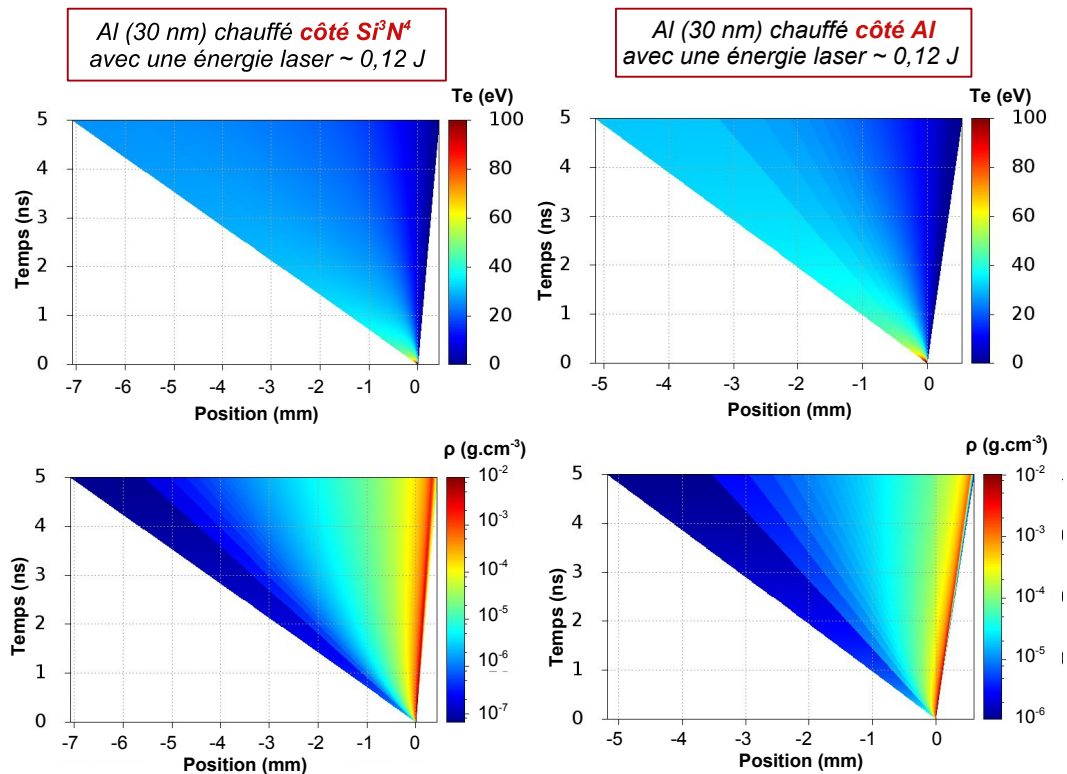


FIGURE 7.9 – Évolution de la température électronique et de la densité de matière, obtenus avec le code MULTI, pour deux cibles d'Al de 30 nm d'épaisseur et une énergie laser de 0,5 J environ. À gauche les graphes pour la cible chauffée du côté du  $Si_3N_4$  et à droite pour la cible chauffée du côté du dépôt de l'Al.

MULTI (voir chapitre 2) qui tiennent compte des résultats fournis par l'interféromètre. Le principe, pour un tir donné, est de calculer l'intensité laser qui va servir de paramètre d'entrée pour une simulation MULTI. Le résultat de la simulation est comparé aux données obtenues avec l'interféromètre. Si une différence trop grande est constatée, l'intensité laser est modifiée pour retrouver le résultat expérimental.

Dans notre cas, les intensités nominales des tirs présentés permettent de reproduire assez fidèlement les données expérimentales de l'interféromètre. Grâce aux calculs MULTI, on peut alors remonter à la densité de matière et à la température électronique du plasma étudié.

Les figures 7.9, 7.10 et 7.11 présentent les graphes de températures électroniques et de densités de matière en fonction du temps et de la position dans l'espace pour plusieurs cibles différentes. Pour tous les graphes, le temps zéro correspond au début de l'impulsion

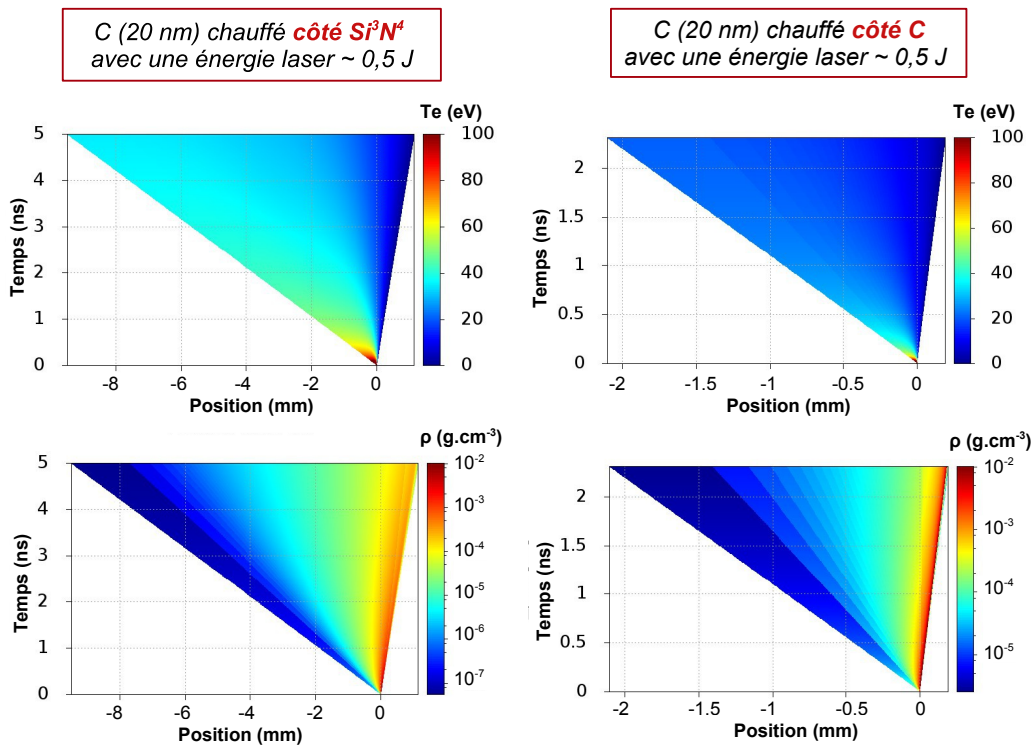


FIGURE 7.10 – Évolution de la température électronique et de la densité de matière, obtenus avec le code MULTI, pour deux cibles de C de 20 nm d'épaisseur et une énergie laser de 0,5 J environ. À gauche les graphes pour la cible chauffée du côté du  $Si_3N_4$  et à droite pour la cible chauffée du côté du dépôt de C.

laser et la position zéro correspond à la position  $x=0$  que l'on peut voir sur la fig. 7.8. Ce dernier arrive par la gauche sur toutes les figures. Ainsi on peut voir globalement sur tous les graphes une zone de plasma ( $Si_3N_4$  ou C/Al) qui s'étend du côté du laser et une autre qui reste assez dense au niveau des valeurs positives de la position.

Ces graphes illustrent l'ensemble des cas de figure des tirs effectués durant l'expérience. La fig. 7.9 présente les résultats pour une cible d'Al et une énergie laser de 0,12 J. On constate que dans les deux cas de chauffage, la température passe de 100 eV environ à 50 eV environ dans les premières 500 ps et se stabilise autour des 20 eV dans la partie avant du plasma, qui se détend, et descend jusqu'à 10 eV environ dans la face arrière qui a été moins chauffée et reste plus dense. En effet la face arrière du plasma conserve une densité autour de  $10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$  tandis que le plasma qui s'étend possède une densité

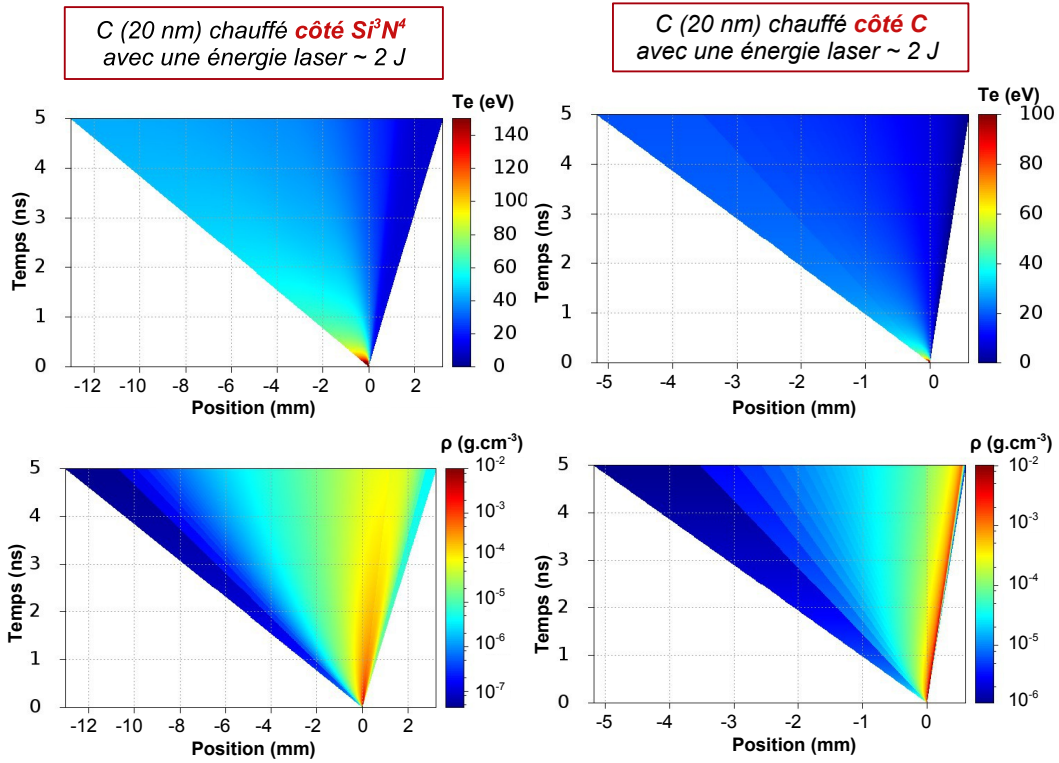


FIGURE 7.11 – Évolution de la température électronique et de la densité de matière, obtenus avec le code MULTI, pour deux cibles de C de 20 nm d'épaisseur et une énergie laser de 2 J environ. À gauche les graphes pour la cible chauffée du côté du  $Si_3N_4$  et à droite pour la cible chauffée du côté du dépôt de C.

autour de  $2 \cdot 10^{-5} \text{ g.cm}^{-3}$ . Par conséquent, selon qu'on chauffe le dépôt d'Al directement avec le laser ou bien par l'intermédiaire de la strate de  $Si_3N_4$  on étudie deux plasmas d'Al aux conditions distinctes. Ici pour une énergie laser de 0,12 J sur cible on a d'après la fig. 7.9 :

- avec l'Al chauffé directement,  $T_e \approx 20 - 40 \text{ eV}$  et  $\rho \approx 2 \cdot 10^{-6} - 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$  ;
- avec l'Al chauffé par l'intermédiaire du  $Si_3N_4$ ,  $T_e \approx 10 - 20 \text{ eV}$  et  $\rho \approx 10^{-4} - 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$ .

La logique reste la même sur la fig. 7.10 avec une cible de C et une énergie laser de 0,5 J sur cible où l'on obtient de nouveau deux plasmas de C dans des conditions hydrodynamiques différentes :

- avec le C chauffé directement,  $T_e \approx 20 \text{ eV}$  et  $\rho \approx 2 \cdot 10^{-5} - 2 \cdot 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$  ;
- avec le C chauffé par l'intermédiaire du  $Si_3N_4$ ,  $T_e \approx 10 \text{ eV}$  et  $\rho \approx 10^{-4} - 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$ .

Enfin la fig. 7.11 illustre le cas d'une plus forte énergie laser sur cible, 2 J, sur une cible de C de même épaisseur que pour la fig. 7.10. Dans ce cas la face arrière diffère un peu moins de la face avant que dans les deux cas précédents et on obtient :

- avec le C chauffé directement,  $T_e \approx 20 - 30 \text{ eV}$  et  $\rho \approx 10^{-5} - 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$  ;
- avec le C chauffé par le  $Si_3N_4$ ,  $T_e \approx 20 \text{ eV}$  et  $\rho \approx 5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$ .

Notons aussi que dans ce dernier cas où l'énergie est plus forte, on constate une expansion du plasma vers l'arrière de la cible (c'est-à-dire du côté des valeurs positives de la position).

Ces calculs hydrodynamiques, confirmés par les mesures expérimentales de l'interféromètre, illustrent bien le fait que l'on obtient différentes conditions de température et de densité selon le mode de chauffage de la cible et ainsi différents plasmas de C et d'Al à étudier.

### 7.3.2 Les résultats spectroscopiques

#### Le traitement des données

Comme nous l'avons vu, deux types de détecteurs sont utilisés avec le spectromètre XUV : des IP et une caméra à CCD. Le traitement des IP est le même que celui de l'expérience présentée dans le chapitre 4 (section 4.1.4), avec ici toujours une résolution du scanner de  $25 \mu\text{m}$ , une sensibilité de 10000 et une latitude (logarithme de la dynamique) de 5. La relation de dispersion quant à elle, est bien entendu différente. De plus, durant cette expérience les IP n'ont servi que de repère spectral afin de faire une correspondance entre la position en énergie sur l'IP et la CCD, donc aucune correction sur l'intensité n'est appliquée sur le spectre de l'IP présenté sur la fig. 7.14. En effet, seule la position des raies représente une donnée d'intérêt sur ce spectre d'IP car elle est utile au traitement des données, mais les données sur IP ne constituent pas les résultats que nous choisissons d'exploiter en raison du rapport signal sur bruit bien meilleur sur la CCD.

Concernant les données obtenues avec la CCD, elles sont corrigées en énergie et en intensité. Dans un premier temps, les spectres subissent une rotation avec une interpolation bi-cubique afin de corriger la position angulaire du détecteur. Puis, une découpe de la partie d'intérêt de l'image ( $444 \times 1180$  pixels) est effectuée, et les spectres sont enfin intégrés en intensité. Ensuite, l'axe correspondant aux énergies, initialement en pixels, est transformé en unité de distance en considérant  $1 \text{ pixel} = 0,02 \text{ mm}$  d'après les caractéristiques de la CCD. Il faut ensuite appliquer la relation de dispersion du réseau, développée dans le chapitre 4.2 (équation 6.4), pour obtenir un spectre d'intensité en fonction de l'énergie. On rappelle cette relation de dispersion exprimée en eV :

$$E[\text{eV}] = \frac{1.4878}{\cos 3^\circ - \cos(\arctan(\frac{x}{D}))} \quad (7.1)$$

où ici D vaut 200 mm pour l'IP et 235 mm pour la CCD. La distance D entre le centre du réseau et le détecteur étant différente pour l'IP placée juste devant la CCD, on obtient de ce fait deux relations de dispersion distinctes présentées sur la fig. 7.12.

Dans les deux cas, la relation de dispersion est basée sur l'ordre zéro qui constitue un repère de distance (en mm) pour tous les autres points. La variable x de l'équation 7.1 correspond donc à la position en mm sur le détecteur. Ce dernier est la position pour laquelle  $\theta_i = \theta$ , qui est différente pour chaque détecteur pour des raisons de géométrie. Au vu de la relation 7.1, on trouve l'ordre zéro de l'IP à la position  $x_{0_{IP}} = D_{IP} \times \tan 3^\circ \simeq 10,5 \text{ mm}$  et l'ordre zéro de la CCD pour  $x_{0_{CCD}} = D_{CCD} \times \tan 3^\circ \simeq 12,3 \text{ mm}$ .

Notons que ces valeurs de  $x_{0_{IP}}$  et  $x_{0_{CCD}}$  constituent les points de repères d'intérêt et non le zéro que l'on peut voir sur la fig. 7.12 qui correspond au plan du réseau mais n'est pas un repère physique accessible. Comme l'ordre zéro est visible sur l'IP, la relation de dispersion 7.1 s'applique directement au spectre en prenant comme premier point l'ordre zéro positionné à la valeur  $x_{0_{IP}}$ .

Pour la CCD, le traitement est plus complexe car l'ordre zéro n'est jamais visible sous

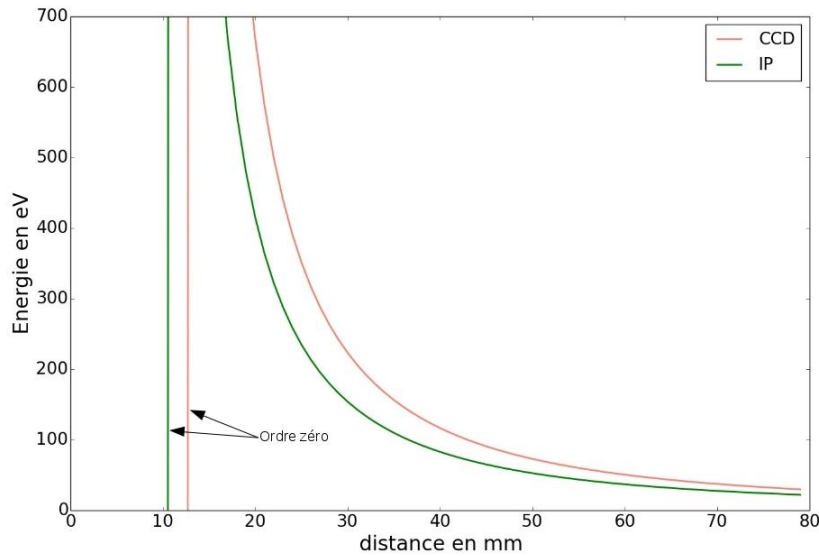


FIGURE 7.12 – Relations de dispersion du spectromètre XUV, pour l'IP (en vert) et la CCD (en rose) qui sont situées à deux distances différentes du centre du réseau.

peine de saturer la CCD voire de risquer de l'endommager. Il faut donc d'abord faire une correspondance des positions (en mm) sur la CCD avec celles sur l'IP. Ensuite il est possible d'appliquer au spectre de la CCD la relation de dispersion 7.1.

La correspondance IP-CCD est présentée sur la fig. 7.13 et est linéaire. Elle est calculée à partir de quatre raies du carbone présentes sur les deux détecteurs (ces raies sont visibles sur la fig. 7.14).

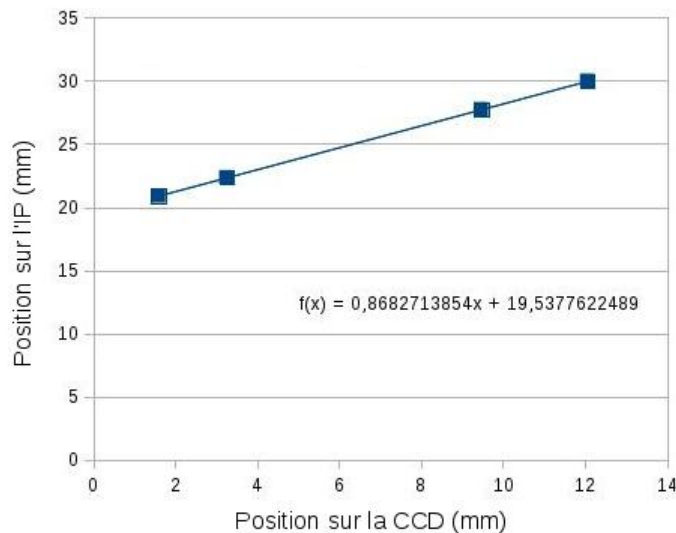


FIGURE 7.13 – Correspondance entre la position sur l'IP (en mm) et la position sur la CCD (en mm). Les points représentent la position de quatre raies du C visibles sur les deux détecteurs, et la droite est la courbe de tendance linéaire correspondante.

Pour obtenir cet ajustement linéaire, on utilise les positions de ces quatre raies (en mm) sur l'IP sachant que le premier point du spectre correspond à  $x_{0,IP}$ . En revanche, le premier point de la CCD ne correspond à aucune position physique connue, c'est seulement le début de l'image sur la CCD. Ainsi, lorsqu'on applique l'équation de la fig. 7.13 aux



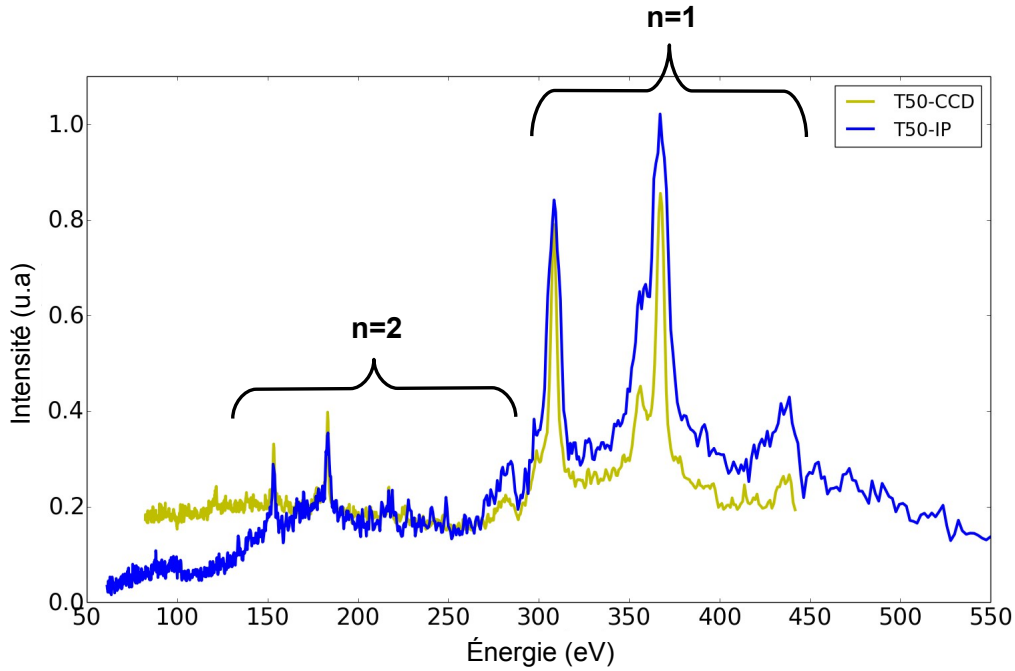


FIGURE 7.14 – Correspondance en énergie entre un spectre de C obtenu sur l'IP (en bleu) et le même spectre obtenu sur la CCD (en jaune) lors du même tir.

valeurs en mm de la CCD, ces dernières deviennent identiques à l'axe de l'IP et ont ainsi le bon écart relatif à l'ordre zéro de l'IP. Il faut alors les multiplier par 1,175 pour tenir compte du fait que l'ordre zéro de l'IP n'est pas positionné au même endroit que celui de la CCD. En effet,

$$\frac{x_{0_{CCD}}}{x_{0_{IP}}} = \frac{D_{CCD} \times \tan 3^\circ}{D_{IP} \times \tan 3^\circ} = \frac{235}{200} = 1,175 \quad (7.2)$$

Ainsi corrigés, les spectre de la CCD exprimés en fonction de l'énergie correspondent bien aux spectres de l'IP comme illustré sur la fig. 7.14. Nous pouvons remarquer sur cette figure, de par les valeurs en énergie, que les quatre raies présentes sur le spectres sont en fait deux raies à l'ordre 1 et les deux mêmes raies à l'ordre 2.

