



HAL
open science

Spectroscopie X de plasmas hors équilibre thermodynamique.

Virginie Nagels-Silvert

► **To cite this version:**

Virginie Nagels-Silvert. Spectroscopie X de plasmas hors équilibre thermodynamique.. Optique [physics.optics]. Ecole Polytechnique X, 2004. Français. NNT: . pastel-00001025

HAL Id: pastel-00001025

<https://pastel.hal.science/pastel-00001025>

Submitted on 27 Jul 2010

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.

Thèse présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : physique des plasmas

par

Virginie NAGELS-SILVERT

**Validation expérimentale des codes de physique atomique des
plasmas hors équilibre thermodynamique local**

Soutenue publiquement le 15 septembre 2004 devant le jury composé de :

Mme Claude Chenais-Popovics
Mr Jacques Dubau
Mr Pierre Glorieux
Mr Patrick Renaudin
Mr Franck Rosmej

Directrice de thèse

Rapporteur
Rapporteur

*A mon époux,
A ma famille,*

Remerciements

L'ensemble du travail présenté dans cette thèse a été effectué au sein du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses de l'École Polytechnique de Palaiseau. Je tiens dans un premier temps à remercier Messieurs Alain Migus et François Amiranoff, successivement directeurs du laboratoire au cours de ma thèse, pour m'avoir permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions. Merci également à Jean-Claude Gauthier, directeur-adjoint du LULI durant les deux premières années de ma thèse et désormais directeur du CELIA à Bordeaux,

Ma première pensée est bien sur pour ma directrice de thèse, Madame Claude Chenais-Popovics, sans qui ce travail ne serait pas ce qu'il est. J'ai découvert grâce à elle le monde de la Physique expérimentale : de la vis de 6 à fixer dans l'enceinte d'interaction jusqu'à l'interprétation d'une raie inconnue dans un spectre de xénon ! Elle m'a montré que tout avait son importance dans la mise en oeuvre d'une expérience : l'habileté mais aussi la patience et la persévérance. Je la remercie ici pour tout ce qu'elle m'a appris : avoir été formée par une aussi grande physicienne est un privilège. Elle a souvent été présente dans les moments les plus difficiles, a su me conforter mais aussi me « secouer » dans mes heures de découragement. Pour tout cela : Merci Claude !

Je tiens à remercier les membres de mon jury de thèse, en particulier mes rapporteurs, Messieurs Patrick Renaudin et Mr Franck Rosmej, pour avoir eu la lourde tâche de sanctionner ce manuscrit. Un grand merci à Mr Jacques Dubau qui a accepté de juger ce travail. Je remercie vivement Mr Pierre Glorieux qui a apporté un regard original sur cette thèse.

Je tiens à exprimer tout ma gratitude à Messieurs Olivier Peyrusse et Jean-François Wyart qui ont contribué à l'interprétation des résultats expérimentaux : Merci à Olivier pour m'avoir initiée aux calculs avec le code Transpec et merci à Jean-françois pour son travail monacal d'identification de raies. Qu'ils soient ici remerciés pour m'avoir fait bénéficier de leurs connaissances et leurs compétences.

Merci à Patrick Audebert et Jean-Paul Geindre avec qui j'ai effectué plusieurs manips et qui m'ont, entre autres choses, initiée à l'interférométrie spectrale. Merci pour leur bonne humeur et merci à Sérèna Bastiani-Ceccotti de m'avoir permis de décoder (une partie de) leur dialecte ! Merci à Sylvie Gary du CEA DAM à Bruyères-le-Chatel pour son calme olympien et son esprit de relativisme au cours des différentes manips. Merci aussi à Frédéric Girard pour ses petites touches d'humour... Merci à Victor Malka pour avoir éclairé ma lanterne sur les dépouillements des spectres Thomson. Merci à Sylvie Jacquemot pour sa franchise, son tempérament et sa vivacité. Un merci tout particulier à Franck Gilleron et

Laurent Gremillet pour m'avoir aidée à utiliser respectivement les codes Multi et Pâris.