Enfin la relation de dispersion est validée grâce à des tirs sur des cibles d'Al pur, dont le spectre est globalement continu, et dont le signal est filtré par de d'Al(120 nm) et du CH(220 nm). Avec ces tirs nous observons le seuil de l'Al à 72,5 eV qui permet d'ajuster la relation de dispersion plus précisément.

Une fois l'étalonnage en énergie confirmé, on peut quantifier de manière expérimentale la résolution spectrale en mesurant les largeurs à mi-hauteur (LMH) de plusieurs raies sur plusieurs tirs en supposant la largeur physique des raies négligeable. Le fig. 7.15 montre la courbe de tendance correspondant à la résolution spectrale sur toute la gamme d'énergie. Chaque point est obtenu en faisant la moyenne des LMH de chaque raie sur cinq tirs différents et on suppose la largeur physique de chaque raie négligeable devant celle expérimentale. Les raies sont choisies aléatoirement tout au long de la gamme spectrale pour constituer un échantillon représentatif. Notons que ce large échantillon de raies est possible grâce à la présence du  $Si_3N_4$  dans les cibles qui induit un spectre très "riche".

En ce qui concerne l'intensité des spectres de la CCD, elle est corrigée en fonction de l'efficacité de la CCD, donnée par le constructeur, qui n'est pas la même pour toutes les énergies comme on peut le voir sur la fig. 7.16. L'intensité est aussi corrigée par  $\frac{dE}{dX}$  la

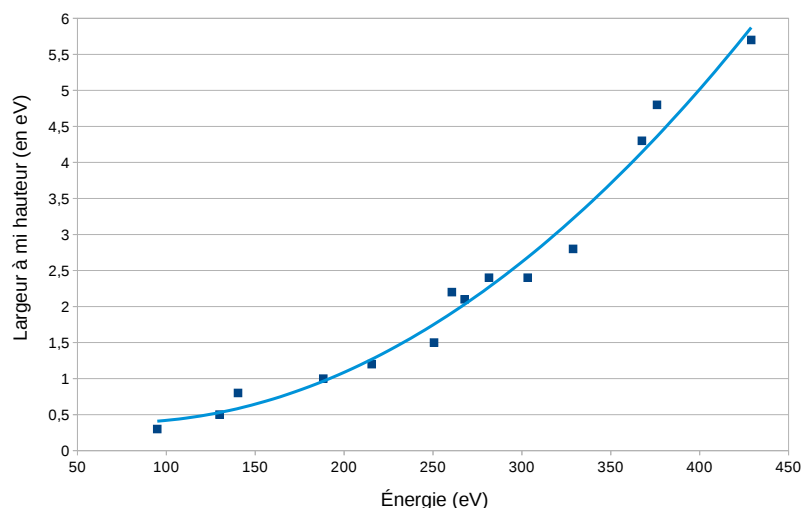


FIGURE 7.15 – Courbe de tendance représentant la résolution spectrale du spectromètre sur toute la gamme d'énergie. Seuls les spectres obtenus avec la CCD sont considérés ici.

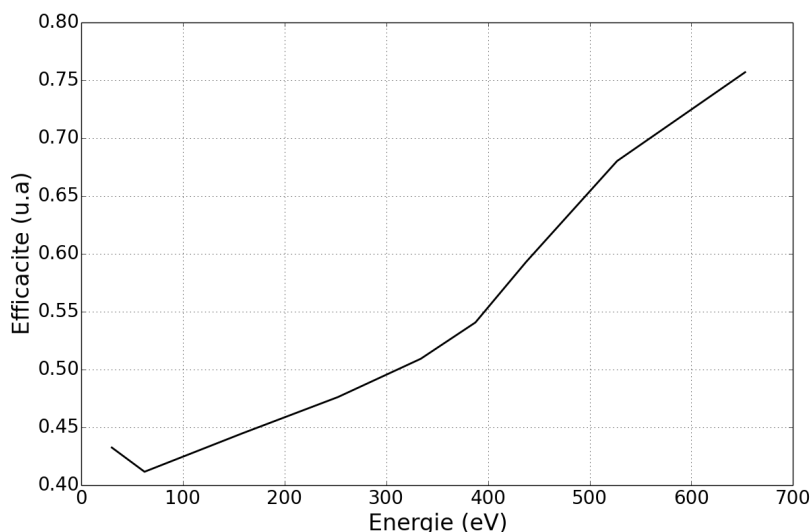


FIGURE 7.16 – L'efficacité de la CCD en fonction de l'énergie sur la totalité de la gamme spectrale d'intérêt.

dérivée de la relation de dispersion (voir annexe B) présentée sur la fig. 7.17.

N'ayant pas actuellement de données concernant la réflectivité du réseau, cette dernière correction ne peut pas être prise en compte, par conséquent les intensités de raies peuvent être interprétées de manière relative d'un spectre à un autre, mais les rapports de raies sur un même spectre ne sont pas vraiment pertinents sauf pour des énergies voisines où la réflectivité du réseau sera vraisemblablement similaire. Il faut noter enfin que la présence des ordres supérieurs n'est pas négligeable sur les spectres, mais aucun "ordre deux" de raies connues ne se situent à proximité des raies qui nous intéressent, que ce soit pour le C ou pour l'Al. De plus, en raison de l'absence d'information sur la réflectivité du réseau dans cette gamme spectrale, il n'est pas possible de quantifier avec une précision suffisante le pourcentage d'ordre deux.

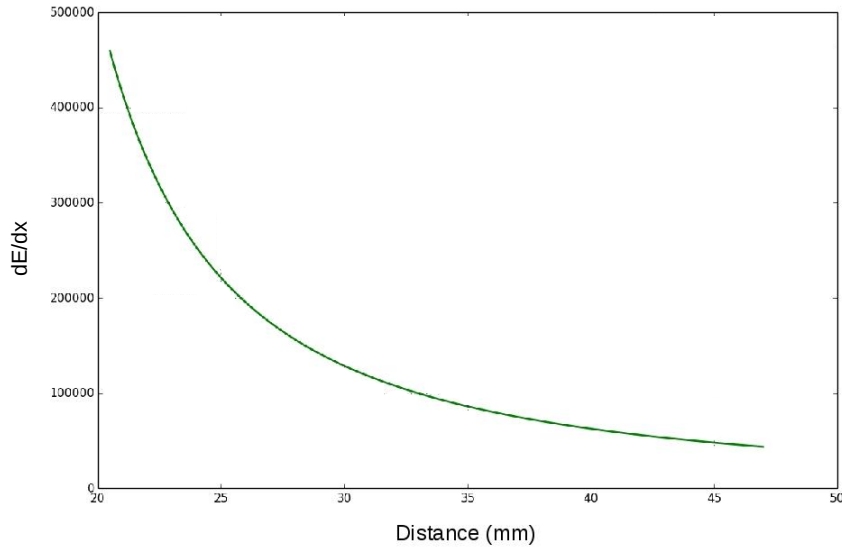


FIGURE 7.17 – Dérivée de la relation de dispersion  $dE/dX$ .

## Les spectres

Dans cette section une partie des spectres obtenus est présentée et comparés les uns aux autres selon les paramètres de l'expérience.

Le tableau 7.1 présente les différentes raies d'émission du C et de l'Al que nous obtenons. Comme on peut le voir dans la 5<sup>e</sup> colonne de ce tableau, les valeurs des énergies

	Transition électronique	Terme spectral	Énergie théorique (eV)	Énergie mesurée (eV)
Al (IV-1)	$1s^2 2s^2 2p^5 3d^1 - 1s^2 2s^2 2p^6$	3D - 1S	95,1	$95 \pm 0,1$
Al (IV-2)	$1s^2 2s^2 2p^5 3d^1 - 1s^2 2s^2 2p^6$	1P - 1S	95,6	$95,5 \pm 0,1$
Al (V-1)	$1s^2 2s^2 2p^4 3s^1 - 1s^2 2s^2 2p^5$	1P - 1S	98,8	$98,9 \pm 0,1$
Al (V-2)	$1s^2 2s^2 2p^4 3d^1 - 1s^2 2s^2 2p^5$	1P - 1S	115,1	$115,3 \pm 0,2$
C ( $He_\alpha$ )	$1s2p - 1s^2$	1P - 1S	307,9	$307,9 \pm 0,2$
C ( $He_\beta$ )	$1s3p - 1s^2$	1P - 1S	354,5	$354,6 \pm 0,2$
C ( $Ly_\alpha$ )	$2p - 1s$	2P - 2S	367,5	$367,5 \pm 0,3$
C ( $Ly_\beta$ )	$3p - 1s$	2P - 2S	435,5	indéfini

TABLE 7.1 – Positions en énergie des raies d'émission de la couche L de l'Al et de la couche K du C, théoriques [52] et détectées par le spectromètre XUV.

mesurées sont données avec une incertitude de mesure. Cette incertitude correspond à la précision de l'étalonnage en énergie et correspond à la moyenne de l'écart à la position théorique calculée à partir d'environ 10 tirs pour chaque raie. Notons qu'il est normal que cette précision diffère selon l'énergie car elle est principalement due à une incertitude de positionnement de l'ordre zéro qui va alors induire un léger décalage dans la relation de dispersion qui aura un effet plus ou moins important selon l'énergie considérée.

Comme expliqué précédemment, au cours de l'expérience le spectromètre XUV est placé en face avant puis en face arrière de la cible (voir fig. 7.4). Examinons séparément les résultats obtenus avec ces deux positions du spectromètre.

• Les spectres obtenus avec le spectromètre en face avant

Commençons par comparer les cibles en position "substrat" et "dépôt" afin de comprendre l'influence de la position de la cible sur le plasma.

Nous rappelons que dans le cas des positions "substrat" le laser arrive sur la cible côté  $Si_3N_4$  et pour les cibles en position "dépôt" il arrive côté Al (ou C).

Ainsi on peut voir sur la fig. 7.18 la comparaison des spectres provenant d'une même cible dans les deux positions différentes, "substrat" et "dépôt", pour des énergies similaires et cela pour l'Al (fig. 7.18 (a)) et le C (fig. 7.18 (b)). On constate que dans les deux cas, les

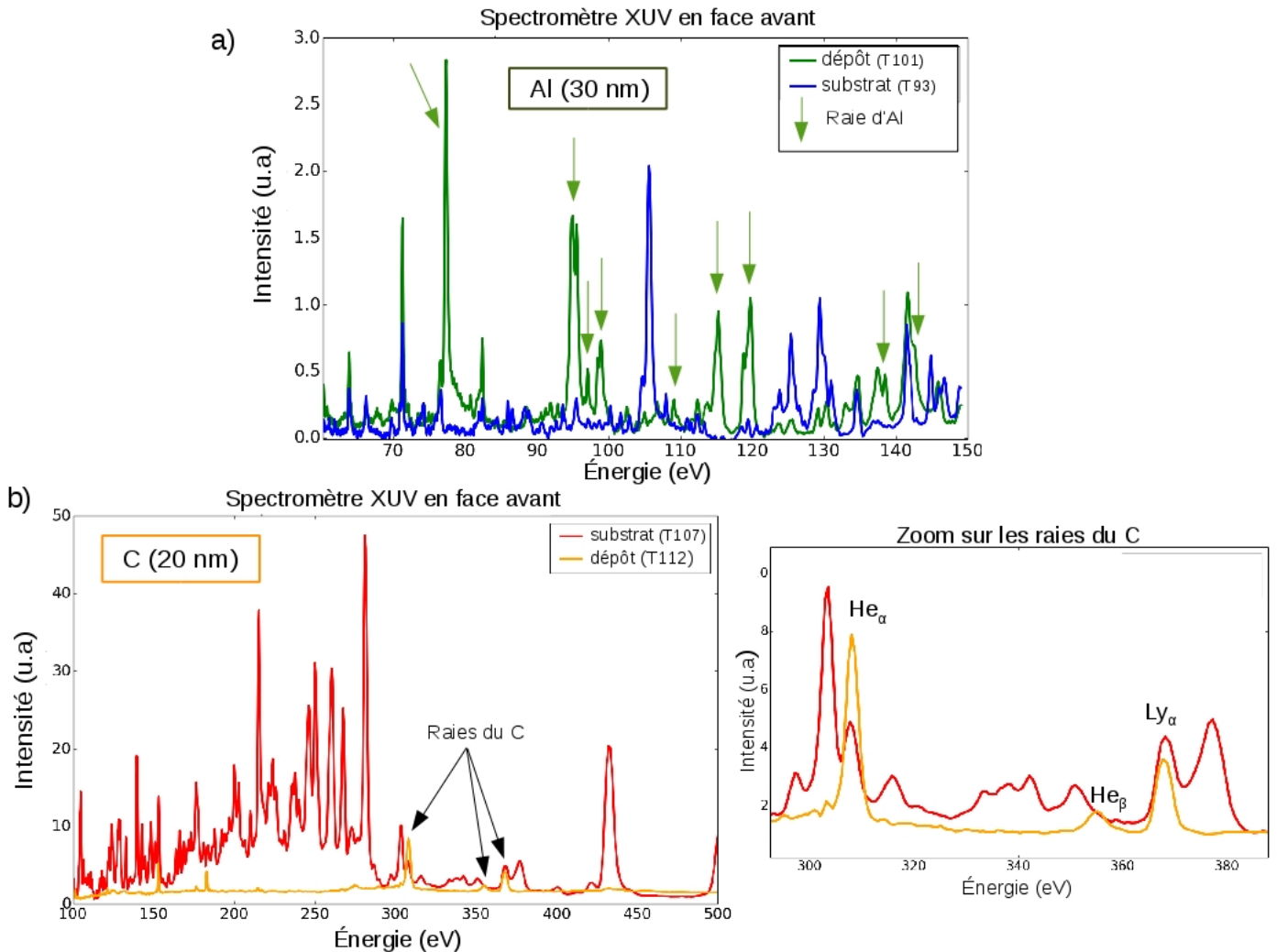


FIGURE 7.18 – Influence de la position de la cible : comparaison de spectres obtenus pour une cible en position "substrat" et une cible en position "dépôt" et pour des énergies laser similaires de quelques centaines de mJ : (a) pour une cible d'Al 30 nm, (b) pour une cible de C 20 nm.

spectres sont très différents selon la position de la cible. En effet les raies d'Al et de C sont bien visibles pour les cibles en position "dépôt" tandis que pour les cibles "substrat", ces mêmes raies ont une intensité significativement plus faible pour le C et sont inexistantes pour l'Al. Ainsi on peut penser que lorsque la cible est chauffée par le  $Si_3N_4$ , la conduction thermique est insuffisante pour chauffer significativement l'Al (ou le C) et son émission est peu intense ou du moins pas assez pour être détectée. Une autre hypothèse, dans le cas de l'Al où les raies sont absentes, consiste à considérer qu'il est effectivement chauffé mais que son émission est réabsorbée par le  $Si_3N_4$ . La face avant de la cible est

donc dominée par l'émission du plasma de  $Si_3N_4$ .

Cela étant, on peut noter que les plasmas d'Al et de C ne se comportent pas chacun de la même manière. En effet, aucune raie de l'Al n'est présente sur le spectre avec une cible en position "substrat" tandis que pour le C, on retrouve toujours l' $He_\alpha$  et la  $Ly_\alpha$  quelque soit la position de la cible. Cette observation est illustrée sur la fig. 7.19, qui présente la comparaison d'une cible en position "substrat" d'Al avec une cible en position "substrat" de C dans la gamme spectrale de l'Al (à savoir de 50 à 150 eV) et dans la gamme spectrale du C (à savoir de 100 à 500 eV). On observe alors sur la fig. 7.19 (a) que les deux spectres

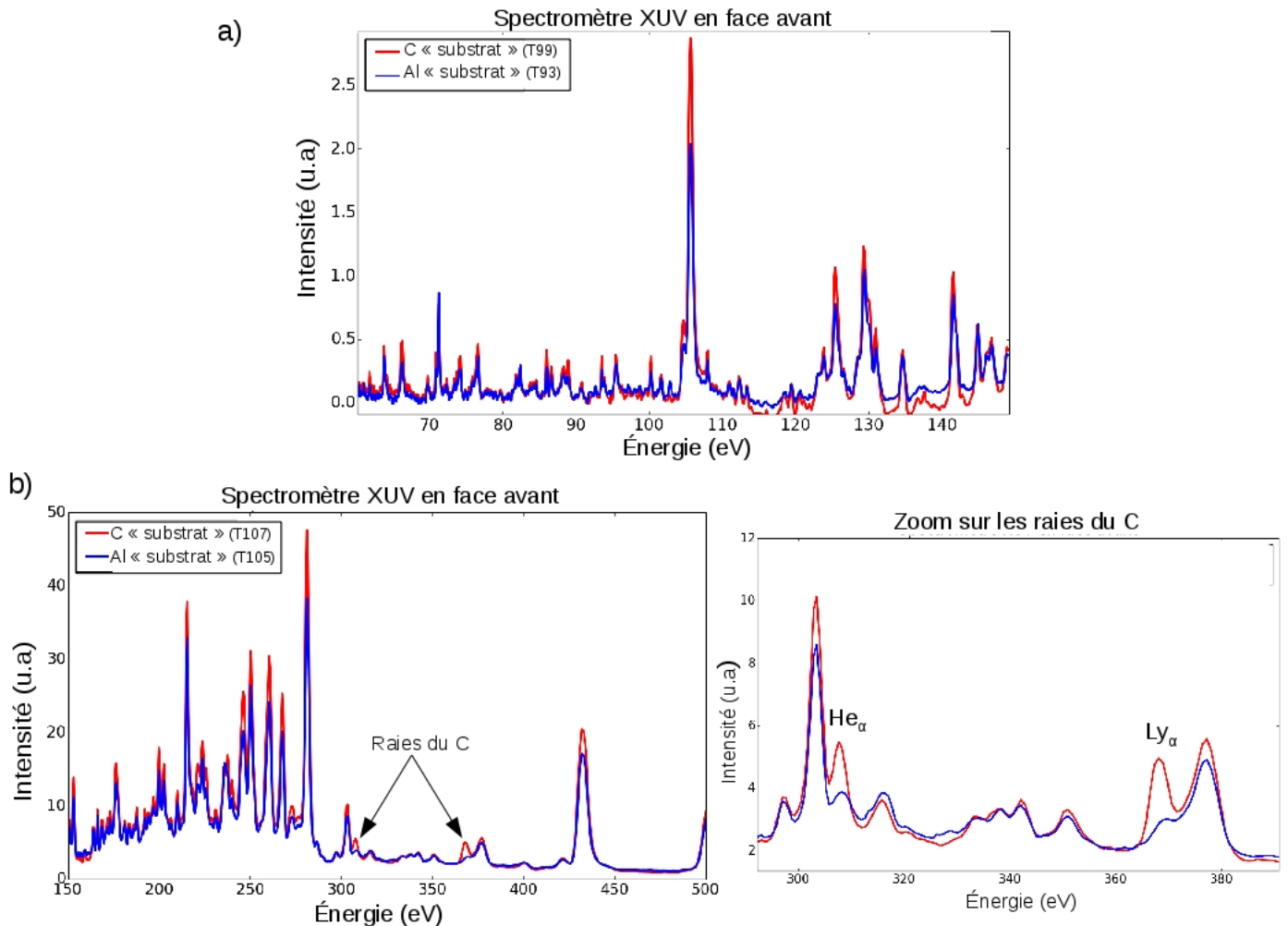


FIGURE 7.19 – Influence de la position de la cible : comparaison de spectres obtenus pour des cibles en position "substrat" de C et d'Al et pour des énergies laser similaires : (a) sur la gamme spectrale de l'Al (de 60 eV à 150 eV), et (b) sur la gamme spectrale du C (de 150 eV à 500 eV).

se superposent parfaitement. Sur cette gamme on obtient donc les mêmes raies avec une cible de C et avec une cible d'Al.

Par conséquent ce qu'on détecte en réalité de 50 à 150 eV avec une cible en position "substrat", ce sont des spectres de  $Si_3N_4$  uniquement, seul élément commun à toutes les cibles. En revanche, sur la gamme du C, même si les deux spectres sont très similaires, on distingue aisément deux raies qui ne sont présentes que pour la cible de C. Ces deux raies correspondent bien aux raies  $He_\alpha$  et  $Ly_\alpha$  du C déjà observées sur la fig. 7.18. Donc, sur la gamme d'énergie allant de 150 à 500 eV, avec des cibles de C en position "substrat" on ne détecte pas seulement des raies de  $Si_3N_4$  mais aussi celles du C.

Finalement, en face avant de la cible, lorsqu'on tire directement sur la strate d'Al (ou de C) on obtient un spectre de ce seul élément. On le voit facilement pour le C avec la fig. 7.18 (b) car sur le spectre de la cible en position "dépôt" (en orange) il n'y a bien que deux raies, l' $He_\alpha$  et la  $Ly_\alpha$  du C.

En revanche, pour l'Al il est moins évident de voir qu'avec la cible en position "dépôt" on obtient seulement un spectre de l'Al car il y a de nombreuses raies présentes. C'est pourquoi la fig. 7.20 vient confirmer cette observation à l'aide de la comparaison entre une cible d'Al en position "dépôt" et une cible d'Al pur, épaisse de plusieurs dizaine de  $\mu\text{m}$ . On peut alors constater que les deux spectres sont identiques au niveau des structures.

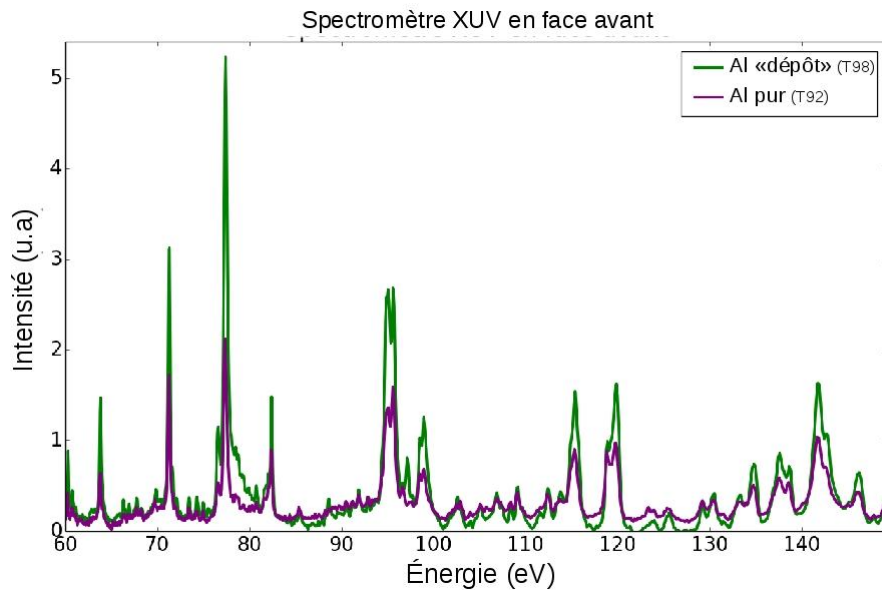


FIGURE 7.20 – Comparaison de spectres obtenus dans des conditions laser similaires : en vert le spectre d'une cible d'Al (30 nm) en position "dépôt" et en violet le spectre d'une cible massive d'Al pur.

En revanche lorsqu'on tire sur une cible en position "substrat", c'est-à-dire du côté du  $Si_3N_4$ , le C reste présent sur les spectres contrairement à l'Al.

Il est intéressant maintenant de regarder quelle est l'**influence de l'énergie laser** sur les spectres. Pour cela nous avons comparé des tirs avec différentes énergies laser en position "dépôt" pour l'Al et en position "substrat" pour C. On peut ainsi avoir un aperçu de l'ionisation des plasmas à travers la présence ou non des différentes raies d'émission. On constate sur la fig. 7.21, qui présente deux tirs d'Al en position "dépôt" obtenus pour différentes énergies lasers, que l'ionisation n'est pas significativement différente car les deux spectres possèdent les mêmes raies mais avec une intensité générale plus importante pour le tir de plus forte énergie.

On ne retrouve pas le même constat avec le C. En effet, selon l'énergie, l'ionisation du plasma est différente. On peut le voir avec la fig. 7.22 qui compare quatre tirs normés, sur la raie de Si la plus intense (non visible sur la figure), obtenus pour différentes énergies laser et pour des cibles de C identiques (toutes de 20 nm en position "substrat"). On peut voir que pour le tir de plus basse énergie, 100 mJ, la  $Ly_\alpha$  est absente tandis que la raie  $He_\alpha$  est la plus intense de tous les spectres. Dans ce cas, l'énergie est visiblement insuffisante pour ioniser le plasma jusqu'aux ions  $C^{5+}$ , d'où l'absence de la raie  $Ly_\alpha$ , impliquant du

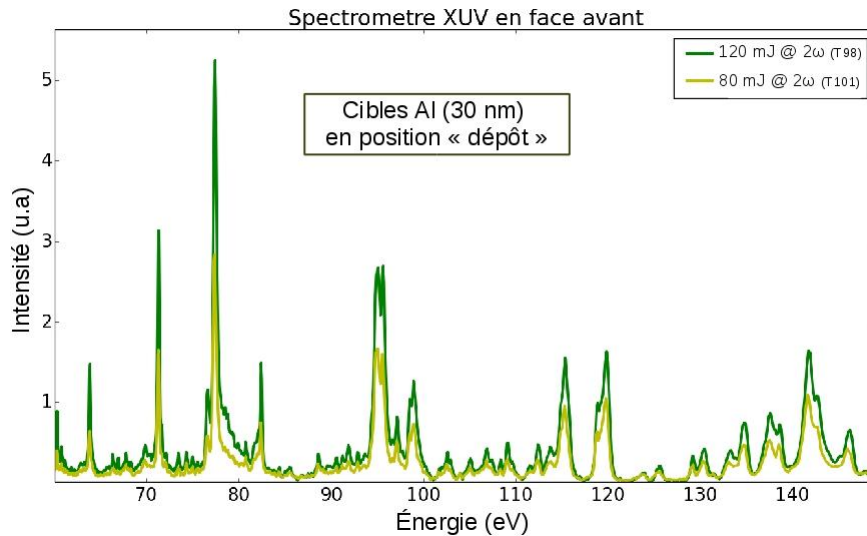


FIGURE 7.21 – Influence de l'énergie laser : comparaison de spectres obtenus avec des cibles d'Al identiques en position "dépôt" mais avec des énergies laser différentes.

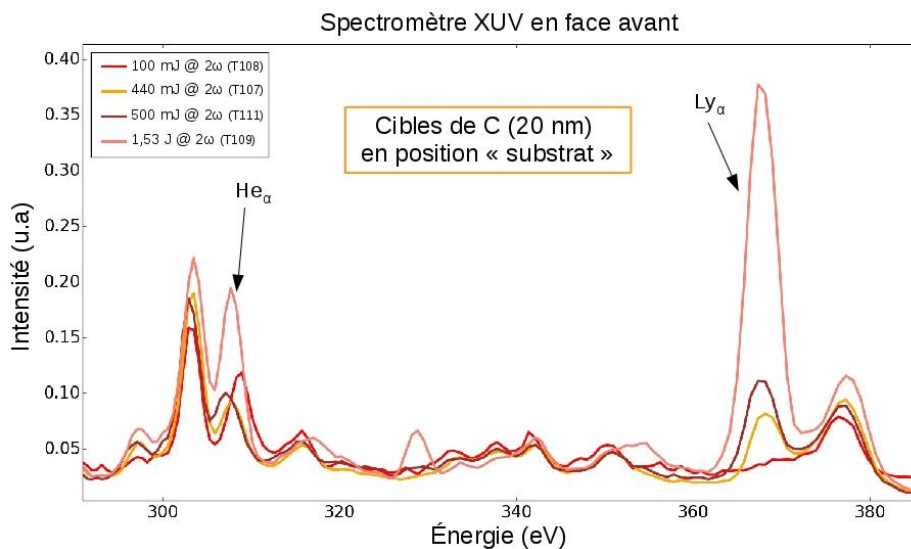


FIGURE 7.22 – Influence de l'énergie laser : comparaison de quatre spectres normés obtenus avec des cibles de C identiques en position "substrat" mais pour des énergies laser différentes. Les spectres sont centrés sur les deux raies du C ( $He_{\alpha}$  et  $Ly_{\alpha}$ ).

même coup plus d'ions  $C^{4+}$  responsables de la raie  $He_{\alpha}$  qui, de ce fait est plus intense que sur les autres tirs. On remarque aussi, que plus on augmente l'énergie laser, plus l'intensité de la raie  $Ly_{\alpha}$  et le rapport  $I_{Ly_{\alpha}}/I_{He_{\alpha}}$  augmentent comme l'illustre la tableau 7.2. Cette augmentation du rapport est attendue car plus on chauffe, plus on ionise le plasma ainsi qu'un grand nombre d'atomes émetteurs. C'est pourquoi pour le tir de plus forte énergie, à 1,53 J on observe une raie  $Ly_{\alpha}$  très intense par rapport aux autres mais aussi une raie  $He_{\alpha}$  assez importante.

#### • Les spectres obtenus avec le spectromètre en face arrière

Les spectres présentés ici correspondent exclusivement aux plasmas observés en face arrière de la cible (voir fig. 7.8). Commençons de nouveau par nous intéresser à **l'influence de la position de la cible**.

Afin de discriminer les raies du C et de l'Al des autres raies, nous avons effectué des tirs

	Tir à 100 mJ	Tir à 440 mJ	Tir à 500 mJ	Tir à 1,53 J
$I_{Ly_\alpha}$	0	0,086	0,12	0,345
$I_{He_\alpha}$	0,135	0,077	0,076	0,13
$I_{Ly_\alpha}/I_{He_\alpha}$	0	1,12	1,58	2,65

TABLE 7.2 – *Intensité (en u.a) des raies  $Ly_\alpha$  et  $He_\alpha$  avec leur rapport pour chaque tir de la fig. 7.22.*

sur du  $Si_3N_4$  pur, dans le but de les comparer aux tirs sur les cibles comprenant aussi de l'Al et du C. On peut voir ces comparaisons sur la fig. 7.23.

Sur le graphe (a) le spectre d'une cible d'Al en position "substrat" est présenté avec un spectre de  $Si_3N_4$  pur. On constate alors que trois raies apparaissent sur le spectre de la cible d'Al et pas sur le spectre du  $Si_3N_4$ . Avec une cible en position "substrat", en face arrière on détecte donc des raies d'émission de l'Al, ce qui n'était pas le cas en face avant. En effet pour des énergies similaires autour de 500 mJ à  $2\omega$  en face avant on ne détecte que des raies du  $Si_3N_4$  tandis qu'en face arrière trois raies de l'Al se distinguent. On est donc en droit de penser que si le spectromètre, placé en face avant, ne détecte pas de signal provenant de l'Al alors que dans les mêmes conditions il le détecte en face arrière, ce n'est pas un problème de chauffage de cet élément comme on l'avait évoqué précédemment mais un problème de réabsorption spectrale à l'intérieur du plasma de  $Si_3N_4$ .

Pour confirmer définitivement cela, il aurait fallu comparer l'émission en face avant et arrière d'une cible d'Al, cette fois ci en position "dépôt" où l'Al est chauffé directement par le laser. Ainsi nous aurions pu vérifier que, s'il y a bien réabsorption, dans ce cas l'émission de l'Al ne serait pas détectée en face arrière, car réabsorbée par le  $Si_3N_4$ , mais bien observée en face avant où il n'y aurait pas de  $Si_3N_4$ . C'est-à-dire qu'avec une cible en position "dépôt" nous devrions faire le constat inverse de celui pour une cible en position "substrat". Nous ne disposons pas de ces données pour les cibles en position "dépôt", mais cette hypothèse de la réabsorption peut être confrontée à des calculs de physique atomique dans une future analyse.

Sur la fig. 7.23 (b) on compare cette fois un spectre de  $Si_3N_4$  avec le spectre d'une cible de C en position "substrat" et avec le spectre d'une cible de C en position "dépôt". Deux raies du C sont observées, aussi bien avec la cible en position "dépôt" qu'avec la cible en position "substrat". Par conséquent, en face arrière peu importe la position de la cible, le spectromètre détecte les raies du C. C'était aussi le cas pour les spectres obtenus en face avant de la cible.

Pour résumer, quelque soit le mode de chauffage de la cible (du côté du  $Si_3N_4$  ou du C) et quelle que soit l'énergie laser utilisée, le C émet en face avant et en face arrière, il n'y a donc pas de réabsorption par le plasma de  $Si_3N_4$  contrairement à l'Al.

Regardons à présent **l'influence de l'énergie laser** sur l'intensité des raies en face arrière de la cible. On constate rapidement que cette influence n'est pas négligeable pour les deux matériaux. Cela étant, pour le C l'état d'ionisation du plasma est plus sensible à l'énergie laser que dans le cas de l'Al. En effet, pour l'Al la variation d'énergie appliquée ne suffit pas à changer significativement les populations ioniques comme on peut le voir avec la fig. 7.24 où les deux spectres de différentes énergies sont superposables au niveau des structures.

Pour le C en revanche, les variations d'énergies ont une influence notable sur les spectres pour les deux positions de cible. La fig. 7.25 (a) montre des spectres pour diverses énergies,



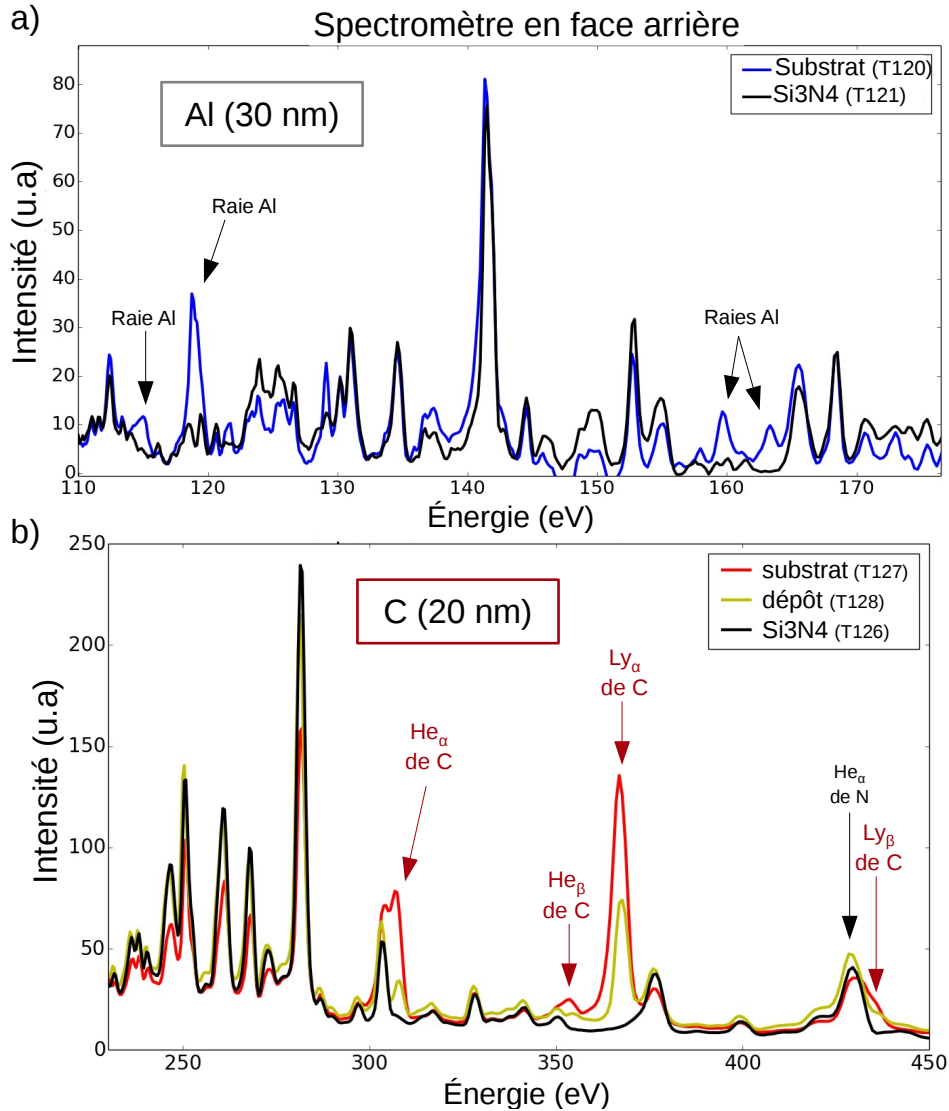


FIGURE 7.23 – (a) Comparaison d'un spectre de  $Si_3N_4$  pur (50 nm) avec un spectre d'une cible d'Al (30 nm) en position "substrat", les énergies laser sont similaires ( $\approx 2$  J). (b) Comparaison d'un spectre de  $Si_3N_4$  pur (50 nm) avec un spectre d'une cible de C (30 nm) en position "substrat" et un spectre d'une cible de C (20 nm) en position "dépôt", les énergies laser sont respectivement de 1,89 J, 1,97 J et 1,89 J.

de cibles de C en position "dépôt". Le spectre d'une cible de  $Si_3N_4$  pure est aussi tracé (courbe noire) pour servir de témoin des raies du Si et du N et ainsi bien voir la différence avec le C. L'émission du C est clairement visible sur les deux tirs en position "dépôt" où les quatre raies du C décrites dans le tableau 7.1 sont présentes. Cela étant elles ne sont toutes visibles que pour le tir à 0,14 J. En effet, pour le tir à 1,89 J la raie  $He_{\beta}$  n'est pas présente et les trois autres sont nettement moins intenses que lorsque l'énergie est plus faible. Avec moins d'énergie, on ionise moins le plasma et les ions  $C^{4+}$  sont largement présents tandis que sur le tir à 1,89 J la cible est plus fortement chauffée et ionisée et les raies héliomoides sont beaucoup moins visibles. On peut confirmer cette idée avec les rapports de raies explicités dans le tableau de la fig. 7.25 (b).

Enfin avec des cibles en position "dépôt" où l'on tire directement sur le C avec une énergie pas trop importante, on constate que le  $Si_3N_4$  placé derrière n'est pas chauffé et que l'on ne détecte qu'un spectre de C. Ceci est illustré par le spectre rouge obtenu avec une énergie laser de 0,14 J où seulement les raies du C apparaissent contrairement au tir à 1,89 J (spectre jaune) où de nombreuses raies du Si et du N sont aussi présentes.

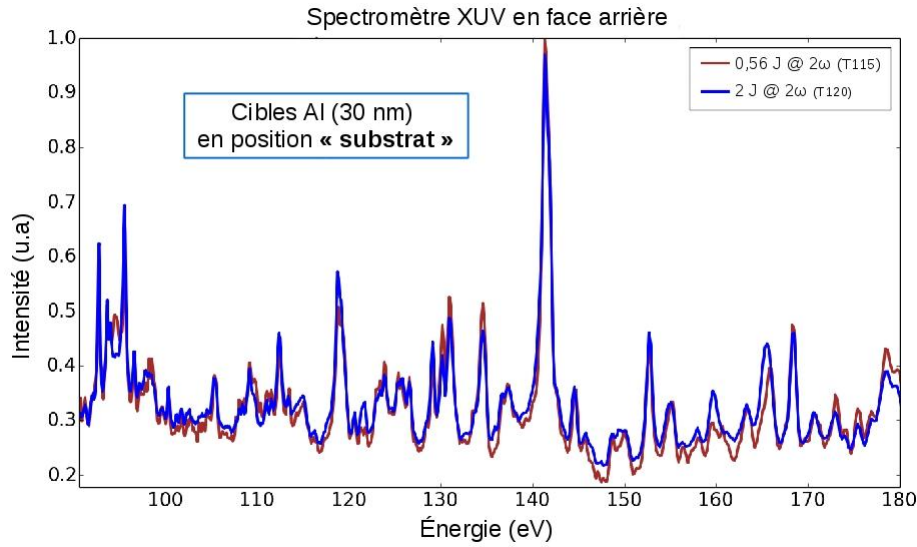


FIGURE 7.24 – Influence de l'énergie laser : comparaison de spectres normés obtenus avec des cibles d'Al (30 nm) en position "substrat" mais pour des énergies laser différentes.

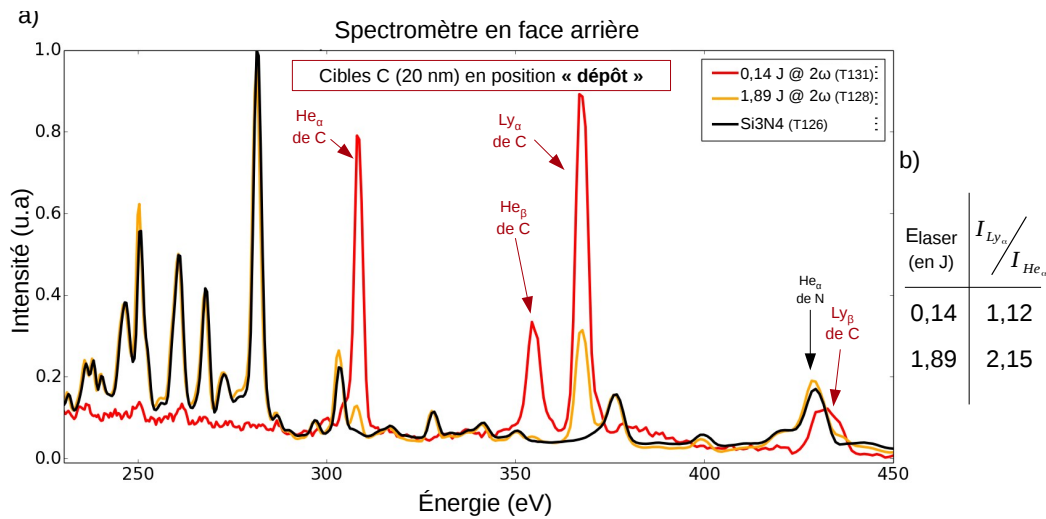


FIGURE 7.25 – Influence de l'énergie laser : (a) comparaison de deux spectres de cibles de C en position "dépôt" de 20 nm d'épaisseur (courbes de couleurs) pour différentes énergies laser, avec un spectre de  $Si_3N_4$  (courbe noire) qui sert de témoin pour discriminer les raies du C; (b) valeurs des rapports d'intensités des raies  $He_\alpha$  et  $Ly_\alpha$ .

Les différences d'ionisation se retrouvent aussi clairement avec les cibles en position "substrat" présentées sur la fig. 7.26 (a). Cette fois ci les quatre raies vues précédemment n'apparaissent que pour le tir de plus haute énergie (1,97 J). Dans cette position le laser arrive sur le  $Si_3N_4$ , il faut donc plus d'énergie pour chauffer la strate de C. En effet, le tir de plus basse énergie à 0,13 J (courbe jaune) ne montre que la raie  $He_\alpha$ . Le chauffage n'est visiblement pas suffisant pour créer des ions hydrogénoïdes ainsi qu'un grand nombre d'ions héliomoides.

Les raies  $He_\alpha$ ,  $He_\beta$  et  $Ly_\alpha$  apparaissent plus nettement sur le tir à 0,57 J mais le rapport de la raie  $Ly_\alpha$  sur la raie  $He_\alpha$  reste assez faible (=1,07, voir tableau (b) de la fig. 7.26) et la raie  $Ly_\beta$  n'est pas visible. Il n'y a donc toujours pas suffisamment d'énergie pour ioniser beaucoup d'atomes jusqu'au ions  $C^{5+}$ . En revanche avec le tir à 1,97 J, le rapport d'intensité des deux raies citées précédemment est cette fois plus important (=1,73, voir tableau (b) de la fig. 7.26), ce qui illustre le fait qu'avec cette énergie, l'ionisation du

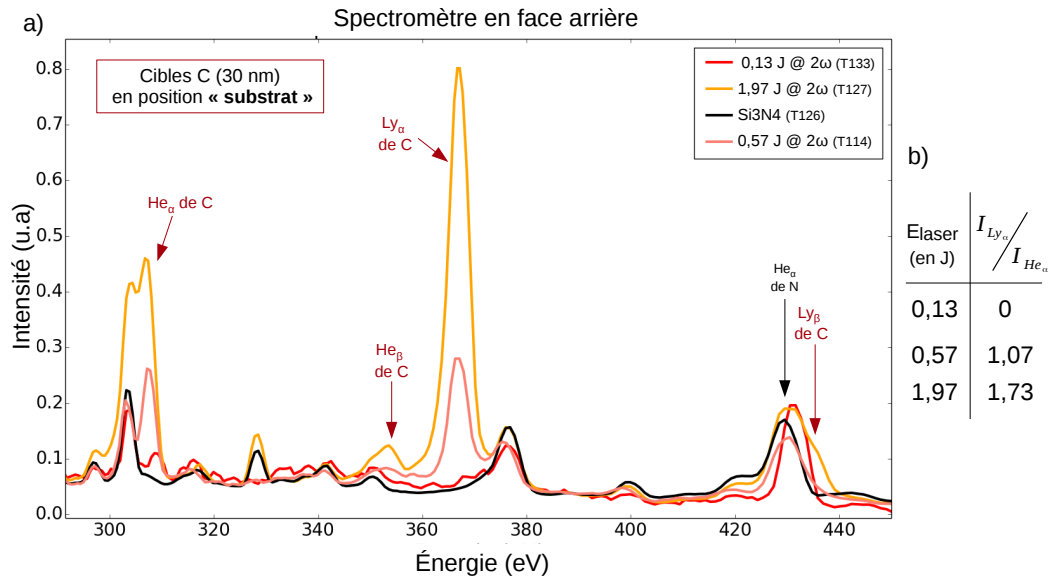


FIGURE 7.26 – Influence de l'énergie laser : (a) comparaison de trois spectres pour des cibles de C en position "substrat" de 30 nm d'épaisseur (spectres de couleur) et pour des énergies laser différentes, avec un spectre de  $Si_3N_4$  (spectre noir) qui sert de témoin pour discriminer les raies du C ; (b) valeurs des rapports d'intensités des raies  $He_\alpha$  et  $Ly_\alpha$ .

plasma est plus marquée par la présence d'ions hydrogénoïdes, ce qui est cohérent avec l'apparition de la raie  $Ly_\beta$  qui n'est pas visible sur les autres spectres de plus basse énergie.

Enfin, nous pouvons noter que **l'épaisseur d'une strate de matériau donné**, autre paramètre variable, en plus de l'énergie laser et de la position des cibles, n'a dans les limites explorées ici, pas d'influence significative sur les spectres comme l'illustre la fig. 7.27 avec pour exemple une cible de C.