Puis, merci à Raymond Koenig (aujourd'hui à la retraite) pour son amitié sans faille et sa constance. J'aurai appris avec lui les règles de précaution à tenir en cas de danger : « attention pas d'aspirateur dans l'enceinte » !! Merci à Alain Michard et Edouard Veillot pour leur aide technique en salles 4 et 5.

Merci à toutes les personnes que j'ai côtoyées pendant ces trois années : une équipe de secrétariat-gestion très sympathique (Merci à Laurence Drouen pour son soutien et son amitié), des techniciens forts agréables et une équipe informatique ultra-disponible (une pensée particulière pour Mohammed Karrouche et Eric Paillassa).

Je remercie enfin tous les thésards du L'ULI qui m'ont soutenue et qui ont apporté bonne humeur et jovialité dans ce « préfa » 403 !

Sur un plan personnel, je tiens à remercier Laurent qui est devenu mon mari en fin de deuxième année de thèse. Cela n'a pas toujours été facile de concilier vie de famille et travail. L'équilibre que je voulais atteindre a souvent été fragile : entre les manips, les conférences, les allers-retours quotidiens de presque 600 km, et la rédaction, je me suis découvert une âme de téméraire ! Ainsi, je remercie mon époux pour avoir parfois supporté mes accès de colère et mon irritabilité. Il a toujours été présent et m'a toujours encouragée. Son soutien quotidien m'a été salutaire. Enfin, merci à mes parents, pour leur amour et leur foi en mes capacités, merci à mon frère, à ma sœur et à mes grands-parents pour leur tendresse et leur présence.

Table des matières

Introduction générale

Chapitre 1 Généralités sur les plasmas créés par laser

1. Description de l'interaction laser-matière	5
1.1. Structure des plasmas créés par laser	6
1.1.1. Zone sous critique	8
1.1.2. Zone de conduction	9
1.1.3. Zone sous choc	9
1.2. Mécanismes d'absorption de l'énergie laser	10
1.2.1. Absorption en régime nanoseconde à $0.53 \mu\text{m}$	10
1.2.2. Absorption en régime femtoseconde	11
1.3. Transport de l'énergie	13
1.3.1. Transport thermique	13
1.3.2. Transfert radiatif	15
1.3.3. Transport par les électrons suprathermiques	18
1.4. Production du rayonnement K- α	21
1.4.1. Rappels sur l'émission K- α	22
1.4.2. Caractéristiques spectrales de l'émission K- α	24
2. Physique atomique et rayonnement	26
2.1. Emission X et ionisation	27
2.1.1. Niveaux d'énergie et transitions	27
2.1.2. Mécanismes d'émission X	28
2.2. Description de l'équilibre thermodynamique local : loi de Saha-Boltzmann	33
2.3. L'ionisation hors équilibre : modèle collisionnel radiatif	36
2.3.1. Processus atomiques décrivant l'évolution du plasma	36
2.3.2. Modèle collisionnel-radiatif	41
2.3.3. Méthode de calcul pour les éléments de Z lourds : regroupement des niveaux en super-configurations	43

Chapitre 2 Simulation numérique de l'interaction laser-matière

1. Introduction	51
2. Les codes hydrodynamiques	52
2.1. Description lagrangienne	52
2.2. Les codes fluides mono-dimensionnels	54
2.2.1. Les équations fluides	54
2.2.1. Le code FILM	56
2.2.2. MULTI : transfert radiatif	57
2.3. Description de la physique atomique dans les codes	59
2.3.1. Modèle de l'ion moyen hydrogénique écranté	59
2.3.2. Modèle détaillé	61
3. Les codes de physique atomique utilisés pour l'analyse des résultats	62
3.1. Le programme RELAC de la chaîne HULLAC	63
3.1.1. Description de la chaîne HULLAC	63
3.1.1. Eléments de théorie	63
3.1.2. Utilisation du code	65
3.2. TRANSPEC	66
3.2.1. Description du code	66
3.2.2. Utilisation du code	67