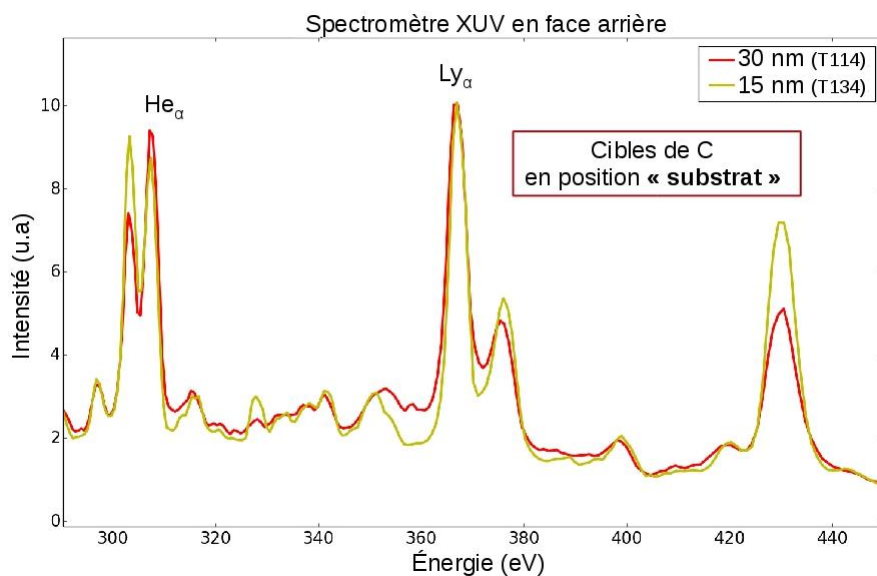


FIGURE 7.27 – Influence de l'épaisseur de la cible : comparaison entre deux spectres de cibles en position "substrat" obtenus pour des énergies laser similaires (autour de 500 mJ) mais avec des épaisseurs différentes.

Avec ces nombreux spectres obtenus dans diverses conditions de plasma grâce aux deux positions de la cible possibles et grâce à la variation d'énergie laser on obtient des données

spectroscopiques qui témoignent en détail de l'ionisation des plasmas de C et d'Al aussi bien en face avant qu'en face arrière. On peut maintenant confronter ces données à des calculs hydrodynamiques afin de vérifier la cohérence des observations.

### 7.3.3 Première comparaison avec les calculs du code SCO-RCG

Une première comparaison des résultats expérimentaux avec les calculs du code de physique atomique SCO-RCG est présentée sur la fig. 7.28. Le spectre théorique, sans

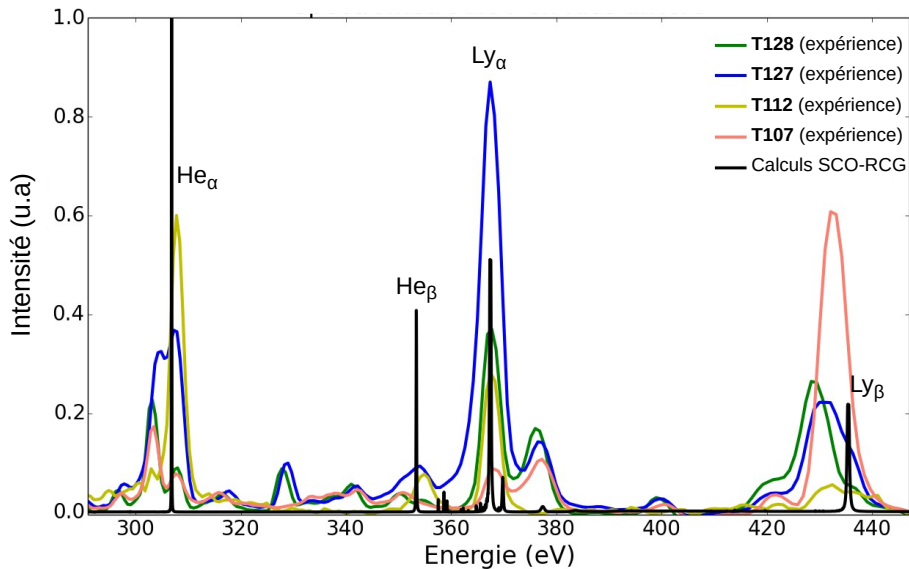


FIGURE 7.28 – Comparaison entre les calculs du code SCO-RCG (en noir), faits en considérant une température électronique de 50 eV et une densité de matière de  $10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$ , et quatre spectres expérimentaux.

largeur expérimentale, en noir sur la figure, est obtenu en considérant une température électronique de 50 eV et une densité de matière de  $10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$ . Il est comparé à quatre spectres expérimentaux obtenus dans les quatre configurations possibles de l'expérience :

- le spectre du tir 107, en rose, est obtenu avec une cible **chauffée par le  $\text{Si}_3\text{N}_4$**  et avec le spectromètre détectant la **face avant** ;
- le spectre du tir 127, en bleu, est obtenu avec une cible **chauffée par le  $\text{Si}_3\text{N}_4$**  et avec le spectromètre détectant la **face arrière** ;
- le spectre du tir 112, en jaune, est obtenu avec une cible **chauffée par le C** et avec le spectromètre détectant la **face avant** ;
- le spectre du tir 128, en vert, est obtenu avec une cible **chauffée par le C** et avec le spectromètre détectant la **face arrière** ;

De plus les tirs 107 et 112 sont effectués avec une énergie assez basse, inférieure à 500 mJ tandis que les tirs 127 et 128 correspondent eux à des énergies laser sur cible autour de 2 J.

Ainsi, on voit que les rapports de raies sont très différents selon la configuration du tir et que le spectre théorique présenté ici est en assez bon accord avec seulement un des spectres expérimentaux, celui du tir 112. En effet les autres spectres présentent des rapports de raies entre l' $\text{He}_\alpha$  et la  $\text{Ly}_\alpha$  inversés.

Cette idée est illustrée plus clairement avec la fig. 7.29 qui compare le tir 112 avec les calculs théoriques. On voit ainsi que les rapports d'intensité sont similaires,  $I_{He_\alpha}/I_{Ly_\alpha} \approx 2,1$  pour le tir 112 et  $I_{He_\alpha}/I_{Ly_\alpha} \approx 1,95$  pour le spectre calculé à l'aide du code SCO-RCG.

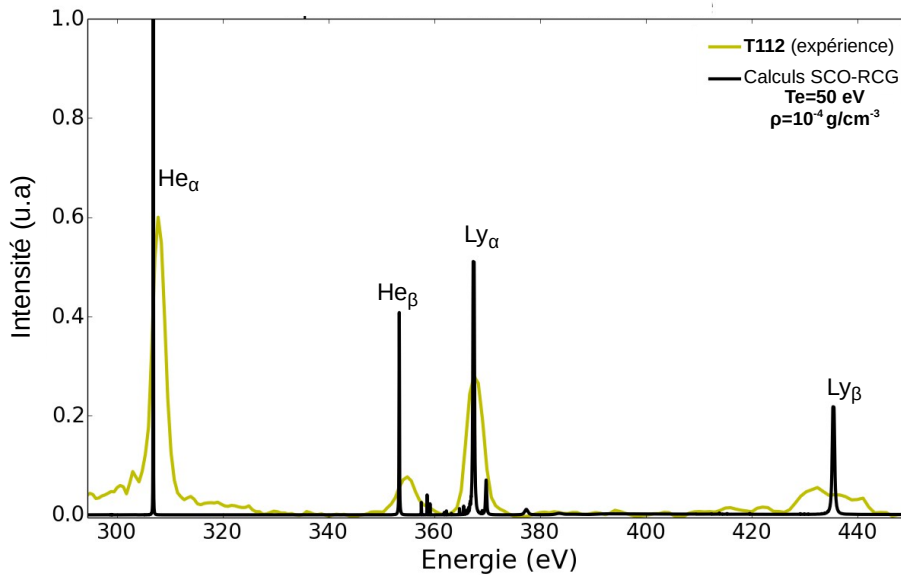


FIGURE 7.29 – Comparaison entre un spectre expérimental de C et un spectre théorique calculé à l'aide du code SCO-RCG.

Cela étant, on peut aussi noter que l'intensité des raies théoriques  $He_\beta$  et  $Ly_\beta$  sont plus importante que celles du tir 112. Il faut donc poursuivre l'analyse ainsi que les calculs afin de reproduire les divers spectres obtenus dans les différentes configurations.

Ajoutons enfin que ces premiers calculs théoriques, indiquant une température électronique autour de 50 eV dans le cas d'une cible de C en position "dépôt", donc où la strate de C est directement chauffée par le laser, nous autorisent à penser que les autres spectres de la fig. 7.28 sont obtenus pour une température électronique supérieure. En effet on peut voir que l'intensité de la raie  $Ly_\alpha$  des tirs 127 et 128 est plus importante que celle de la raie  $He_\alpha$ , contrairement au tir 112, sous-entendant que les plasmas en questions sont plus ionisés en raison d'un chauffage plus important. Notons que cette observation est cohérente avec les énergies laser utilisées, pour les tirs 127 et 128, qui sont plus élevées.

### 7.3.4 Conclusion de cette expérience

Nous avons avec cette expérience collecté de nombreuses données spectroscopiques sur l'émission en couche K du carbone et en couche L de l'Al. Les spectres obtenus sont étalonnés avec une précision en énergie de  $\pm 0,3$  eV dans de multiples conditions de chauffage et possèdent une résolution allant de  $\pm 0,15$  eV à  $\pm 2,5$  eV selon la position dans la gamme spectrale.

De plus, ces données spectroscopiques sont complétées par des mesures hydrodynamiques permettant de retrouver la densité du plasma et ainsi de mieux caractériser les conditions dans lesquelles sont détectées les spectres, à savoir une densité de matière autour de  $10^{-5} - 10^{-4}$  g/cm<sup>-3</sup>.

Les deux positions de la cible, la détection en face avant et en face arrière par le spectromètre ainsi que la variation de l'énergie laser, impliquant diverses conditions de chauffage,

nous ont permis de détecter de multiples spectres témoignant de plasmas dont les populations ioniques et l'opacité diffèrent.

Ainsi la totalité des spectres détectés au cours de cette expérience représente une importante source de données, variées et bien résolues, pouvant servir à confronter les modèles théoriques des codes de physique atomique.

Une première comparaison avec un spectre théorique obtenu à l'aide du code SCO-RCG a été faite où les calculs laissent penser que, dans le cas d'une cible de C en position "dépôt", le plasma créé aurait une température électronique autour de 50 eV et que pour la plupart des autres spectres, obtenus avec des énergies laser supérieures, la température électronique serait plus importante.

Notons que ces premiers calculs ont été fait à l'aide d'un code ETL, qui ne correspond pas réellement aux conditions des plasmas étudiés ici. Ainsi un travail d'analyse et de confrontation avec les modèles théoriques HETL doit encore être fait pour tirer profit de la richesse des données spectroscopiques accumulées avec cette expérience. En effet, les plasmas HETL étant particulièrement difficiles à modéliser, la multitude de spectres constitue une aide précieuse dans la confrontation avec la théorie.

# Chapitre 8

## Émission X d'ions creux au sein d'un plasma de Cu créé par laser

Traditionnellement, la spectroscopie d'émission est basée sur l'étude des raies de résonance qui sont particulièrement intenses et, par conséquent, très pratiques pour l'analyse. On peut y mesurer aisément des largeurs de raies ou bien des rapports d'intensité [50, 51, 71]. En 1972, une nouvelle catégorie de raies est introduite par Gabriel [44], à savoir des raies de résonance écrantées par un nombre d'électrons spectateurs donné et qui sont appelées "raies satellites". Les électrons spectateurs se trouvent essentiellement dans des états auto-ionisants et par conséquent sont fortement impliqués dans les processus de recombinaison diélectronique (voir chapitre 2). Les raies liées à ce type de transitions, les satellites diélectroniques, sont dès lors très utilisées comme diagnostic dans les plasmas denses créés par laser [65, 76, 101]. Elles sont aussi identifiées comme étant à l'origine de distributions spectrales plus ou moins exotiques dues à des effets d'opacité [104] ou à la recombinaison à trois corps (voir chapitre 1 et [106]).

Parmi les différents satellites diélectroniques, on s'intéresse au travers de cette expérience à ceux liés aux ions qui possèdent une double lacune électronique en couche K appelés "ions creux". L'étude de cette configuration exotique présente divers intérêts.

D'un point de vue expérimental, la distribution spectrale de ce type d'ions fournit des raies d'émission X bien séparées qui peuvent donc facilement être distinguées des autres transitions. De plus, en raison de la double lacune en couche K, l'état le plus absorbant est l'état excité  $K^1L^X$  qui reste peu peuplé même dans des plasmas denses. Ainsi l'opacité "lié-lié" est faible et l'émission X provenant des ions creux a une forte probabilité de sortir du plasma même si ce dernier est très dense.

Jusqu'à maintenant, l'émission X des ions creux a été observée dans des expériences d'interaction de faisceaux d'ions avec des surfaces, dans des conditions de faible densité [3, 21] ainsi que dans plusieurs expériences de plasmas créés par lasers visibles et IR d'intensité modérée [1, 2, 105]. Mais l'origine de la forte intensité de cette émission reste inexpliquée. En effet, les modèles de type "collisionnel-radiatif" prédisent que l'émission des ions creux dans les plasmas denses créés par laser devrait être faible. Ainsi pour que les calculs soient en accord avec les observations expérimentales, il faut arbitrairement augmenter la population d'ions creux de plusieurs ordres de grandeurs. Un fort intérêt de comprendre et d'expliquer la cinétique et l'influence des ions creux ressort de cette constatation. Cet intérêt a été récemment relancé par l'observation de raies intenses d'émission X provenant d'ions creux dans un plasma d'Al créé par un laser petawatt [30]. Même si les mécanismes

responsables ne sont pas encore bien identifiés et démontrés, il reste indubitable que la spectroscopie de haute résolution est nécessaire pour faire la lumière sur ces questions.

Les expériences présentées dans ce chapitre ont pour objectif de contribuer à la compréhension des conditions de présence des ions creux au sein de plasmas créés par des lasers dont la puissance est de l'ordre du pétawatt.

Deux expériences complémentaires ont été réalisées sur l'installation laser PALS, une en mai 2013, et une en mai 2014. La première avait pour objectif d'étudier la physique atomique au sein de plasmas hors équilibre thermodynamique local dans lesquels des électrons suprathermiques seraient présents. Ainsi nous avons pu étudier à la fois la propagation de ces derniers et l'éventuelle présence d'ions creux. En effet, la présence d'électrons rapides favorise les processus atomiques pouvant être à l'origine de la production d'ions creux au sein de plasmas créés par laser, tels que la recombinaison électronique et l'excitation collisionnelle (voir chapitre 1).

La seconde expérience est directement dédiée à la détection d'ions creux dans diverses conditions hydrodynamiques maîtrisées au travers la variation de différents paramètres.

## 8.1 Introduction à la théorie des ions creux

Les ions creux induisent une émission X liée à des transitions du type :

$$K^0L^N \rightarrow K^1L^{N-1} + \hbar\omega_{hollow} \quad (8.1)$$

Cette émission est essentiellement localisée entre les raies  $Ly_\alpha$  et  $He_\alpha$  définies par la transition électronique de la couche 2p vers la couche 1s des ions, respectivement hydrogénoïdes et héliumoïdes, qui constituent des raies de résonance entre lesquelles aucune autre émission n'est habituellement observée. Comme montré dans [103], la longueur d'onde centrale de l'ensemble des ions creux émetteurs dans cette région peut être approximée par :

$$\lambda_{hollow} \approx \frac{1,215 \cdot 10^{-7} m}{(Z_n - \sigma_{Ly_\alpha} - \sigma_L \times (N - 1))^2} \quad (8.2)$$

où  $Z_n$  est la charge du noyau,  $\sigma_{Ly_\alpha}$  la constante d'écrantage liée aux transitions  $Ly_\alpha$ ,  $\sigma_L$  la constante d'écrantage liée aux électrons de couche L des ions héliumoïdes à oxygénoïdes et  $m$  la masse de l'atome.  $N$ , le nombre maximum d'électrons dans la couche L qui entraîne des transitions d'ions creux entre les raies  $Ly_\alpha$  et  $He_\alpha$  est donné par :

$$N \approx \frac{\sigma_{He_\alpha} - \sigma_{Ly_\alpha} + \sigma_L}{\sigma_L} \quad (8.3)$$

Selon ces équations, pour  $N=2-7$ , l'émission d'ions creux correspondante est bien située spectralement entre les raies  $Ly_\alpha$  et  $He_\alpha$ . Cela étant, d'autres type de configurations d'ions creux peuvent être prises en compte si on considère des électrons spectateurs situés dans des couches élevées [114]. Ce type de transitions est cependant difficile à observer en raison de la faible séparation spectrale des raies, mais peuvent s'avérer d'un grand intérêt dans l'interprétation de certains plasmas comme par exemple quand des ions fortement ionisés interagissent avec un gaz froid qui peuple les couches élevées par des électrons spectateurs [105].



De plus, on peut estimer l'intensité de cette émission pour des ions fortement ionisés au sein d'un plasma dense, en se basant sur un modèle coronal :

$$I_{\text{hollow}}(K^0L^N) \approx n_e n_{K^1L^{N-2}} \frac{A}{A+\Gamma} \langle DC \rangle + n_e n_{K^1L^{N-1}} \frac{A}{A+\Gamma} \langle C \rangle \quad (8.4)$$

Dans cette équation, le premier terme désigne l'intensité due à la recombinaison diélectronique qui se produit pour les états excités  $K^1L^{N-2}$ . Le second terme lui, correspond à la contribution de l'excitation collisionnelle qui provient des états excités  $K^1L^{N-1}$ .

Typiquement, le rapport  $A/(A+\Gamma)$  sera de l'ordre de 0,1 pour un plasma d'Al et les états excités  $K^1L^{N-2}$  et  $K^1L^{N-1}$  seront peu peuplés. Ainsi on comprend que l'émission d'ions creux sera très faible devant l'émission de raies satellites habituelles, induites par la capture diélectronique impliquant un état fondamental tels que  $K^2$  et  $K^2L^N$ , d'après les modèles "collisionnel-radiatif".

## 8.2 Les études expérimentales de plasmas de Cu

### 8.2.1 L'installation laser PALS (Prague Asterix Laser System)

Le PALS est un laser à iode capable de délivrer jusqu'à 1 kJ d'énergie à sa longueur d'onde fondamentale de  $1,315 \mu\text{m}$ . Ce laser peut être divisé en plusieurs faisceaux avec des durées d'impulsion ajustables par rapport au faisceau principal. De plus tous les faisceaux peuvent être doublés ou triplés en fréquence. On peut voir sur la fig. 8.1 deux images, une de la salle d'amplification laser et une de la salle d'expérience.



FIGURE 8.1 – Images de l'installation laser PALS : la salle d'amplification laser à gauche et la chambre expérimentale à droite (<http://www.pals.cas.cz/>).

Pour les deux expériences présentées ici, nous utilisons toute l'énergie sur un seul faisceau, focalisé au maximum, à savoir une tache focale d'environ  $80 \mu\text{m}$  de diamètre, avec une durée d'impulsion allant de 0,3 à 0,4 ns et dans les configurations  $1\omega$  et  $3\omega$ . Les énergies envoyées sur cibles varient de 300 J à 900 J à  $1\omega$ , ce qui implique, en considérant que toute l'énergie laser est absorbée par la cible, une intensité maximale allant de  $1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  à  $3 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ .

## 8.2.2 Montages expérimentaux et résultats

### La première expérience :

#### *Propagation d'électrons suprathermiques et l'apparition d'ions creux*

L'expérience présentée ici n'a pas été effectuée durant le travail de thèse mais quelques mois avant dans le cadre du stage de fin d'étude, et constitue une première étape dans l'objectif de détection des ions creux. Ainsi elle est abordée ici sommairement afin d'introduire la seconde expérience qui, elle, a été réalisée dans le cadre de la thèse.

La fig. 8.2 présente le schéma du montage expérimental sur lequel nous pouvons voir la présence de quatre diagnostics ainsi que la cible constituée par une feuille de cuivre. Durant cette campagne nous utilisons des cibles de Cu planes de  $1,5 \mu\text{m}$  ou de  $3 \mu\text{m}$

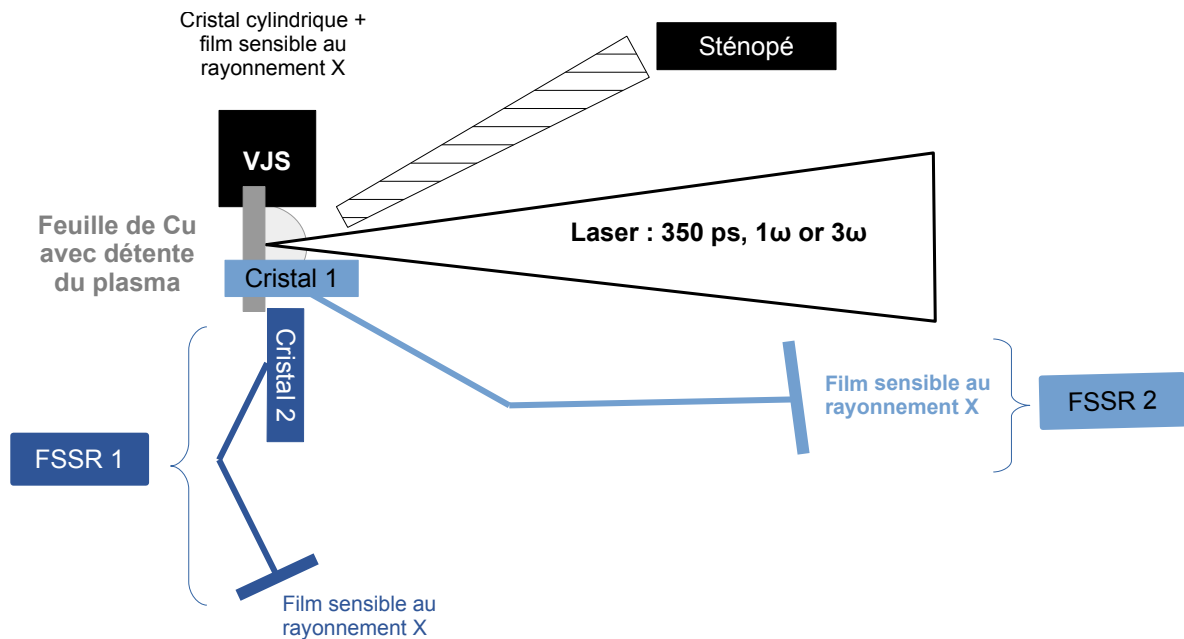


FIGURE 8.2 – Schéma, vue de côté, du montage expérimental de l'expérience de mai 2013 sur l'installation laser PALS.

d'épaisseur. L'émission provenant de ces cibles irradiées par le faisceau laser est détectée par les diagnostics suivants :

- deux spectromètres FSSR (voir détail au chapitre 4.1.1) à haute résolution spatiale et spectrale composés chacun d'un cristal sphérique de quartz et d'un film sensible au rayonnement X comme détecteur (FSSR 1 et 2 sur la fig. 8.2). Dans les deux cas la configuration spectrale est la même et ces spectromètres sont dédiés à l'observation des raies  $Ly_\alpha$  à  $K_\alpha$  ;
- un spectromètre à cristal cylindrique vertical Johann (VJS sur la fig. 8.2) [94, 95] possédant une résolution plus grande que celle des FSSR permet l'observation en détail de la raie  $K_\beta$  ;
- une caméra sténopé observe en 2D le rayonnement X émis (voir chapitre 4.1.1).

La présence de deux FSSRs identiques dans leur configuration spectrale et regardant tous les deux au même endroit de la cible a pour but une étude de la polarisation du rayonnement, étude que nous n'aborderons pas dans ce manuscrit (pour plus de détails sur les études de polarisation voir [119, 58]). En dehors de cela, la détection simultanée de deux spectres théoriquement identiques permet aussi de distinguer le bruit d'un éventuel signal. Sachant que l'intensité d'émission des ions creux est très faible dans un plasma créé par

un laser moyennement intense, la comparaison des spectres pour chaque tir est essentielle. En effet des structures visibles sur les deux spectres, même faibles, ne pourraient être du bruit.

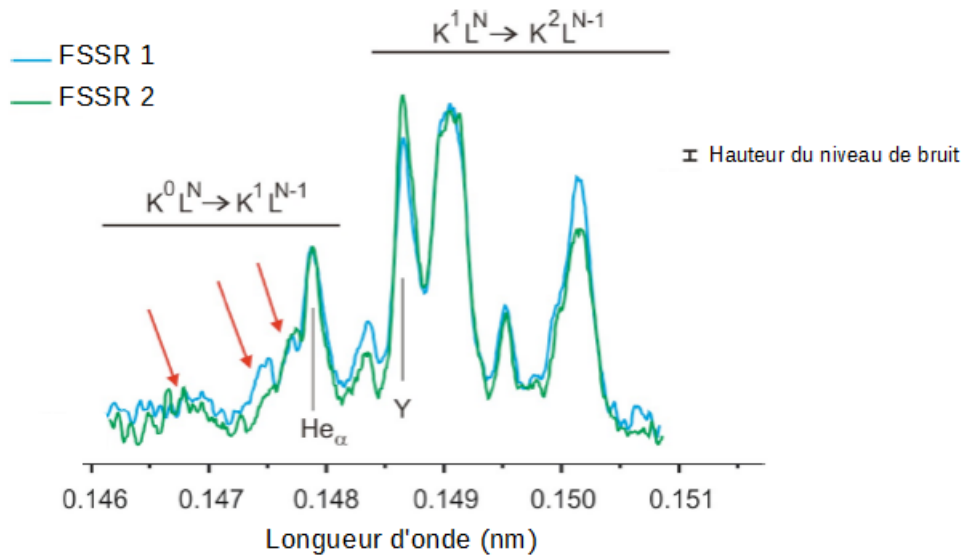


FIGURE 8.3 – Spectres expérimentaux de Cu ( $1,5 \mu\text{m}$  d'épaisseur) détectés par les deux FSSRs lors d'un même tir [103].

Ainsi, de nombreux tirs sont effectués permettant de rechercher le signal des ions creux éventuellement présents dans le plasma. L'utilisation ponctuelle d'une caméra CCD comme détecteur à la place des films sur un seul FSSR nous permet de détecter des spectres à plus faible énergie ( $< 200 \text{ J}$ ) augmentant ainsi le rapport signal sur bruit.

On peut voir un exemple des spectres obtenus sur la fig. 8.3 avec la comparaison des deux spectres de FSSR obtenus lors d'un même tir. Dans les deux cas nous pouvons constater la présence de structures similaires dans la région spectrale des ions creux du Cu (0,142-0,148 nm) mais aussi une raie un peu plus visible par le FSSR1. Cette région est illustrée

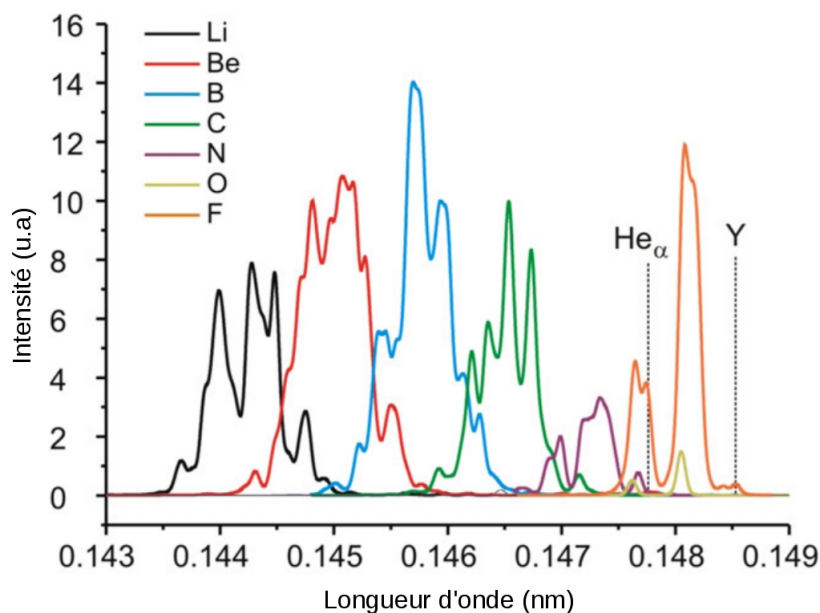


FIGURE 8.4 – Calculs effectués avec le code MARIA de l'émission des ions creux du Cu lithiunoïdes à oxygéoïdes.

par la fig. 8.4 qui présente, à travers les calculs du code Maria [99, 100, 101], l'émission théorique des ions creux du Cu pour la série de raies satellites allant des ions lithiunoïdes aux ions oxygéoïdes. Néanmoins l'identification finale de ces raies devra être confirmée par d'autres expériences.

Par conséquent, cette campagne dont l'objectif principal était l'étude des électrons suprathermiques (sujet que nous n'avons pas abordé dans cette thèse), a permis d'observer la présence de structures possiblement émises par des ions creux au sein d'un plasma créé par laser et ainsi de justifier une investigation dédiée à ces derniers. C'est l'objectif de la seconde expérience présentée ici, qui a été réalisée un an après la première.

### **La deuxième expérience :**

#### *Variation des conditions hydrodynamiques au service de la détection d'ions creux*

La fig. 8.5 présente le schéma de la vue du dessus du montage expérimental de la deuxième expérience. L'objectif principal de cette campagne est d'étudier la création

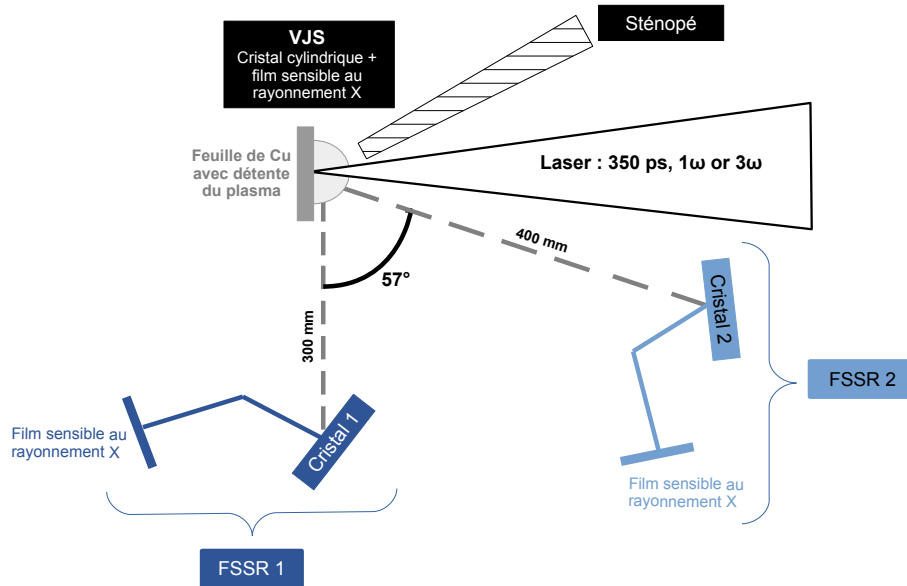


FIGURE 8.5 – Schéma, vue de dessus, du montage expérimental de l'expérience de mai 2014 dédiée aux ions creux, sur l'installation laser PALS.

d'ions creux au sein d'un plasma dense en faisant varier différents paramètres hydrodynamiques. Des cibles planes de Cu pur et d'autres recouvertes, de part et d'autre, de strates de plastique de 200 nm d'épaisseur chacune<sup>1</sup>, sont utilisées dans le but de modifier l'expansion du plasma. De plus l'épaisseur de la feuille de Cu est variée (1,5  $\mu\text{m}$ , 3  $\mu\text{m}$  et 6  $\mu\text{m}$ ), et deux fréquences laser différentes (1 $\omega$  et 3 $\omega$ ) sont utilisées. Ainsi nous pouvons produire des plasmas plus ou moins ionisés avec une fraction d'électrons suprathermiques plus ou moins importante. Pour contrôler ces conditions plasmas, les deux spectromètres FSSR sont équipés du même cristal de quartz ( $2d = 2,024 \text{ \AA}$ ) et réglés dans la même configuration qui couvre la série de raies satellites du Cu, allant de la raie  $He_{\alpha}$  à la raie  $K_{\alpha}$ . En effet il est important de détecter des raies bien connues et spectralement proches

1. Ce sont des cibles de type "sandwich" comme cela a déjà été présenté dans les chapitres précédents dédiés aux expériences d'absorption

des ions creux afin d'avoir un point de repère et d'être sûr de ce qu'on observe. De plus la variation de ces raies connues nous permet d'étudier les différences atomiques et hydrodynamiques du plasma. Les deux FSSR sont cependant positionnés dans la chambre expérimentale avec un angle de vue sur la cible différent. Le FSSR1 se trouve à 30 cm du plasma et observe ce dernier sur le côté c'est-à-dire parfaitement perpendiculaire au laser (cf fig. 8.5). Le FSSR2, quant à lui, est placé à 40 cm du plasma avec un angle de 57° par rapport au FSSR1. Ces spectromètres à cristaux de quartz sphériques possèdent une résolution spatiale qui, dans notre cas, se situe de la face avant vers la face arrière pour le FSSR1 et n'est pas significative pour le FSSR2 de part son angle d'observation qui implique qu'il n'observe pas strictement la face avant de la cible mais une zone intermédiaire entre la face avant et le côté du plasma. Cette différence d'angle de vue permet de comparer les intensités et donc d'étudier la différence d'ionisation entre la face avant et l'intérieur de la cible surtout dans le cas des feuilles de Cu "en sandwich" dans le plastique. De plus, avoir la même configuration spectrale sur les deux FSSRs autorise, comme pour l'expérience précédente, à faire la différence entre le bruit et un éventuel signal de faible intensité. Le bruit étant stochastique, des structures identiques sur les deux spectres, même d'intensité proche de celle du bruit de fond, ne peuvent pas être du bruit. Ainsi, cette association de spectromètres nous aide à discerner d'éventuels ions creux sur les spectres mesurés tout en reliant ces spectres aux conditions hydrodynamiques et atomiques du plasma.

On peut noter que ce dispositif expérimental a aussi permis une étude de la propagation des électrons suprathérmiques dans la cible [33] comme cela avait été déjà commencé avec la première expériences.

### 8.2.3 Traitement des données et résultats

À partir de l'image brute obtenue en scannant les films X, il faut récupérer un spectre exploitable physiquement. L'image brute en 2D est constituée de valeurs de niveau de gris en fonction des pixels dans deux directions. Le signal d'intérêt sur cette image est intégré sur chaque colonne de pixels afin d'obtenir un spectre en niveau de gris. L'intensité en niveau de gris est ensuite transformée en densités optiques (DO) grâce à la relation de correspondance du scanner, fournie par le fabricant :

$$DO(x_i) = -0,66369 \times \ln(0,00272545 \times x_i - 3,05908) + 3,45996 \quad (8.5)$$

avec  $x_i$  le niveau de gris du pixel  $i$ .

On passe ensuite des DOs aux photons/ $\mu\text{m}^2$  à l'aide de la courbe de corrélation fournie par KODAK, présentée sur la fig. 8.6. L'étape suivante consiste alors à soustraire le bruit de fond du signal. Pour cela on réalise les mêmes opérations que précédemment mais en sélectionnant sur l'image plusieurs zones de bruit de fond, pour moyennner ce bruit et enfin le soustraire au spectre de départ qui contient le signal.

Enfin il faut prendre en compte la réflectivité du cristal ainsi que la transmission des filtres utilisés.

Sur notre gamme spectrale, la réflectivité du cristal varie seulement de 2% [52], on peut donc considérer que l'intensité relative des raies ne varie que très peu avec la réflectivité et que nous pouvons la négliger. En revanche la transmission de 10  $\mu\text{m}$  de mylar autour de 8 keV est de 99%. Sachant que ce mylar est placé devant le cristal, le rayonnement passe deux fois à travers cette protection. Il faut donc considérer qu'il ne reste que 98%

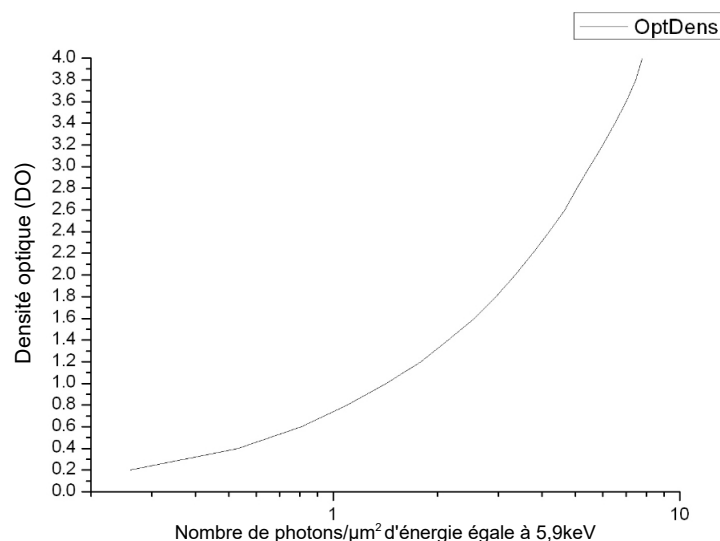


FIGURE 8.6 – Courbe de corrélation entre les DOs et l'intensité en photons/μm<sup>2</sup> pour des photons avec une énergie autour de 5.9 keV.

du signal qui arrive sur les détecteurs. Les filtres placés devant les films X quant à eux sont de l'Al d'une épaisseur de 10 μm et ont une transmission autour de 8 keV de 94,5% [52]. Par conséquent, les transmissions étant quasi constantes, le signal capté par les films des deux FSSRs pour chaque tir correspond à  $0,98 \times 0,945 = 92,6\%$  du signal émis par le plasma. Une fois cette correction liée aux filtres prise en compte, l'axe correspondant à la position des raies (initialement en pixels) doit être changée en longueur d'onde à l'aide de la relation de dispersion du spectromètre obtenue, à l'aide d'un logiciel de tracé de rayons basé sur le principe de fonctionnement du FSSR vu sur la fig. 5.20, et interpolée par :

$$\lambda(d) = 1,39236 + 0,006119 \times d + 5,7 \cdot 10^{-5} \times d^2 \quad [\text{Å}] \quad (8.6)$$

avec  $d$  la distance en μm. La valeur de  $d$  est obtenue en multipliant les valeurs en pixels par le pas du scanner qui est de 5,29 μm.

Une fois les spectres correctement étalonnés en intensité et en longueur d'onde, ils sont comparés entre eux et, *a priori*, aucune différence reproductible au niveau de l'intensité des raies spectrales n'est observée en accord avec les variations des paramètres. De plus, pour des paramètres identiques, les niveaux d'intensité des raies peuvent ne pas toujours être similaires.

Cela s'explique probablement parce que les paramètres variables de la cible n'ont pas suffi à modifier significativement l'état du plasma, notamment en raison d'une épaisseur des strates de plastique possiblement trop faible. En effet, la présence ou non de CH autour des feuilles de Cu n'a vraisemblablement que très peu fait varier l'expansion du plasma et la température au sein de la cible, car l'intensité des raies ne varie que faiblement.

De plus, les FSSR possédant une résolution spatiale, nous pouvons distinguer les spectres correspondant à la face avant ou arrière de la cible avec le FSSR1 (voir fig. 8.5) et ces derniers ne présentent pas de différences significatives contrairement à ce qui était attendu. Enfin, certains spectres obtenus sont quasi identiques et pourtant proviennent de deux cibles différentes, une sans plastique et une avec tandis que, dans les mêmes conditions d'autres spectres diffèrent. L'instabilité de ces plasmas HETL a donc été plus importante

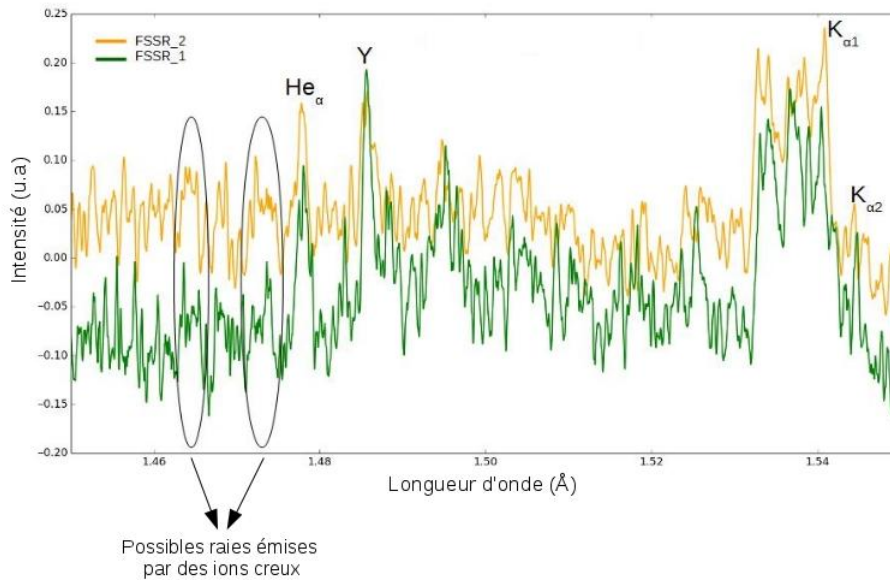


FIGURE 8.7 – Spectres expérimentaux du Cu ( $1,5 \mu\text{m}$  d'épaisseur) détectés par les deux FSSR lors d'un même tir avec une énergie laser de  $540 \text{ J}$  à  $1\omega$ .

que la variation des paramètres de la cible. Les différences observées ne dépendent pas directement des paramètres du plasma et aucun motif réellement reproductible dans la variation de l'intensité des raies ne se dessine, empêchant ainsi de tirer des conclusions raisonnables.

Cela étant, nous retrouvons de nouveau des spectres où des structures dans la gamme spectrale des ions creux du Cu apparaissent, ce qui encourage à poursuivre l'investigation lors de campagnes ultérieures où les paramètres des cibles auront des grandeurs plus significatives. La fig. 8.7 montre un exemple de spectres où des structures pouvant venir de transitions au sein d'ions creux sont perceptibles.

### 8.3 Conclusion de ces expériences

À travers ces deux expériences, nous avons commencé une étude sur l'émission d'ions creux dans des plasmas créés par laser d'intensité autour de  $10^{16} \text{ W/cm}^2$ . Cette investigation est prometteuse et innovante dans de tels plasmas et fournirait un nouveau moyen de diagnostiquer ces milieux hors équilibre et très complexes.

Jusqu'alors nous n'avons pas récolté de données suffisamment convaincantes concernant l'émission des ions creux, mais quelques observations encourageantes pouvant révéler leur présence dans les plasmas que nous avons étudiés poussent à poursuivre ce type d'expériences. Il faut aussi souligner que ces expériences ont fourni de nombreux spectres d'émission de la couche K du Cu avec des hautes résolutions spectrale et spatiale, permettant différentes études notamment sur la propagation des électrons suprathermiques au sein de la cible [33].

---

---

## Quatrième partie

---

---

### BILAN ET PERSPECTIVES

"La science conduit au savoir,  
l'opinion conduit à l'ignorance"

---

Hippocrate

Le travail réalisé durant cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'étude des propriétés radiatives de la matière à haute densité d'énergie. Il représente un travail expérimental ayant pour but de faire évoluer les modèles théoriques de physique atomique et indirectement les modèles hydrodynamiques.

L'objectif principal de ce type d'étude expérimentale est de fournir des données significatives et bien caractérisées dans le but de les confronter aux codes de physique atomique qui fournissent des calculs dans des domaines étendus de température et de densité, aussi bien utilisés pour les études de fusion par confinement inertiel que pour les modèles d'évolution stellaire en astrophysique.

Que ce soit par émission ou absorption, la spectroscopie constitue un outil de diagnostic puissant pour témoigner du transport de l'énergie radiative et des conditions du plasmas. Ainsi cette thèse représente aussi un travail de développement expérimental à travers l'usage de différentes techniques de spectroscopie et la détection de données fiables, de bonne qualité dans une large gamme d'énergie pour des plasmas aussi bien à l'ETL que HETL.

Regardons un peu plus en détails le bilan et les perspectives des expériences d'absorption et d'émission que nous avons réalisées.



## *Les expériences de spectroscopie d'absorption dans des plasmas proches de l'ETL*

Nous avons effectué des mesures d'absorption X et XUV au sein de plasmas de cuivre et de nickel (en couche L et M) et d'aluminium (en couche K) proches de l'ETL. Les deux expériences réalisées constituent un important travail expérimental qui fait suite aux mesures d'absorption effectuées dans les années précédentes par l'équipe expérimentale et interprétées en collaboration avec l'équipe théorique.

Dans l'ensemble, nous avons montré la validité et l'efficacité d'un nouveau schéma de chauffage indirect tout en faisant évoluer les diagnostics de spectroscopie et leur mise en oeuvre pour aboutir à la mesure simultanée de l'absorption X et XUV au sein d'un même plasma. Cela n'avait encore jamais été fait.

Pour détecter les spectres d'absorption simultanément dans les gammes X et XUV, nous avons testé les deux approches possibles de ce type de mesure, à savoir détecter de manière séparée ou simultanée le signal atténué par l'absorption du plasma et non atténué (c'est-à-dire de référence). Dans les deux cas nous avons montré que la transmission globale des spectres était obtenue avec une incertitude non négligeable :

- pour les mesures séparées, cela est dû à la fluctuation tir à tir qui empêche d'obtenir exactement deux fois la même source de backlighter avec deux tirs annoncés dans les mêmes conditions ;
- dans le cas des mesures simultanées, c'est la fluctuation tir-à tir associée à l'utilisation de deux spectromètres distincts et ne possédant pas le même angle d'observation, qui induit une transmission absolue encore perfectible.

Rappelons ici que cette perte de précision sur la transmission globale est une conséquence de la détection simultanée de spectres d'absorption dans les gammes X et XUV. En effet, détecter la transmission spectrale d'un plasma dans une seule gamme à la fois, ne soulèverait pas ce problème.

Ainsi, pour pallier ce manque de précision tout en gardant la mesure simultanée en X et XUV, une possibilité serait d'exploiter la résolution spatiale des spectromètres. Pour cela, on utiliserait un échantillon fait de deux parties distinctes, une avec un élément de Z modéré à étudier, en "sandwich" dans du carbone, et une autre avec seulement le carbone. Avec une telle cible, le rayonnement du backlighter serait d'un côté absorbé par le matériau de Z modéré et pas de l'autre.

Ainsi le spectromètre dans l'axe de radiographie pourrait détecter à la fois les signaux absorbé ( $I$ ) et non absorbé ( $I_0$ ), séparés spatialement sur un même détecteur, à la condition d'avoir une résolution spatiale suffisante. Cette configuration éliminerait le problème de la fluctuation tir à tir constatée lors de la mesure séparée de  $I$  et  $I_0$  et le problème des spectromètres différents observé avec la mesure simultanée dans la seconde expérience. On détecterait ainsi la même source de backlighter en X et en XUV, et avec un seul spectromètre dans l'axe de radiographie qui fournirait une mesure absolue et précise de la transmission globale du plasma.