Chapitre 3 Instrumentation

1. Les lasers de puissance du LULI	74
1.1. La chaîne nanoseconde	74
1.1.1. Schéma descriptif de la chaîne	74
1.1.2. Etude de la tache focale	75
1.2. Le laser 100 TW	76
1.2.1. Schéma descriptif de la chaîne	76
1.2.2. Caractérisation de la tache focale	78
2. Caractéristique des cibles	74
2.1. Cible gazeuse	81

2.2. Feuilles minces vues à travers un sténopé	84
2.3. Cibles cubiques de faible volume	86
3. Diagnostics spectroscopiques	89
3.1. Spectroscopie X et XUV	89
3.1.1. Spectromètre à cristal plan	89
3.1.2. Spectromètre à cristal conique	93
3.1.3. Spectromètre à réseau	97
3.2. Les détecteurs	102
3.2.1. Les films	102
3.2.2. Les CCD	104
3.2.3. La caméra à balayage de fente	107
3.3. Spectroscopie résolue en temps :	
couplage du cristal conique à la caméra à balayage de fente	110
3.3.1. Alignement du système	110
3.3.2. Détermination de la vitesse de balayage	111
3.3.3. Facteurs limitatifs de la caméra	112
3.4. Diagnostic de diffusion Thomson	115
3.4.1. Généralités sur la diffusion Thomson	115
3.4.2. Principe de la mesure	116
3.4.3. Dispositif expérimental	120
4. Interférométrie dans l'espace des fréquences	121
4.1. Principe de fonctionnement	121
4.2. Analyse d'un interférogramme	123
4.2.1. Exemple d'interférogramme	123
4.2.2. Reconstruction de la phase et de l'amplitude	125
5. Caméra à sténopé	126

Chapitre 4 Interaction laser-matière en régime nanoseconde

1. Introduction	131
2. Etude du spectre de Xe et de Kr dans la gamme 5-10 Å	133

2.1. Montage expérimental	133
2.2. Résultats expérimentaux	134
2.2.1. Calibration en longueur d'onde et en intensité	134
<i>Etalonnage en longueur d'onde</i>	134
<i>Etalonnage en intensité</i>	136
2.2.2. Interprétation des spectres du xénon et du krypton	138
<i>cas du xénon</i>	138
<i>cas du krypton</i>	145
2.3. Calcul des abondances ioniques	148
2.3.1. Cas du xénon	149
2.3.2. Cas du krypton	151
2.4. Conclusion	153
3. Etude du spectre de Xe dans la gamme 9-14 Å et XUV	154
3.1. Montage expérimental	154
3.2. Détermination directe des paramètres du plasma	155
3.2.1. Spectre Thomson électronique de l'hélium	156
3.2.2. Spectres Thomson électronique et ionique du xénon	158
3.3. Mesure du spectre du xénon dans le domaine du keV et dans le domaine XUV	160
3.3.1. Mesure du spectre X du xénon dans le domaine du keV	161
<i>Mesure du spectre de xénon</i>	161
<i>Analyse des spectres avec AVERROES</i>	166
3.3.2. Mesure du spectre du xénon dans le domaine XUV	168
<i>Mesure du spectre de xénon XUV</i>	168
<i>Analyse du spectre XUV avec AVERROES</i>	169
3.4. Conclusion	173