Au delà de cette question de la transmission globale, **nous avons lors des deux expériences, collecté de nombreux spectres d'absorption du cuivre et du nickel, bien résolus, pour des températures a priori comprises entre 5 eV et 35 eV et**

**des densités entre  $10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$  et  $10^{-2} \text{ g.cm}^{-3}$ .**

Ces spectres ont été confrontés à des calculs théoriques effectués par deux codes différents de physique atomique (SCO-RCG et OPAMCDF), qui ont chacun montré un bon accord avec les données expérimentales pour une même densité et des températures semblables à moins d'1 % près. Ces codes étant basés sur des modélisations physiques différentes, cet accord commun avec les spectres expérimentaux soulève de nombreuses questions et une analyse approfondie reste encore à faire pour y répondre.

De plus, pour les deux expériences, des calculs hydrodynamiques 2D ainsi que des calculs de physique atomique ont été effectués. Dans un cas, les données expérimentales sont en assez bon accord avec les deux types de calculs. Dans le second cas, les spectres expérimentaux en bon accord avec les codes de physique atomiques ne correspondent pas aux prédictions hydrodynamiques. Ceci illustre le besoin de faire des mesures hydrodynamiques sur les plasmas étudiés. En effet il est indispensable de limiter le nombre de paramètres d'entrée (soit la température électronique soit la densité de matière) dans les calculs si on veut pouvoir faire une analyse approfondie des données et conclure sur l'impact des différentes couches électroniques et de leurs occupations dans un plasma donné. Pour cela, les données expérimentales doivent, à terme, être en accord aussi bien avec les modèles de physique atomique qu'avec les codes hydrodynamiques.

**La prochaine étape de cette recherche** serait donc de dédier des expériences aux mesures de température et de densité dans des plasmas créés par le rayonnement X de deux cavités en or. Typiquement ces mesures peuvent être faites par interférométrie, diffusion Thomson, ombroscopie ou encore par l'analyse du rapport de raies bien connues pour la température ou l'analyse du profil d'une raie pour la densité. Notons qu'une évolution possible de ce type d'expériences serait d'ailleurs de réduire la gamme spectrale pour détecter des structures bien connues telles que celles des transitions 1s-2p de l'aluminium, avec une très haute résolution afin d'étudier les effets d'élargissement du profil de raie qui nous apporteraient une autre information sur la densité du plasma.

De plus, on peut aussi envisager d'introduire un autre élément dans la cible qui servirait de traceur, c'est-à-dire un élément de  $Z$  suffisamment différent dont nous pourrions étudier le rapport de ses raies d'émission dans le but de déduire à nouveau la densité du plasma. À cela devraient aussi s'ajouter des mesures en plus grand nombre, de la température radiative au sein des cavités par le spectromètre DMX, que nous avons déjà utilisé pour quelques tirs. En effet, il est aussi très important de mesurer cette température avec une statistique suffisante pour valider les codes hydrodynamiques et être sûr du chauffage de l'échantillon. Ces mesures sont d'autant plus importantes que le code FCI2 est un code 2D alors que la géométrie de nos cibles est un problème en trois dimensions, non réductible à deux dimensions de manière satisfaisante. Ainsi les données expérimentales permettraient de déterminer quelles approximations sont valables pour simuler le chauffage de nos échantillons.

Notons aussi que d'un point de vue qualitatif, **les calculs hydrodynamiques** prédisent que les gradients spatiaux de température et de densité sont très réduits dans une strate d'élément donné au sein de l'échantillon. Par contre, des variations temporelles non négligeables sont aussi observées avec ces calculs alors que les spectres expérimentaux n'ont pas un aspect qui en témoigne (bonne résolution et structures susceptibles d'être interprétées

théoriquement avec une seule température). Nous avons vu dans cette thèse qu'une explication possible du manque de sensibilité de l'intensité spectrale en fonction des variations temporelles de densité et de température, serait que l'ionisation moyenne du plasma resterait quasi-constante au cours du temps de mesure. Cette hypothèse pourrait être validée à terme, par des mesures résolues en temps des spectres d'absorption X.

**Ce travail aura donc permis d'obtenir des spectres d'absorption X de suffisamment bonne qualité, sur lesquels on peut observer les structures des transitions 2p-3d et 2p-4d pour différents éléments.** Ces données qui apportent déjà de nombreux éléments d'études, méritent d'être complétées par de nouvelles mesures hydrodynamiques avant de pouvoir être complètement interprétées. Ainsi ce type de données pourrait finalement fournir des détails sur les configurations mises en jeu et leur interaction ou encore sur la séparation spin orbite, occasionnellement observée pour le cuivre et le nickel.

Notons aussi que de manière opportuniste, nous avons détecté des spectres d'absorption X avec une nouvelle configuration de chauffage, constituée de feuilles planes en or en lieu et place des cavités. **Ces nouvelles données vont nous permettre d'étudier l'établissement de l'équilibre thermodynamique du plasma.** En effet le rayonnement issu de ces feuilles n'est pas quasi-planckien comme il peut l'être plus sûrement avec l'utilisation des cavités. Par conséquent si les spectres, après analyse approfondie, correspondent toujours à un milieu proche de l'ETL, nous pourrions en conclure que c'est la densité élevée qui assure l'ETL grâce à la domination des collisions sur les phénomènes radiatifs. Sinon, cela montrera que la densité n'est pas suffisante et que le chauffage par rayonnement planckien reste indispensable. Une étude reste donc à poursuivre à ce sujet.

**Enfin ces expériences ont permis d'aboutir à des premières mesures simultanées de la transmission X et XUV d'un plasma.** Seulement quelques spectres XUV ont pu être détectés compte tenu des problèmes expérimentaux. Ces données sont néanmoins très encourageantes et nous ont permis de faire les premières comparaisons avec le code SCO-RCG. Nous avons constaté un bon accord entre un spectre XUV de la transmission du Ni et les calculs réalisés en considérant la température estimée grâce au spectre de transmission X du même échantillon. Cette première observation doit maintenant être confirmée par de nouvelles mesures XUV, résolues en temps pour se défaire du problème de l'émission propre des cavités, arrivant après le rayonnement du backlighter transmis par le plasma étudié.

**Pour conclure,** je pense que ce travail illustre la complexité de ce type d'expériences qui mettent en œuvre, à la fois des lasers de grande énergie, la mise en place de cibles complexes et fragiles et l'utilisation de multiples techniques de spectroscopie en parallèle. Rappelons aussi que **la mesure simultanée de spectres d'absorption dans les gammes X et XUV au sein d'un même plasma, est un objectif innovant et difficile qui permettrait des comparaisons très précises avec les modèles théoriques, et qui se doit d'être poursuivi pour le bénéfice de la communauté.**

# *La spectroscopie d'émission dans des plasmas HETL, de la couche K du carbone, de la couche L de l'aluminium et des ions creux du cuivre*

En spectroscopie d'émission, nous avons réalisé deux expériences aux sujets distincts qui tendent toutes les deux à mieux comprendre ces milieux complexes et encore mal caractérisés que sont les plasmas HETL :

- une sur l'émission XUV en couche L de l'aluminium et en couche K du carbone dans des plasmas caractérisés simultanément par des mesures hydrodynamiques. Cela dans le but de fournir des données à confronter aux modèles théoriques des plasmas HETL.
- une autre sur l'émission des ions creux du cuivre (couche K) dans des plasmas créés par laser petawatt, dans le but de développer un nouveau diagnostic de caractérisation des plasmas HETL à travers la compréhension du processus de création de ces ions exotiques.

**La première expérience a fourni de nombreux spectres bien résolus pour des plasmas dont les températures électroniques sont égales ou supérieures à 50 eV et pour des densités allant de quelques  $10^{-6}$  g.cm $^{-3}$  à quelques  $10^{-3}$  g.cm $^{-3}$ .**

L'obtention de spectres dans différentes conditions de chauffage des cibles, apporte ainsi des données qui témoignent des multiples conditions d'ionisation du plasma et qui fournissent de nombreuses informations à confronter aux codes de physique atomique. Nous avons vu notamment que le  $Si_3N_4$  réabsorbait l'émission de couche L de l'aluminium, ce qui n'était justement pas prédit par les codes, ceci illustrant la nécessité de fournir des données expérimentales. De plus, le rapport des raies peut aussi être utilisé comme un diagnostic de température électronique d'autant plus intéressant qu'il pourra être comparé aux données hydrodynamiques mesurées pendant l'expérience. En effet il semble fondamental de vérifier, grâce à ce type d'expériences, que les codes de physique atomique et d'hydrodynamique sont cohérents au regard des spectres expérimentaux.

Les spectres détectés ici, constituent une première étape dans l'obtention de données expérimentales dans cette gamme d'énergie allant de 50 à 550 eV.

Un travail d'analyse appuyé par des calculs théoriques reste encore à faire pour exploiter toutes les informations des spectres. Enfin la prochaine étape expérimentale serait de refaire ce type de mesures en ajoutant une résolution temporelle dans le but d'étudier les différentes phases d'évolution du plasma.

**La seconde expérience de spectroscopie d'émission** contribue à l'étude d'un sujet encore peu connu où beaucoup de choses restent à comprendre. Nous avons détecté de nombreux spectres, avec une haute résolution spectrale, de la série de raies satellites de la couche K du cuivre. Ceci dans le but d'observer l'émission provenant d'éventuels ions creux au sein du plasma et d'essayer de comprendre dans quelles conditions hydrodynamiques ils sont créés. **Au cours de cette expérience nous avons observé ponctuellement des structures de raies de faible intensité, dans la gamme d'énergie attendue pour l'émission des ions creux, qui encourage donc à poursuivre l'investigation.**

Notons aussi que cette expérience aura permis de collecter de nombreuses données de

qualité avec lesquelles plusieurs études sont menées. Cependant, il est difficile de relier l'intensité des spectres avec les variations des conditions du plasma attendues car la reproductibilité étant trop aléatoire, il est délicat d'aboutir à une conclusion.

Cette campagne expérimentale illustre la complexité de la recherche et le temps nécessaire pour avancer sur de nouveaux sujets. D'autres expériences sont donc à prévoir pour confirmer ces observations en variant les conditions hydrodynamiques à travers la configuration des cibles et l'utilisation d'un second faisceau femtoseconde qui viendrait ioniser davantage le plasma. Beaucoup reste à faire sur un sujet aussi prometteur et enthousiasmant.

# Liste des contributions scientifiques

## Publications

F. P. Condamine, M. Smid, O. Renner, M. Dozieres, F. Thais, P. Angelo, J-L. Bobin and F.B. Rosmej, "Suprathermal electrons in kJ-laser produced plasmas : M-shell resolved high-resolution x-ray spectroscopy study of transient matter evolution", J. of Phys. Conference Series, **717** (2016) 012060

F.B. Rosmej, R. Dachicourt, B. Deschaud, D. Khaghani, M. Dozieres, M. Smid, O. Renner, "Exotic X-ray emission from dense plasmas", J. Phys. B., **48** (2015) 224005

M. Dozières, F. Thais, S. Bastiani-Ceccotti, T. Blenski, J. Fariaut, W. Fölsner, F. Gilleron, D. Khaghani, J-C. Pain, C. Reverdin, F. Rosmej, V. Silvert, G. Soullié, B. Villette, "X-ray opacity measurements in mid-Z dense plasmas with a new target design of indirect heating", HEDP, **17** (2015) 231–239

## Communications orales

**Mai 2016** : 11<sup>ème</sup> conférence internationale HEDLA (High Energy Density Laboratory Astrophysics) à Menlo Park (USA, CA).

**Avril 2016** : 19<sup>ème</sup> conférence internationale APiP (Atomic Processes in Plasmas) à Paris (France).

**Septembre 2015** : 1<sup>er</sup> workshop international ATAPS (Actual Topics in Atomic Physics and Spectroscopy) à Paris (France).

**Juin 2016** : 7<sup>ème</sup> forum nationale de la Fédération Laser Plasma (ILP) à Porquerolles (France).

**Novembre 2014** : 16<sup>ème</sup> conférence internationale RPHDM (Radiative Properties in Hot Dense Matter) à Viennes (Autriche).

## Posters

**Mars 2015** : Deux posters à l'école avancée et conférence MMPS (Modern Methods in Plasma Spectroscopy) à Trieste (Italie).

# Annexe A

## Calculs "View Factor"

À l'aide de considérations géométriques, il est possible de calculer la proportion du flux total émis par une surface  $S_1$  et arrivant sur une surface  $S_2$ . Cette proportion de flux est appelée "facteur de forme", ou "View Factor", de la surface  $S_1$  vis à vis de la surface  $S_2$ .

Afin d'effectuer ce calcul, considérons deux éléments de surface  $dS_1$  et  $dS_2$  appartenant respectivement aux surfaces quelconques  $S_1$  et  $S_2$  représentées sur la figure A.1. Notons

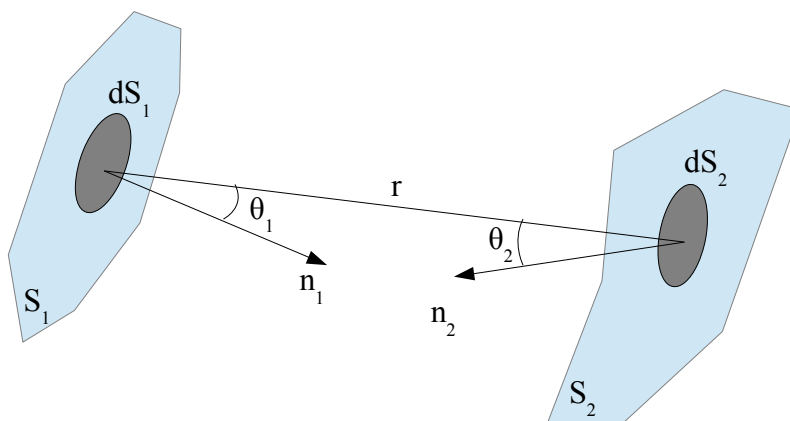


FIGURE A.1 – Schéma de principe du système étudié avec  $n_1$  et  $n_2$  les normales respectivement aux surfaces  $dS_1$  et  $dS_2$  ;  $r$  la distance entre un point de  $dS_1$  et un point de  $dS_2$  et  $\theta_1$  et  $\theta_2$  les angles respectivement entre les normales  $n_1$  et  $n_2$  et la droite joignant les deux surfaces  $dS_1$  et  $dS_2$ .

que dans notre cas, on considère l'émission de la surface  $S_1$  isotrope. Ainsi le flux émis par l'élément de surface  $dS_1$  en direction de l'élément de surface  $dS_2$  s'écrit :

$$d^2\phi_{12} = L_1 dS_1 \cos(\theta_1) d\Omega_1 \quad (\text{A.1})$$

avec  $L_1$  la luminance de  $dS_1$  et  $d\Omega_1$  est l'angle solide sous lequel l'élément de surface  $dS_2$  est vu par  $dS_1$  tel que :

$$d\Omega_1 = \frac{dS_2 \cos(\theta_2)}{r^2} \quad (\text{A.2})$$

Ainsi en remplaçant  $d\Omega_1$  on obtient :

$$d^2\phi_{12} = \frac{L_1 dS_1 \cos(\theta_1) dS_2 \cos(\theta_2)}{r^2} \quad (\text{A.3})$$

L'émission de la surface  $S_1$  étant isotrope,  $dS_1$  obéit à la loi de Lambert qui dit que :

$$M_1 = \pi L_1 \quad (\text{A.4})$$

avec  $M_1$  l'émittance totale de  $dS_1$ .

On a alors :

$$d^2\phi_{12} = \frac{M_1 dS_1 \cos(\theta_1) dS_2 \cos(\theta_2)}{\pi r^2} \quad (\text{A.5})$$

On peut maintenant intégrer cette équation sur  $S_2$  puis sur  $S_1$  pour connaître le flux total émis par  $S_1$  et arrivant sur  $S_2$  :

$$\phi_{12} = M_1 \int_{S_1} \int_{S_2} \frac{dS_1 \cos(\theta_1) dS_2 \cos(\theta_2)}{\pi r^2} \quad (\text{A.6})$$

Le facteur de forme  $F_{12}$  est alors défini comme le rapport entre le flux total émis par  $S_1$  arrivant sur  $S_2$  et le flux total rayonné par la surface  $S_1$  dans tout le demi-espace, de telle sorte que :

$$F_{12} = \frac{\phi_{12}}{\phi_{1tot}} = \frac{\phi_{12}}{M_1 S_1} \quad (\text{A.7})$$

d'où

$$F_{12} = \frac{1}{\pi S_1} \int_{S_1} \int_{S_2} \frac{dS_1 \cos(\theta_1) dS_2 \cos(\theta_2)}{r^2} \quad (\text{A.8})$$

On peut appliquer ce type de calculs aux configurations de type A et P, utilisées lors les expériences présentées dans ce manuscrit, pour comparer le flux reçu par l'échantillon dans les deux cas.

Les figs. A.2 et A.3 rappellent les géométries considérées respectivement pour les cibles de type A et de type P. Dans ces cas, un calcul de facteur de forme permet d'estimer le transfert d'énergie entre une surface émettrice (ici la cavité) et une surface réceptrice (ici l'échantillon).

Si on considère l'échantillon décrit en coordonnées cartésiennes (x,y) avec une résolution  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  et la cavité décrite en coordonnées sphérique ( $\theta, \phi$ ) avec une résolution  $\Delta\theta$ ,  $\Delta\phi$ , on obtient un facteur de forme de l'échantillon vis à vis de la cavité tel que :

$$F[x, y] = \frac{\Delta x \Delta y}{S} \int \int_S B[x, y, \theta, \phi] \frac{\cos(\theta_1[x, y, \theta, \phi]) \cos(\theta_2[x, y, \theta, \phi])}{\pi r[x, y, \theta, \phi]^2} R^2 \sin(\theta) d\theta d\phi \quad (\text{A.9})$$

avec :

- S la surface interne de la cavité (de rayon R) sans les trous
- $r[x, y, \theta, \phi]$  la distance entre un point de la source et un point de l'émetteur
- $\theta_1$  et  $\theta_2$  les angles entre la normale aux éléments de surface de la source et de l'émetteur et la droite joignant ces surfaces
- $B[x, y, \theta, \phi]$  le facteur masquant valant 0 ou 1, selon si un point émetteur (c'est-à-dire au sein de la cavité) peut être vu ou non par l'échantillon étant donné que ce dernier ne peut voir que le flux de la cavité sortant par le trou dit de "chauffage" sur les figs. A.2 et A.3.

Ensuite on effectue une symétrisation pour prendre en compte la seconde cavité, en supposant que la cible soit optiquement mince, de sorte que :

$$F[x, y] \rightarrow F[x, y] + F[x, -y] \quad (\text{A.10})$$



### Configuration de type A

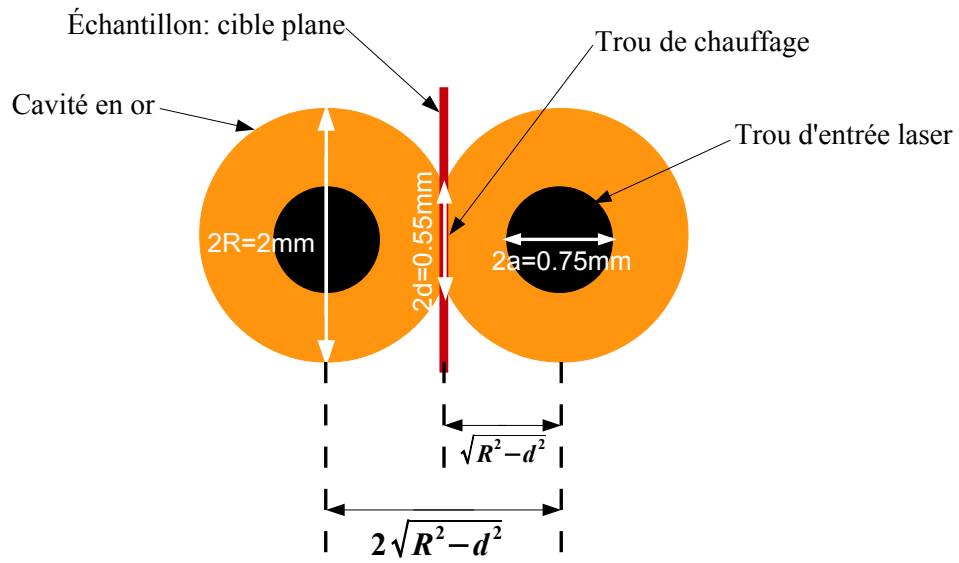


FIGURE A.2 – Schéma géométrique des configurations de type A.

### Configuration de type B

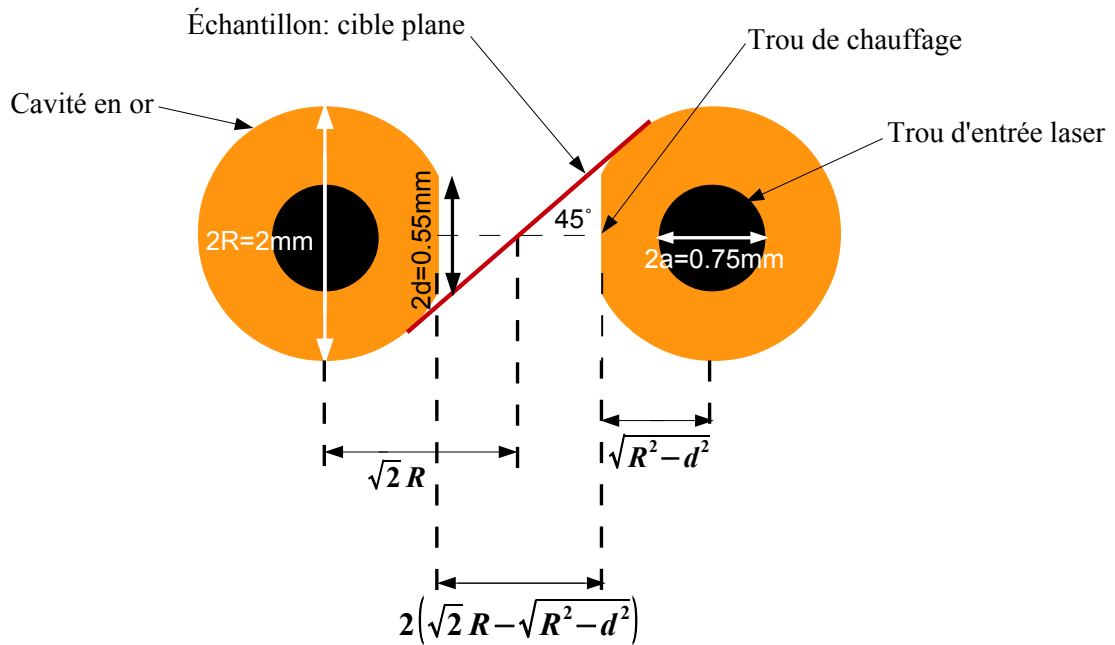


FIGURE A.3 – Schéma géométrique des configurations de type B.

# Annexe B

## La correction $dE/dX$

Lorsque l'on enregistre un spectre sur un détecteur, on reçoit une certaine quantité de photons à différentes énergies. On va donc collecter une intensité totale  $I$  pour chaque énergie de photon  $E=h\nu$ . On peut donc définir un spectre comme étant une fonction  $\partial I/\partial E$ . Cependant ce n'est pas cette quantité que l'on détecte directement.

En effet, sur les détecteurs on collecte une quantité de photons pour une énergie donnée, qui nous donne donc une intensité. Et chaque énergie  $E = h\nu$  est dispersée sur détecteur et correspond alors à une position bien précise notée  $x$ .

Ainsi la valeur que l'on observe directement pendant une expérience est la quantité  $\partial I/\partial x$  c'est-à-dire l'intensité en fonction d'une distance (en mm ou en pixel par exemple).

Pour retrouver la quantité d'intérêt physique, il faut appliquer une relation de dispersion pour transformer  $\partial I/\partial x$  en  $\partial I/\partial E$ . Cette relation de dispersion est donc une fonction qui relie la position  $x$  sur le détecteur à l'énergie des photons correspondante, c'est donc une fonction  $E(x)$ .

Ainsi la quantité physique d'un spectre peut s'exprimer comme :

$$\frac{\partial I}{\partial E} = \frac{\partial I}{\partial x} \times \frac{\partial x}{\partial E} \quad (\text{B.1})$$

avec  $\partial I/\partial x$  la quantité observée expérimentalement et  $\partial x/\partial E$  l'inverse de la dérivée de la relation de dispersion. Il faut donc diviser la quantité observée par cette dérivée pour récupérer le spectre physique.

De manière moins formelle, il faut comprendre que chaque énergie n'est pas dispersée avec le même angle, ainsi chaque énergie correspond en réalité à une position  $x \pm \delta x$  sur le détecteur. Par conséquent, pour une même quantité de photons détectée, plus le  $\delta x$  est grand, moins l'intensité sera importante. C'est ce qui se passe pour les hautes énergies. En revanche, pour les faibles énergies, le  $\delta x$  est plus faible et donc l'intensité plus forte. On comprend ainsi pourquoi il est nécessaire de corriger l'intensité du spectre selon ce critère.

L'objectif étant de retrouver l'intensité du spectre réelle pour laquelle chaque énergie correspondrait à une position unique  $x$  (donc avec  $\pm \delta x = 0$ ).

On peut aussi noter que dans le cas où la relation de dispersion serait parfaitement linéaire, c'est-à-dire telle que :

$$\frac{\partial I}{\partial E} = \frac{\partial I}{\partial x} \times a \quad (\text{B.2})$$

la correction sur l'intensité serait alors la même quelque soit l'énergie.

# Annexe C

## Le code hybride de physique atomique SCO-RCG

Le calcul de spectres d'opacité ou d'émissivité demande, en principe, la prise en compte de toutes les raies de toutes les transitions qu'il peut y avoir entre deux configurations électroniques des ions du plasma. Ce nombre de transitions peut devenir exorbitant pour des ions comportant un ou plusieurs électrons dans les couches ouvertes. Cela peut rendre les calculs extrêmement difficiles voir impossibles à réaliser. Une approche statistique a alors été développée dans certains codes de physique atomique pour pallier cette difficulté et pouvoir faire des calculs d'ions moyens ou lourds.

SCO-RCG [82, 89] est un code hybride de calcul d'opacité pouvant combiner modélisations statistiques des faisceaux de transitions et calculs détaillés qui prennent en compte la structure fine.

Un faisceau de transitions représente de nombreuses raies fines qui se chevauchent entre elles par divers mécanismes d'élargissement spectral et forment des "bandes" caractéristiques d'une paire de configurations électroniques donnée. L'idée de base est de simplifier la structure électronique du plasma. On définit alors la notion de "super-configuration" formée de toutes les configurations électroniques d'énergies adjacentes en rassemblant les sous-couches électroniques dont les énergies sont proches en "super-couches". Associé à cette notion, le formalisme STA ("Super-Transition-Array") est alors développé [7]. Un STA est l'ensemble de toutes les transitions associées à un saut électronique donné entre deux super-configurations. Il peut donc y avoir plusieurs STA entre deux super-configurations. Un STA est représenté par un profil gaussien caractérisé par son énergie moyenne et sa variance [8].

Dans le code SCO-RCG, des critères sont appliqués pour sélectionner certains faisceaux de transitions qui sont retirés de la statistique des super-configurations et remplacés par un traitement détaillé, raie par raie. Les données requises pour le calcul des faisceaux de transition détaillés (intégrales de Slater, spin-orbite et dipolaire) sont obtenues à l'aide du code de super-configurations SCO [14], garantissant de cette manière une description cohérente des effets de densité et d'écrantage plasma sur les fonctions d'onde. Ensuite, les niveaux d'énergie et les raies sont calculés par la routine RCG du code de structure atomique de Cowan [34].

La première étape consiste en un calcul d'atome moyen (par exemple voir [108]) donnant les populations moyennes des sous-couches. Puis, une liste de super-configurations du type :

$$(1s)^{P_1} (2s)^{P_2} \dots (n_{q-1}l_{q-1})^{P_{q-1}} \left( \prod_{i=q}^N n_i l_i \right)^{P_q} \quad (\text{C.1})$$

est générée, chacune contenant  $q$  super-couches et  $N$  sous-couches,  $nl_N$  étant la sous-couche de plus haute énergie obtenue à l'issue du calcul d'atome moyen à la densité et à la température d'intérêt.

À l'équilibre thermodynamique local, la théorie des fluctuations autour des populations fractionnaires de l'atome moyen est alors utilisée afin de déterminer le domaine de variation des populations  $P_k$  ( $k=1$  à  $N$ ). C'est-à-dire d'aboutir à la liste des configurations (si  $P_q$  est égal à zéro) ou super-configurations possibles (si  $P_q$  est strictement positif). Notons que dans le modèle de l'atome moyen, on considère des configurations électroniques moyennes dans le plasma. Ainsi il est possible que ces dernières ne représentent pas un nombre entier, d'où des populations "fractionnaires".

Les super-configurations sont alors triées selon leurs probabilités de Boltzmann, estimées à l'aide de l'atome moyen. Un calcul auto-cohérent est effectué pour chaque super-configuration qui est caractérisée, de ce fait, par son propre potentiel électrostatique et son propre jeu de fonctions d'onde.

La force de cette approche hybride est qu'elle permet de prendre en compte un grand nombre d'états excités et de raies satellites. Les probabilités de ces états peuvent être faibles, mais ces derniers sont souvent si nombreux qu'ils peuvent ensemble contribuer de manière significative à l'opacité totale.

Dans SCO-RCG, les orbitales sont traitées individuellement jusqu'à une certaine limite au-delà de laquelle elles sont rassemblées en une unique super-couche. Les orbitales groupées (typiquement  $5 < n < 12$ ) sont choisies de manière à ce qu'elles interagissent faiblement avec les orbitales de coeur, c'est la raison pour laquelle nous attribuons à ce groupe d'orbitales la dénomination de "super-couche de Rydberg". Un calcul détaillé (DLA : Detailed Level Accounting) est ensuite effectué (si c'est possible et nécessaire selon les critères de coalescence<sup>1</sup>) pour tous les faisceaux de transitions issus de cette configuration. Des calculs DLA sont effectués seulement pour des paires de configurations associées à moins de 800 000 raies. Dans les autres cas, les faisceaux de transitions sont modélisés de manière statistique par des profils gaussiens dans le cadre des formalismes "Unresolved Transition Array" (UTA) [9, 10] ou "Spin Orbit Split Array" (SOSA) [11]. Un UTA est associé à un faisceau de transitions entre deux super-configurations et représente la distribution statistique de ses raies. L'approximation UTA est particulièrement adaptée pour les milieux de  $Z$  faible et modéré à l'ETL (typiquement jusqu'au fer,  $Z=26$ ). En revanche pour des matériaux de  $Z$  plus élevé, pour lesquels l'interaction spin-orbite devient du même ordre de grandeur que l'interaction électrostatique, un éclatement en deux ou trois paquets du faisceau de transitions se produit. Ces nouveaux sous-faisceaux de transitions relativistes peuvent être modélisés dans le cadre du formalisme SOSA.

Dans la version actuelle du code, un nouveau modèle, "Partially Resolved Transition Array" (PRTA) [57] a été testé, qui permet de remplacer un grand nombre de faisceaux de transitions statistiques par des calculs détaillés réduits. Si la super-couche de Rydberg contient au moins un électron, les transitions issues de la super-configuration ne sont plus prises en compte par l'approche "Super-Transition-Array" (STA). Actuellement, les transitions issues de la super-configuration sont traitées dans le cadre d'un modèle du

---

1. La coalescence correspond au moment où deux raies se chevauchent et qu'on ne peut plus discerner la largeur de chaque raie. Un critère qui définit quand il y a coalescence est, par exemple quand  $x > \varepsilon$  avec  $x = \frac{L_1}{L_2}$  où  $L_1$  représente la largeur physique de la raie (effet Doppler, Stark, de collision...) et  $L_2$  représente la séparation moyenne en énergie entre deux raies du faisceau, c'est-à-dire la largeur du faisceau divisée par le nombre de raies du faisceau.

type PRTA étendu au formalisme des super-configurations (approche dénommée parfois « Super-PRTA »). La super-couche de Rydberg est repoussée de manière à minimiser sa contribution. Le nombre de calculs détaillés effectué dans SCO-RCG est maintenant largement dominant dans la version applicable aux plasmas de  $Z$  moyen. Par conséquent le spectre « théorique » est moins sensible à la modélisation de la contribution statistique résiduelle (UTA, SOSA ou STA).

# Annexe D

## Le code de physique atomique OPAMCDF

Le code OPAMCDF [31] est fondé sur l'approche Multi-Configuration Dirac-Fock (MCDF) [38, 48, 49], mise en oeuvre dans un code éponyme développé par J. Bruneau [22]. Les configurations calculées sont déterminées par fluctuations autour des populations moyennes de l'atome moyen relativiste et sélectionnées selon des critères sur leur probabilité estimée comme une distribution binomiale des populations des sous-couches électroniques [32]. L'interaction de configuration entre sous-configurations relativistes au sein d'une même configuration est prise en compte. Si le nombre de raies d'un faisceau devient trop important, typiquement supérieur à un million, il est possible de le traiter dans le cadre de l'approche PRTA (Partially Resolved Transition Arrays) [57]. Cette méthode consiste à remplacer le faisceau par un faisceau réduit, calculé en ne prenant en compte que les orbitales actives et les électrons spectateurs les plus fortement couplés aux électrons actifs. Dans OPAMCDF, l'approche PRTA est mise en oeuvre seulement si l'orbitale d'arrivée du faisceau n'est pas au-delà de la 6d, et si les orbitales plus externes (6f, 6g . . .) sont vides. Dans le cas contraire, le faisceau est modélisé par des UTA (Unresolved Transition Arrays) en couplage jj. La variance et le centre de gravité de ces UTA sont calculés à partir de l'évaluation, par somme directe sur les nombres quantiques, de la variance et du centre de gravité des faisceaux de transition relativistes électriques ou magnétiques de multipolarité quelconque connectant des configurations à deux électrons [60]. Dans l'approche MCDF, les états propres du système (caractérisés par le moment cinétique total J, sa projection M et la parité  $\pi$ ) sont un mélange des différentes configurations électroniques. Les fonctions d'onde des orbitales atomiques nlj sont obtenues par résolution des équations couplées de Dirac-Fock. Ces fonctions d'onde mono-électroniques sont utilisées pour construire les fonctions d'onde d'états de configuration (CSF : Configuration State Functions) sous forme de combinaisons linéaires de déterminants de Slater. L'utilisation de fonctions déterminantales permet de garantir l'anti-symétrie des CSF et de respecter ainsi le principe d'exclusion de Pauli. Les fonctions d'onde atomiques  $\langle \pi JM \rangle$  (nommées ASF : Atomic State Functions) « multi-configurations » sont alors des combinaisons linéaires des CSF de même symétrie :

$$\langle \pi JM \rangle = \sum_{n=1}^{N_c} c_n \langle y_n \pi JM \rangle \quad (\text{D.1})$$

où  $N_c$  représente le nombre de CSF,  $y_n$  les nombres quantiques, dont le couplage conduit à J, de la configuration de la  $n^{\text{ième}}$  CSF  $\langle y_n \pi JM \rangle$ . Les niveaux d'énergie atomiques  $E_{\pi J}$  sont obtenus par diagonalisation de l'hamiltonien dans la base des CSF.

Outre la manière dont sont calculées les fonctions d'onde (approche multi-configuration, équation de Dirac), le code OPAMCDF diffère du code SCO-RCG par plusieurs aspects : les fonctions d'onde MCDF sont des fonctions d'onde du type "atome isolé", c'est-à-dire qu'elles ne tiennent pas compte, contrairement à SCO-RCG, de l'environnement plasma dans lequel est plongé l'atome. Par ailleurs, le code OPAMCDF prend en compte l'interaction de Breit [18, 19, 20] et les corrections d'électrodynamique quantique (self-énergie, polarisation du vide et taille finie du noyau) qui peuvent s'avérer importantes pour des atomes très ionisés.

# Annexe E

## Le code 1D MULTI

Le code MULTI (MULTIgroup radiation transport in MULTIlayer foils) à une dimension, développé par Ramis et al [90], est un code qui résout les équations hydrodynamiques couplées aux équations du transfert radiatif pour une géométrie plane. À l'aide de ce code on peut modéliser des cibles composées jusqu'à dix strates et trois matériaux différents. Le dépôt de l'énergie laser est pris en compte par absorption par Bremsstrahlung inverse et se fait jusqu'à la densité critique. Le transport radiatif est traité de manière stationnaire. Le code MULTI permet de résoudre les équations fluides du plasma qui décrivent la conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie [90] et ainsi de décrire l'évolution thermodynamique du plasma. Pour cela MULTI peut être associé à des tables d'équations d'états qui peuvent être prises, soit dans celles de SESAME<sup>1</sup> réalisées par le Laboratoire National de Los Alamos (USA), soit calculées séparément avec un modèle d'atome moyen par exemple. De même les coefficients d'émission et les opacités moyennes de Planck et de Rosseland sont calculés et tabulés en dehors du code, pour chaque fréquence en fonction de la température et de la densité.

En ce qui concerne la résolution de l'équation de transfert, elle se fait dans l'espace des fréquences divisé en un nombre fini de N groupes. Chaque groupe a donc une fréquence et un angle donné, et l'intégration de l'équation de transfert sur chaque groupe donne alors N équations différentielles ne dépendant que des coordonnées spatiales et temporelles.

Cette résolution s'applique à une cible discrétisée spatialement en cellules de tailles variables selon la précision souhaitée dans les différentes zones de la cible. À chaque pas de temps le code calcule l'évolution spatiale des cellules et la distribution du rayonnement dans les groupes. Il faut noter que les tables utilisées pour les équations d'états et les coefficients d'émission et d'absorption sont calculées pour des plasmas ETL et que dans le code MULTI les processus typiques des plasmas HETL tels que la présence d'électrons suprathermiques par exemple, ne sont pas pris en compte.

---

1. [www.lanl.gov/org/padste/adts/theoretical/physics-chemistry-materials/sesame-database.php](http://www.lanl.gov/org/padste/adts/theoretical/physics-chemistry-materials/sesame-database.php)



# Annexe F

## Le code 2D FCI2

FCI2 est un code d'hydrodynamique radiative lagrangien 2D axisymétrique, à géométrie cylindrique [23, 109]. L'énergie radiative de la cavité est simulée par un transport de type Monte Carlo multi-groupe, couplé à des opacités ETL modifiées par des corrections hors-ETL simplifiées [25, 17], mettant en oeuvre la notion de température d'ionisation [25, 17]. Le code prend en compte les effets locaux et non-locaux du flux de chaleur. Le transport local de chaleur est fondé sur le modèle de Spitzer et le transport non local est pris en compte via un limiteur de flux. Il est également possible, pour modéliser les effets non-locaux, d'utiliser un modèle dit de « flux délocalisé » [110] calibré sur des simulations Fokker-Planck. La propagation et la réfraction du faisceau laser sont décrites par une méthode de tracé de rayons. Le long de ces rayons, le mécanisme d'absorption de l'énergie laser par le plasma est le Bremsstrahlung inverse. La propagation de l'onde électromagnétique du laser n'est donc pas complètement décrite par FCI2, seul le dépôt d'énergie sur le chemin du rayon considéré est calculé. L'évolution hydrodynamique du plasma calculée par FCI2 permet notamment d'obtenir les évolutions des températures électronique et ionique.

# Bibliographie

- [1] J Abdallah, I Yu Skobelev, A Ya Faenov, A I Magunov, T A Pikuz, F Flora, S Bollanti, P DiLazzaro, T Letardi, E Burattini, A Grilli, A Reale, L Palladino, G Tomassetti, A Scafati, and L Reale. Spectra of multiply charged hollow ions in the plasma produced by a short-wavelength nanosecond laser. *Quantum Electronics*, 30(8) :694, 2000.
- [2] Y. Aglitskiy, T. Lehecka, A. Deniz, J. Hardgrove, J. Seely, C. Brown, U. Feldman, C. Pawley, K. Gerber, S. Bodner, S. Obenschain, R. Lehmborg, E. McLean, M. Pronko, J. Sethian, J. Stamper, A. Schmitt, C. Sullivan, G. Holland, and M. Laming. X-ray emission from plasmas created by smoothed KrF laser irradiation. *Physics of plasmas*, 3 :3438, 1996.
- [3] I A Armour, J D Silver, E Trabert, and B C Fawcett. X-ray spectra and satellite classification of foil-excited mg and al. *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, 13(14) :2701, 1980.
- [4] C. A. Back, T. S. Perry, D. R. Bach, B. G. Wilson, C. A. Iglesias, O. L. Landen, S. J. Davidson, and B. J. B. Crowley. Opacity measurements : Extending the range and filling in the gaps. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 58(4-6) :415–425, 1997.
- [5] J. E. Bailey, T. Nagayama, G. P. Loisel, G. A. Rochau, C. Blancard, J. Colgan, Ph. Cosse, G. Faussurier, C. J. Fontes, F. Gilleron, I. Golovkin, S. B. Hansen, C. A. Iglesias, D. P. Kilcrease, J. J. MacFarlane, R. C. Mancini, S. N. Nahar, C. Orban, J.-C. Pain, A. K. Pradhan, M. Sherrill, and B. G. Wilson. A higher-than-predicted measurement of iron opacity at solar interior temperatures. *Nature*, 517 :56–59, 2015.
- [6] J. G. Baker and D. H. Menzel. Physical processes in gaseous nebulae. iii. the balmer decrement. *Astrophysical journal*, 88 :52, 1938.
- [7] A. Bar-Shalom, J. Oreg, W. H. Goldstein, D. Shvarts, and A. Zigler. Super-transition-arrays : A model for the spectral analysis of hot, dense plasma. *Phys. Rev. A*, 40(6) :3183–3193, 1989.
- [8] A. Bar-Shalom, J. Oreg, W. H. Goldstein, D. Shvarts, and A. Zigler. Super-transition-arrays : A model for the spectral analysis of hot, dense plasma. *Phys. Rev. A*, 40(6) :3183–3193, 1989.
- [9] C. Bauche-Arnoult, J. Bauche, and M. Klapisch. Variance of the distributions of energy levels and of the transition arrays in atomic spectra. *Phys. Rev. A*, 20 :2424–2439, 1979.
- [10] C. Bauche-Arnoult, J. Bauche, and M. Klapisch. Variance of the distributions of energy levels and of the transition arrays in atomic spectra. II. Configurations with more than two open subshells. *Phys. Rev. A*, 25 :2641, 1982.

- [11] C. Bauche-Arnoult, J. Bauche, and M. Klapisch. Variance of the distributions of energy levels and of the transition arrays in atomic spectra. III. Case of spin-orbit-split arrays. *Phys. Rev. A*, 31 :2248–2259, 1985.
- [12] A. Ben-Kish, A. Fischer, E. Cheifetz, and J. L. Schwob. Extreme ultraviolet–vacuum ultraviolet spectrum detection using image plates. *Review of scientific instruments*, 71 :2651, 2000.
- [13] F. Blasco, C. Stenz, F. Salin, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, and I. Yu. Skobelev. Portable, tunable, high-luminosity spherical crystal spectrometer with an x-ray charge coupled device, for high-resolution x-ray spectromicroscopy of clusters heated by femtosecond laser pulses. *Review of scientific instruments*, 72 :1956, 2001.
- [14] T. Blenski, A. Grimaldi, and F. Perrot. A superconfiguration code based on the local density approximation. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 65(1-3) :91–100, 2000.
- [15] J. L. Bourgade, B. Villette, J. L. Bocher, J. Y. Boutin, S. Chiche, N. Dague, D. Gontier, J. P. Jadaud, B. Savale, R. Wrobel, and R. E. Turner. DMX : An absolutely calibrated time-resolved broadband soft x-ray spectrometer designed for MJ class laser-produced plasmas (invited). *Review of Scientific Instruments*, 72(1) :1173–1182, 2001.
- [16] A C Bourgaux, S Bastiani-Ceccotti, P Audebert, J R Marques, L Vassura, T Vinci, F Dorchies, P M Leguay, H K Chung, C Bowen, V Dervieux, P Renaudin, V Silvert, and S Jacquemot. X-ray emission spectroscopy of well-characterised non-lte plasmas. *Journal of Physics : Conference Series*, 688 :012039, 2016.
- [17] C. Bowen and P. Kaiser. Dielectronic recombination in Au ionisation temperature calculations. *Journal of quant. spectrosc. radiat. transfer*, 81 :85, 2003.
- [18] G. Breit. The effect of retardation on the interaction of two electrons. *Physical Review*, 34 :553–573, 1929.
- [19] G. Breit. The fine structure of he as a test of the spin interactions of two electrons. *Physical Review*, 36 :383–397, 1930.
- [20] G. Breit. Dirac’s equation and the spin-spin interactions of two electrons. *Physical Review*, 39 :616–624, 1932.
- [21] J. P. Briand, L. de Billy, P. Charles, S. Essabaa, P. Briand, R. Geller, J. P. Desclaux, S. Bliman, and C. Ristori. Production of hollow atoms by the excitation of highly charged ions in interaction with a metallic surface. *Phys. Rev. Lett.*, 65 :159–162, Jul 1990.
- [22] J. Bruneau. Mcdf calculation of argon auger process. *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, 16(22) :4135, 1983.
- [23] E. Buresi, J. Coutant nad R. Dautray, M. Decroisette, B. Duborgel, P. Guillaneux, J. Launspach, P. Nelson, C. Patou, J. M. Reisse, and J.P. Watteau. Laser program development at cel-v : overview of recent experimental results. *Laser and Particle Beams*, 4 :531–544, 1986.
- [24] A. Burgess. Dielectronic recombination and the temperature of the solar corona. *Astrophysical Journal*, 139 :776–780, 1964.
- [25] M. Busquet. Radiation-dependent ionization model for laser-created plasmas. *Phys. of Fluids B*, 5 :4191–4206, 1993.