Chapitre 5 Spectroscopie résolue temporellement en régime femtoseconde

1. Etude de plasmas d'aluminium et de sélénium à 0.53 μm	178
1.1. Introduction	178

1.2. Mise en oeuvre expérimentale179
1.3. Durée d'émission X des spectres d'aluminium, de sélénium et de samarium enregistrés dans la gamme 7.7 à 8 Å181
1.3.1. Cas d'un élément léger : l'aluminium181
<i>Cible massive d'aluminium</i>182
<i>Feuille mince d'aluminium et feuille mince vue à travers un sténopé</i>183
1.3.2. Cas d'éléments lourds185
<i>Cas du sélénium</i>185
<i>Cas du samarium</i>189
1.4. Interférométrie spectrale avec résolution spatiale et temporelle191
1.5. Interprétation des résultats194
1.5.1. Cas de l'aluminium194
1.5.1. Cas du sélénium198
1.6. Conclusion201
2. Etude d'un plasma d'aluminium à 1.06 µm203
2.1. Introduction203
2.2. Mise en oeuvre expérimentale204
2.3. Résultats expérimentaux206
2.3.1. Spectre de l'aluminium enregistré dans la gamme 7.7 à 8.4 Å206
<i>Région chaude</i>206
<i>Région dense et froide</i>210
2.3.2. Durée d'émission X du spectre d'aluminium enregistré dans la gamme 7.7 à 8.4 Å212
<i>Durée d'émission du spectre thermique</i>212
<i>Durée d'émission des K</i>214
2.4. Expériences complémentaires215
2.4.1. Mise en évidence du champ électrique autour de la cible215
2.4.2. Etude comparative des spectres à 0.53 µm et à 1.06 µm216
2.5. Simulation particulière218

2.6. Conclusion sur les mécanismes de chauffage220
Conclusion générale225

Introduction

Contexte général

Le sujet de ce mémoire s'inscrit dans le contexte général de l'étude des propriétés radiatives des plasmas chauds. L'état « plasma » constitue le quatrième état de la matière, faisant suite dans l'échelle des températures aux états dits « classiques » : solide, liquide et gaz. Il s'agit d'un état dilué constitué de particules chargées -électrons et ions positifs- en proportion telle que le milieu est globalement neutre. Les plasmas représentent un pourcentage non-négligeable de notre environnement. Présents majoritairement dans l'Univers, on les retrouve dans les objets astrophysiques tels que les étoiles, ou encore les atmosphères planétaires pour citer quelques exemples.

Jusque vers les années 50, l'étude des plasmas créés en laboratoire était limitée à celle des décharges dans les gaz. On avait alors affaire à des plasmas partiellement ionisés, où une proportion importante des atomes constituant le gaz restait dans un état lié. De plus, les contributions à la compréhension des phénomènes physiques de base de cet état de la matière venaient essentiellement des astrophysiciens et des géophysiciens. L'essor de la physique des plasmas actuelle commence en fait avec les recherches associées à la fusion par confinement inertiel (FCI), proposées pour la première fois par Dawson en 1964. Dans ce schéma, une cible de DT (deutérium-tritium) est chauffée et comprimée jusqu'à l'ignition par des lasers de puissance (attaque directe) ou par rayons X, générés dans une cavité de matériau de numéro atomique Z élevé chauffée par lasers (attaque indirecte). Cette quête de la fusion est donc majoritairement à l'origine de l'essor des lasers dont on exige de plus en plus de puissance.

Créés par et chauffés par rayonnement laser, les plasmas chauds émettent dans une large gamme du spectre électromagnétique : du rayonnement radio-électrique au rayonnement X. L'émission radiative des plasmas de laboratoire constitue un véritable indicateur de leur densité, température et de leur état d'ionisation. Ainsi, l'étude de ces plasmas fait intervenir de nombreux domaines tels que la physique atomique, la physique statistique, les équations hydrodynamiques et enfin les équations du transfert radiatif.

De multiples applications sont venues motiver la recherche des plasmas créés par laser, vue la large gamme de densité-température accessible en laboratoire. On peut par exemple citer la microscopie X et la lithographie. De plus, le développement des lasers de puissance délivrant

des impulsions ultra-brèves (≤ 1 ps) dans la gamme du térawatt a ouvert la voie à de nouveaux axes de recherche. Dans ces domaines d'intensité relativiste (10^{20} W/cm²), on peut accélérer des faisceaux intenses d'électrons et d'ions de forte énergie. Dans ces régimes, l'interaction laser-matière permet de produire des sources intenses et brèves de rayons X, γ et de neutrons, ce qui laisse présager des applications prometteuses dans le domaine médical, notamment pour le traitement des tumeurs.