- [26] C. Chenais-Popovics. Astrophysics in laboratory : Opacity measurements. *Laser and Particle Beams*, 20(02) :291–298, 2002.
- [27] C. Chenais-Popovics, M. Fajardo, F. Gilleron, U. Teubner, J.-C. Gauthier, C. Bauche-Arnoult, A. Bachelier, J. Bauche, T. Blenski, F. Thais, F. Perrot, A. Benuzzi, S. Turck-Chièze, J.-P. Chièze, F. Dorchies, U. Andiel, W. Foelsner, and K. Eidmann. L-band x-ray absorption of radiatively heated nickel. *Phys. Rev. E*, 65(1) :016413, 2001.
- [28] C. Chenais-Popovics, F. Gilleron, M. Fajardo, T. Missalla, H. Merdji, J. C. Gauthier, P. Renaudin, S. Gary, J. Bruneau, F. Perrot, T. Blenski, W. Fölsner, and K. Eidmann. Radiative heating of B, Al and Ni thin foils at 15-25 eV temperatures. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 65(1-3) :17–133, 2000.
- [29] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë. *Mécanique quantique Tome 2*. Hermann éditeurs des sciences et des arts, 1997.
- [30] J. Colgan, J. Abdallah, A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, E. Wagenaars, N. Booth, O. Culfa, R. J. Dance, R. G. Evans, R. J. Gray, T. Kaempfer, K. L. Lancaster, P. McKenna, A. L. Rossall, I. Yu. Skobelev, K. S. Schulze, I. Uschmann, A. G. Zhidkov, and N. C. Woolsey. Exotic dense-matter states pumped by a relativistic laser plasma in the radiation-dominated regime. *Phys. Rev. Lett.*, 110 :125001, Mar 2013.
- [31] M. Comet. *to be published*.
- [32] M. Comet. Nuclear excitation by electron transition rate confidence interval in a 201Hg local thermodynamic equilibrium plasma. *Physic Review C*, 92 :054609, 2015.
- [33] F. P. Condamine, M. Smíd, O. Renner, M. Dozières, F. Thais, P. Angelo, J-L. Bobin, and F. B. Rosmej. Suprathermal electrons in kj-laser produced plasmas : M-shell resolved high-resolution x-ray spectroscopy study of transient matter evolution. *Journal of physics Conference series*, 717 :012060, 2016.
- [34] R. D. Cowan. *The theory of atomic structure and spectra*. University of California Press, Berkeley, California, 1981.
- [35] A. N. Cox and J. N. Stewart. Effects of bound bound absorption on stellar opacities. *Astronomical journal*, 67(2) :113, 1962.
- [36] L. DaSilva, B. J. MacGowan, D. R. Kania, B. A. Hammel, C. A. Back, E. Hsieh, R. J. Doyas, C. A. Iglesias, F. J. Rogers, and R. W. Lee. Absorption measurements demonstrating the importance of  $\Delta n = 0$  transitions in the opacity of iron. *Physical Review letters*, 69 :438–441, 1992.
- [37] S. J. Davidson, J. M. Foster, C. C. Smith, K. A. Warburton, and S. J. Rose. Investigation of the opacity of hot, dense aluminum in the region of its K edges. *Appl. Phys. Lett.*, 52 :847–849, 1988.
- [38] J.-P. Desclaux. Relativistic, quantum electrodynamic and weak interaction effects in atoms. *AIP conference proceeding*, 189 :265, 1989.
- [39] A. Do. *Émission X de plasma : Spectroscopie et Imagerie à Haute Résolution*. PhD thesis, Université Paris-Saclay - École Polytechnique, 2016.
- [40] A. S. Eddington. *The internal constitution of the stars*. Cambridge University Press, 1926.
- [41] K. Eidmann, A. Bar-Shalom, A. Saemann, and G. Winhart. Measurement of the extreme uv opacity of a hot dense gold plasma. *Europhysics Letters*, 44 :459, 1998.

- [42] K. Eidmann, W. Schwanda, I. B. Foeldes, R. Sigel, and G. D. Tsakiris. Experimental investigation of radiative transport in x-ray heated low-z matter. *Journal of quantitative spectroscopy and radiative transfer*, 51 :77, 1994.
- [43] A. Fritz. Frequency doubling in a KDP crystal. Technical report, Stanford university, 2011.
- [44] A. H. Gabriel. Dielectronic satellite spectra for highly-charged helium-like ionlines. *Monthly Notices of the Royal astronomical society*, 160 :99, 1972.
- [45] J. P. Geindre, A. Mysyrowicz, A. Dos Santos, P. Audebert, A. Rousse, G. Hamoniaux, A. Antonetti, F. Fallières, and J. C. Gauthier. Frequency-domain interferometer for measuring the phase and amplitude of a femtosecond pulse probing a laser-produced plasma. *Opt. Lett.*, 19(23) :1997–1999, Dec 1994.
- [46] E. Giacobino. *Optique des milieux matériels*. Ed. Techniques Ingénieur, 1993.
- [47] D. Gilles, F. Lambert, J. Cléroutin, and G. Salin. Yukawa monte carlo and orbital free molecular dynamics approaches for the equation of state and structural properties of hot dense matter. *High Energy Density Physics*, 3 :95–98, 2007.
- [48] I. Grant. *Relativistic quantum theory of atoms and molecules : theory and computation*. Springer, 2007.
- [49] I. P. Grant, B. J. McKenzie, P. H. Norrington, D. F. Mayers, and N. C. Pyper. An atomic multiconfigurational Dirac-Fock package. *Computer Physics Communications*, 21 :207–231, 1980.
- [50] H. R. Griem. *Plasma spectroscopy*. New York McGraw hill, 1964.
- [51] H.R. Griem. *Spectral line broadening by plasmas*. Pure and Applied Physics Series. New York ; London : Academic Press, 1974.
- [52] B. L. Henke, E. M. Gullikson, and J. C. Davis. X-ray interactions : photoabsorption, scattering, transmission and reflection at E=50-30000 eV, Z=1-92, 1993.
- [53] J. Howe, D. M. Chambers, C. Courtois, E. Förster, C. D. Gregory, I. M. Hall, O. Renner, I. Uschmann, and N. C. Woolsey. Comparaison of film detectors, charged-coupled devices, and imaging plates in x-ray spectroscopy of hot dense plasma. *Review of scientific instruments*, 77 :036105, 2006.
- [54] C. A. Iglesias, F. J. Rogers, and B. G. Wilson. Reexamination of the metal contribution to astrophysical opacity. *The astrophysical journal*, 322 :L45, 1987.
- [55] C. A. Iglesias and F.J. Rogers. Updated OPAL opacities. *The astrophysical journal*, 464 :943–953, 1996.
- [56] C. A. Iglesias and S. J. Rose. Corrections to bremsstrahlung and thomson scattering at the solar center. *Astrophysical journal letters*, 466 :L115, 1996.
- [57] C. A. Iglesias and V. Sonnad. Partially resolved transition array model for atomic spectra. *High Energy Density Physics*, 8 :154–160, 2012.
- [58] Y. Inubushi, Y. Okano, H. Nishimura, T. Kai, T. Kawamura, S. Fujioka, D. Batani, A. Morace, R. Redaelli, C. Fourment, J. Santos, G. Malka, A. Boscheron, A. Casner, M. Koenig, T. Nakamura, T. Johzaki, H. Nagatomo, , and K. Mima. Diagnostics of anisotropic hot electron velocity distribution using x-ray polarization spectroscopy. *Journal of Physics*, 112 :022105, 2008.
- [59] N. Kontogiannopoulos, S. Bastiani-Ceccotti, F. Thais, C. Chenais-Popovics, P. Sauvvan, R. Schott, W. Fölsner, Ph. Arnault, M. Poirier, and T. Blenski. Measurement

- of XUV-absorption spectra of ZnS radiatively heated foils. *High Energy Density Phys.*, 3(1-2) :149–155, 2007.
- [60] M. Krief and A. Feigel. Variance and shift of transition arrays for electric and magnetic multipole transitions. *High Energy Density Physics*, 17 :254262, 2015.
- [61] R. K. Landshoff and J. D. Perez. Determination of plasma parameters of laser-produced aluminium plasma from x-ray line radiation. *Physical Review A*, 13 :1619, 1976.
- [62] L. Lecherbourg. *Spectroscopie d'absorption ultra-rapide de rayonnement X pour l'étude de la matière en régime transitoire*. PhD thesis, École Polytechnique, 2007.
- [63] R. H. Lehmberg, A. J. Schmitt, and S. E. Bodner. Theory of induced spatial incoherence. *Journal of applied physics*, 62 :2680–2701, 1987.
- [64] Y. Lin, T. J. Kessler, and G. N. Lawrence. Distributed phase plates for super-Gaussian focal-plane irradiance profiles. *Optics Letters*, 20 :764, 1995.
- [65] V. S. Lisitsa. *Atoms in physics*. Springer, New York, 1994.
- [66] G. Loisel. *Des plasmas stellaires aux plasmas de laboratoire : Application aux mesures d'opacité dans les domaines X et XUV*. PhD thesis, Université Paris Sud (Paris XI), 2011.
- [67] G. Loisel, P. Arnault, S. Bastiani-Ceccotti, T. Blenski, T. Caillaud, J. Fariaut, W. Fölsner, F. Gilleron, J.-C. Pain, M. Poirier, C. Reverdin, V. Silvert, F. Thais, S. Turck-Chièze, and B. Villette. Absorption spectroscopy of mid and neighboring Z plasmas : iron, nickel, copper and germanium. *High Energy Density Phys.*, 5 :173–181, 2009.
- [68] W. Lotz. An empirical formula for the electron-impact ionization cross-section. *Zeitschrift für Physik*, 206 :205–211, 1967.
- [69] W. Lotz. Electron-impact ionization cross-sections and ionization rate coefficients for atoms and ions from Hydrogen to Calcium. *Zeitschrift für Physik*, 216 :241–247, 1968.
- [70] W. Lotz. Electron-impact ionization cross-sections for atoms up to Z=108. *Zeitschrift für Physik*, 232 :101–107, 1970.
- [71] R. W. P. McWhirter. *Plasma diagnostic techniques*. R. H. Huddelstone and S. L. Leonard, 1965.
- [72] A. L. Meadowcroft, C. D. Bentley, and E. N. Stott. Evaluation of the sensitivity and fading characteristics of an image plate system for x-ray diagnostics. *Review of scientific instruments*, 79 :113102, 2008.
- [73] H. Merdji. *Étude par spectroscopie d'absorption des opacités et des propriétés radiatives des plasmas chauds*. PhD thesis, École Polytechnique, 1998.
- [74] H. Merdji, T. Mißalla, T. Blenski, F. Perrot, J. C. Gauthier, K. Eidmann, and C. Chenais-Popovics. Absorption spectroscopy of a radiatively heated samarium plasma. *Phys. Rev. E*, 57(1) :1042–1046, 1998.
- [75] R. Mewe. Interpolation Formulae for the Electron Impact Excitation of Ions in the H-, He-, Li-, and Ne- Sequences. *Astronomy and Astrophysics*, 20 :215, 1972.
- [76] C. Michelis and M. Mattioli. Soft-x-ray spectroscopic diagnostics of laboratory plasmas. *Nuclear fusion*, 21 :677–754, 1981.

- [77] D. Mihalas. *Stellar atmospheres /2nd edition/*. San Francisco, W. H. Freeman and Co., 1978.
- [78] P. Monot, T. Auguste, S. Dobosz, P. D'Oliveira, S. Hulin, M. Bougeard, A.Ya. Faenov, T.A. Pikuz, and I.Yu. Skobelev. High-sensitivity, portable, tunable imaging x-ray spectrometer based on a spherical crystal and mcp. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 484 :299–311, 2002.
- [79] P. Mora. Introduction aux plasmas créés par laser. Cours de master, 2011.
- [80] S. A. Moszkowski. On the energy distribution of terms and line arrays in atomic spectra. *Progress of theoretical physics*, 28(1) :1–23, 1962.
- [81] J. Néauport, X. Ribeyre, J. Daurios, D. Valla, M. Lavergne, V. Beau, and L. Videau. Design and optical characterization of a large continuous phase plate for laser integration line and laser Megajoule facilities. *Applied Optics, Optical Society of America*, 42 :2377–2382, 2003.
- [82] J.-C. Pain and F. Gilleron. Accounting for highly excited states in detailed opacity calculations. *High Energy Density Physics*, 15 :30–42, 2015.
- [83] L. J. Palumbo and R. C. Elton. Short-wavelength laser calculations for electron pumping in carbonlike and heliumlike ions. *Optical Society of America*, 67 :480, 1977.
- [84] T. S. Perry, K. S. Budil, R. Cauble, R. A. Ward, D. R. Bach, C. A. Iglesias, B. G. Wilson, J. K. Nash, C. C. Smith, J. M. Foster, S. J. Davidson, F. J. D. Serduke, J. D. Kilkenny, and R. W. Lee. Quantitative measurement of mid-z opacities. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 54(1-2) :317–324, 1995.
- [85] T. S. Perry, S. J. Davidson, F. J. D. Serduke, D. R. Bach, C. C. Smith, J. M. Foster, R. J. Doyas, R. A. Ward, C. A. Iglesias, F. J. Rogers, J. Abdallah, R. E. Stewart, J. D. Kilkenny, and R. W. Lee. Opacity measurements in a hot dense medium. *Phys. Rev. Lett.*, 67(27) :3784–3787, 1991.
- [86] A. Petit. *Theorie des Spectres Atomiques*. Ed. Techniques Ingénieur, 1999.
- [87] R. Piron. *Atome moyen variationnel dans les plasmas quantiques*. PhD thesis, École Polytechnique, 2009.
- [88] R. Piron and T. Blenski. Variational-average-atom-in-quantum-plasmas (VAAQP) code and virial theorem : Equation-of-state and shock-Hugoniot calculations for warm dense Al, Fe, Cu, and Pb. *Phys. Rev. E*, 83 :026403, Feb 2011.
- [89] Q. Porcherot, F. Gilleron, J.-C. Pain, and T. Blenski. A consistent approach for mixed detailed and statistical calculation of opacities in hot plasmas. *High Energy Density Phys.*, 7 :234–239, 2011.
- [90] R. F. Ramis, R. Schmalz, and J. Meyer ter Vehn. MULTI — A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics. *Computer Physics Communications*, 49 :475–505, 1988.
- [91] J.-M. Rax. *Physique des Plasmas*. Dunod, 2005.
- [92] H. Van Regemorter. Rate of collisional excitation in stellar atmospheres. *Astrophysical Journal*, 136 :906, 1962.
- [93] P. Renaudin, C. Blancard, J. Bruneau, G. Faussurier, J.-E. Fuchs, and S. Gary. Absorption experiments on X-ray-heated magnesium and germanium constrained samples. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 99(1-3) :511–522, 2006.

- [94] O. Renner, T. Missala, P. Sondhauss, E. Krousky, E. Förster, C. Chenais-Popovics, and O. Rancu. High-luminosity, high-resolution, x-ray spectroscopy of laser-produced plasma by vertical-geometry johann spectrometer. *Review of Scientific Instruments*, 68 :2393–2403, 1997.
- [95] O. Renner, S. G. Podorov, O. Wehrhan, and E. Förster. Vertical dispersion johann x-ray spectrometer with asymmetrically cut crystal. *Review of Scientific Instruments*, 75 :4569–4577, 2004.
- [96] C. Reverdin, F. Thais, G. Loisel, and M. Bourgeard. X-ray crystal spectrometer for opacity measurements in the 8-18 angstrom spectral range at the luli laser facility. *Review of scientific instruments*, 81 :10E237, 2010.
- [97] A. Rickert. Zustand und optische eigenchaften dichter plasmen. *Max-Planck Institute für QuantenOptik*, Report MPQ175, 1993.
- [98] F.J. Rogers and C.A. Iglesias. Radiative atomic Rosseland mean opacity tables. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 79 :507–568, 1992.
- [99] F B Rosmej. Hot electron x-ray diagnostics. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 30(22) :L819, 1997.
- [100] F. B. Rosmej. An alternative method to determine atomic radiative emission. *EPL (Europhysics Letters)*, 76(6) :1081, 2006.
- [101] F. B. Rosmej. *X-ray emission spectroscopy and diagnostics of non-equilibrium fusion and laser produced plasmas*. Yaming Zou and Oger Hutton, Taylor and Francis, 2012.
- [102] F. B. Rosmej. Radiative properties of non-equilibrium plasmas. Cours de master, 2013.
- [103] F. B. Rosmej, R. Dachicourt, B. Deschaud, D. Khaghani, M. Dozières, M. Smíd, and O. Renner. Exotic x-ray emission from dense plasmas. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 48(22) :224005, 2015.
- [104] F B Rosmej, A Ya Faenov, T A Pikuz, F Flora, P Di Lazzaro, T Letardi, A Grilli, A Reale, L Palladino, G Tomassetti, A Scafati, and L Reale. Line formation of high-intensity He $\beta$  -rydberg dielectronic satellites 1s3lnl' in dense laser-produced plasmas. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 31(21) :L921, 1998.
- [105] F B Rosmej, A Ya Faenov, T A Pikuz, A I Magunov, I Yu Skobelev, T Auguste, P D'Oliveira, S Hulin, P Monot, N E Andreev, M V Chegotov, and M E Veisman. Charge-exchange-induced formation of hollow atoms in high-intensity laser-produced plasmas. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 32(5) :L107, 1999.
- [106] F.B. Rosmej, A.Ya. Faenov, T.A. Pikuz, F. Flora, P. DI Lazzaro, S. Bollanti, N. Lisi, T. Letardi, A. Reale, L. Palladino, D. Batani, S. Bossi, A. Bornardinello, A. Scafati, L. Reale, A. Zigler, M. Fraenkel, and R.D. Cowan. Radiative properties of hot dense matter iii inner-shell satellite transitions in dense short pulse plasmas. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 58(4) :859 – 878, 1997.
- [107] C. Rouyer, E. Mazataud, I. Allais, A. Pierre, S. Seznec, C. Sauteret, G. Mourou, and A. Migus. Generation of 50-TW femtosecond pulses in a Ti :sapphire/Nd :glass chain. *Optics letters*, 18 :214–216, 1993.
- [108] B. F. Rozsnyai. Relativistic Hartree-Fock-Slater Calculations for Arbitrary Temperature and Matter Density. *Phys. Rev. A*, 5(3) :1137–1149, 1972.



- [109] G. Schurtz. *La fusion thermonucléaire par laser*, volume 2. R. Dautray and J.-P. Watteau, 1993.
- [110] G. P. Schurtz, P. D. Nicolai, and M. Busquet. A nonlocal electron conduction model for multidimensional radiation hydrodynamics codes. *Physics of Plasmas*, 7 :4238, 2000.
- [111] M. J. Seaton. *Atomic and Molecular Processes*. D. R. Bates, 1962.
- [112] M.J. Seaton. Opacity project data on cd for mean opacities and radiative accelerations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 362 :L1–L3, 2005.
- [113] M.J. Seaton, Y. Yan, D. Mihalas, and A.K. Pradhan. Opacities for stellar envelopes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 266 :805, 1994.
- [114] Igor Yu Skobelev, A Ya Faenov, Tat'yana A Pikuz, and Vladimir E Fortov. Spectra of hollow ions in an ultradense laser plasma. *Physics-Uspokhi*, 55(1) :47, 2012.
- [115] I.I. Sobelman, L.A. Vainshtein, and E.A. Yukov. *Excitation of atoms and broadening of spectral lines*, volume 7. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1981.
- [116] P. T. Springer, K. L. Wong, C. A. Iglesias, J. H. Hammer, J. L. Porter, A. Toor, W. H. Goldstein, B. G. Wilson, F. J. Rogers, C. Deeney, D. S. Dearborn, C. Bruns, J. Emig, and R. E. Stewart. Laboratory measurement of opacity for stellar envelopes. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 58(4-6) :927–935, 1997.
- [117] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics communications*, 56 :219, 1985.
- [118] F. Thais, S. Bastiani, T. Blenski, C. Chenais-Popovics, K. Eidman, W. Fölsner, J.-C. Gauthier, F. Gilleron, and M. Poirier. Absorption of local thermodynamic equilibrium aluminum at different densities. *J. Quant. Spectrosc Radiat. Transfer*, 81 :473–485, 2003.
- [119] F. Walden, H-J. Kunze, A. Petoyan, A. Urnov, and J. Dubau. X-ray line polarization of he-like si satellite spectra in plasmas driven by high-intensity ultrashort pulsed lasers. *Physical Review*, 69 :056405, 1999.
- [120] G. Winhart, K. Eidmann, C. A. Iglesias, and A. Bar-Shalom. Measurements of extreme uv opacities in hot dense Al, Fe, and Ho. *Phys. Rev. E*, 53(2) :R1332–R1335, 1996.
- [121] Y. Zhao, J. Yang, J. Zhang, J. Liu, X. Yuan, and F. Jin. Diagnostic development in precise opacity measurement of radiatively heated al plasma on shengguang ii laser facility. *Review of scientific instruments*, 80 :043505, 2009.
- [122] A. Zigler, M. Givon, E. Yarkoni, M. Kishinevsky, E. Goldberg, and B. Arad. Use of unresolved transition arrays for plasma diagnostics. *Physical Review A*, 35 :280, 1987.



**Titre :** Étude expérimentale du transport de l'énergie radiative dans les plasmas denses par spectroscopie d'absorption et d'émission.

**Mots clés :** Physique atomique; Expérience laser-plasma; Spectroscopie d'absorption; Spectroscopie d'émission; Diagnostics X et XUV;

**Résumé :** Ce travail de thèse est une étude expérimentale, basée sur la spectroscopie d'émission et d'absorption de plasmas chauds et denses créés par une impulsion laser nano-seconde. La physique atomique au sein de ce type de plasmas représente un sujet complexe et de grand intérêt, notamment dans les domaines de l'astrophysique ou de la fusion par confinement inertiel. Du point de vue de la physique atomique, cela revient à déterminer des paramètres tels que l'ionisation moyenne ou l'opacité en fonction de la température électronique et de la densité de matière du milieu. Les codes de physique atomique ont alors besoin de données expérimentales pour se développer et être validés afin qu'ils soient prédictifs sur une large gamme de plasmas. Dans ce travail nous nous concentrons sur des plasmas dont la température électronique varie de 10 eV à plus d'une centaine d'électron-volts pour des densités de matière allant de  $10^{-5}$  à  $10^{-2}$  g/cm<sup>3</sup>. Dans ce manuscrit on distingue deux types de données spectroscopiques qui sont toutes les deux utiles et nécessaires au développement des codes de physique atomique car elles sont caractéristiques de l'état du plasma étudié :

- des spectres d'absorption obtenus avec des plasmas proche de l'équilibre thermodynamique local de Cu, de Ni et d'Al;
- des spectres d'émission obtenus avec des plasmas hors équilibre thermodynamique local de C, d'Al et de Cu.

Ce travail met en lumière différentes techniques expérimentales ainsi que diverses comparaisons avec des codes de physique atomique et d'hydrodynamique.

**Title :** Experimental study of radiative energy transport in dense plasmas by emission and absorption spectroscopy.

**Keywords :** Atomic physics; Laser-plasma experiments; absorption spectroscopy; Emission spectroscopy; X and XUV diagnostics;

**Abstract :** This PhD work is an experimental study, based on emission and absorption spectroscopy of hot and dense nanosecond laser-produced plasmas. Atomic physics in such plasmas is a complex subject and of great interest especially in the fields of astrophysics or inertial confinement fusion. On the atomic physics point of view, this means determining parameters such as the average ionization or opacity in plasmas at given electronic temperature and density. Atomic physics codes then need of experimental data to improve themselves and be validated so that they can be predictive for a wide range of plasmas. With this work we focus on plasmas whose electronic temperature varies from 10 eV to more than a hundred and whose density range goes from  $10^{-5}$  to  $10^{-2}$  g/cm<sup>3</sup>. In this thesis, there are two types of spectroscopic data presented which are both useful and necessary to the development of atomic physics codes because they are both characteristic of the state of the studied plasma :

- some absorption spectra from Cu, Ni and Al plasmas close to local thermodynamic equilibrium;
- some emission spectra from non local thermodynamic equilibrium plasmas of C, Al and Cu.

This work highlights the different experimental techniques and various comparisons with atomic physics codes and hydrodynamics codes.