Objectif de la thèse

Le but majeur de cette thèse est d'obtenir des données expérimentales permettant de qualifier les prévisions de codes hors équilibre thermodynamique local (expression que nous noterons désormais HETL). Notre souci permanent était de créer des plasmas les plus homogènes possible, avec une bonne reproductibilité et des paramètres relativement stables. Des résultats d'expériences antérieures montrant la bonne homogénéité et la stationnarité de ces plasmas nous encouragent à poursuivre dans cette voie et à obtenir des plasmas très bien caractérisés pour tester les codes de physique atomique, et en particulier ici, le code AVERROES, et le code RELAC. Le contrôle des paramètres du plasma, tels que température, densité électronique et/ou ionique ou encore état de charge n'est pas trivial. La connaissance et la maîtrise de ces derniers requièrent des conditions expérimentales très exigeantes.

Cette thèse, dont le thème général est de tester les codes de physique atomique, s'articule en deux parties. Il faut, avant toute chose, préciser que les travaux présentés dans ce manuscrit sont le fruit d'une collaboration active entre expérimentateurs et théoriciens. L'interprétation des résultats des différentes expériences exposées résulte d'un travail commun avec d'une part Olivier Peyrusse (CELIA, Bordeaux) pour le code AVERROES/TRANSPEC et Jean-françois Wyart (Laboratoire Aimé Cotton, Orsay) d'autre part pour le code RELAC.

Dans la première partie, nous nous intéressons à l'ionisation et l'émissivité HETL des corps de Z élevé dont la modélisation a été développée ces dernières années [1,6]. Des expériences réalisées sur Nova (sur cible plane [2] et en cavité [3]) où un plasma d'or en détente était diagnostiqué par une technique de diffusion Thomson a permis d'estimer l'ionisation moyenne et de tester un certain nombre de problèmes dans les modèles HETL. La modélisation de plasmas HETL de corps lourds s'est considérablement améliorée ces dernières années grâce au concept de superconfiguration (SC) introduit à l'ETL [4], puis utilisé dans un cadre

HETL [5,6]. Le code AVERROES est l'un des rares codes développés dans le cadre de ce formalisme, et que nous voulons valider ici. Ces modèles ont un intérêt certain pour le diagnostic spectroscopique des corps lourds, pour la génération de table de données HETL ou tout simplement pour servir de référence pour l'amélioration des modules rapides en ligne [7]. Malgré la puissance de la méthode des superconfigurations, le meilleur choix de ces SCs est une question qui n'est pas encore résolue. Les mesures expérimentales de l'ionisation et de l'émissivité de plasmas de Z élevé bien caractérisés deviennent alors indispensables.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés à l'émission X de plasmas en régime femtoseconde, où les mécanismes d'interaction diffèrent de ceux rencontrés dans le régime nanoseconde. Le rayonnement créé par interaction d'un laser ultra-bref avec une cible solide est apparu rapidement comme une source unique de photons X avec une durée de l'ordre de 1 à 10 ps [8]. Vue leur brillance, ces sources ont des applications potentielles pour le diagnostic des plasmas de fusion, pour l'imagerie médicale (angiographie et mammographie), et la lithographie X-UV. Au niveau temporel, elles ouvrent la voie de l'analyse structurale des matériaux avec une résolution temporelle comparable à celle des mécanismes vibrationnels élémentaires [9]. On peut souligner la possibilité de sonder des plasmas de type nanoseconde sur des temps négligeables par rapport à l'évolution hydrodynamique de ces plasmas. En particulier, les expériences d'absorption nécessitent l'emploi de telles sources auxiliaires qui permettent une mesure de l'absorption d'un matériau à hydrodynamique figée. Afin de préparer de telles expériences, il apparaît nécessaire de caractériser et de comprendre le comportement émissif de plasmas créés par interaction d'un laser ultra-bref et ultra-intense avec une cible solide ou une feuille mince. Parallèlement à la caractérisation de la source, valider les codes hydrodynamiques (dans le régime picoseconde) et les codes de physique atomique HETL apparaît plus que jamais nécessaire et l'interprétation d'expériences d'absorption est une motivation forte.

- [1] Klapisch M., Bar-Shalom A., JQSRT **58**, 687 (1997)
- [2] Glenzer *et al.*, Phys.Rev.Lett. **82**, 97 (1999)
- [3] Glenzer *et al.*, Phys.Rev.Lett. **87**, 045002 (2001)
- [4] Bar-Shalom A., Oreg J., Klapisch M., Phys.Rev. **A 40**, 3183 (1989)
- [5] Bar-Shalom A., Oreg J., Klapisch M., Phys.Rev. **E 56**, R70 (1997)
- [6] Peyrusse O., J.Phys. B **33**, 4303 (2000) ; *ibid*: JQSRT **71**, 571 (2001)
- [7] Bowen C., JQSRT **71**, 201 (2001)
- [8] Kieffer *et al.*, Phys.Fluids **B 5**, 2676 (1993)
- [9] Rousse A., Rischel C., et Gauthier J.C., Review Modern Physics **73**, 17-31 (2001)

Chapitre 1

Généralités sur les plasmas créés par laser

Ce chapitre a pour but d'étudier les aspects les plus généraux de l'interaction laser-matière et de la physique des plasmas analysés dans ce travail. Nous avons observé au cours de cette thèse des plasmas dans le régime nanoseconde avec un laser à la longueur d'onde $\lambda=0.53 \mu\text{m}$ et exploré le régime femtoseconde avec des impulsions à $\lambda=0.53 \mu\text{m}$ et $\lambda=1.06 \mu\text{m}$. Nous allons, en guise d'introduction, aborder une description de la structure d'un plasma. Puis, nous étudierons les différents mécanismes régissant l'interaction d'une impulsion laser avec une cible solide, suivant la nature de l'impulsion laser utilisée. Après ces considérations hydrodynamiques, nous étudierons la physique atomique de ces plasmas créés par laser et nous pencherons notamment sur l'émission du rayonnement X.

1. Description de l'interaction laser-matière

1.1. Structure des plasmas créés par laser

L'interaction d'un laser de puissance avec un solide crée un plasma au voisinage de sa surface dont la structure évolue de façon auto-semblable. Cette structure peut se décomposer en différentes zones, décrites le long de l'axe laser, et dont l'évolution spatiale et temporelle diffèrent suivant le régime d'interaction. On peut alors distinguer quatre mécanismes régissant l'hydrodynamique de tels plasmas :

- a) L'absorption de l'énergie laser qui s'effectue par différents procédés mais qui est souvent dominée par le Bremsstrahlung inverse.
- b) Le transport de l'énergie à l'intérieur de la cible.
- c) L'expansion de la partie ablatée de la cible.
- d) L'émission et le transport du rayonnement.

On peut ainsi définir des régions du plasma correspondant à chacun de ces processus. La figure I-1 donne l'allure des profils spatiaux des paramètres du plasma, tels que la densité et la température. Ces profils sont caractéristiques d'une part de l'interaction d'une impulsion laser nanoseconde à $\lambda=0.53 \mu\text{m}$ avec une cible solide (figure I-1.a), d'autre part de l'interaction d'une même cible avec une impulsion laser femtoseconde à $\lambda=0.53 \mu\text{m}$ (figure I-1.b).

Deux points particuliers font la différence entre l'interaction d'un laser femtoseconde avec la matière et celle d'une impulsion nanoseconde: en régime ultra-court, le champ électromagnétique du laser devient très supérieur au champ coulombien qui lie les électrons à leur noyau; de plus, la durée d'impulsion est inférieure aux temps caractéristiques de l'expansion hydrodynamique du plasma et des collisions électrons-ions. Ces deux phénomènes modifient la structure des zones et favorisent la création de particules énergétiques.

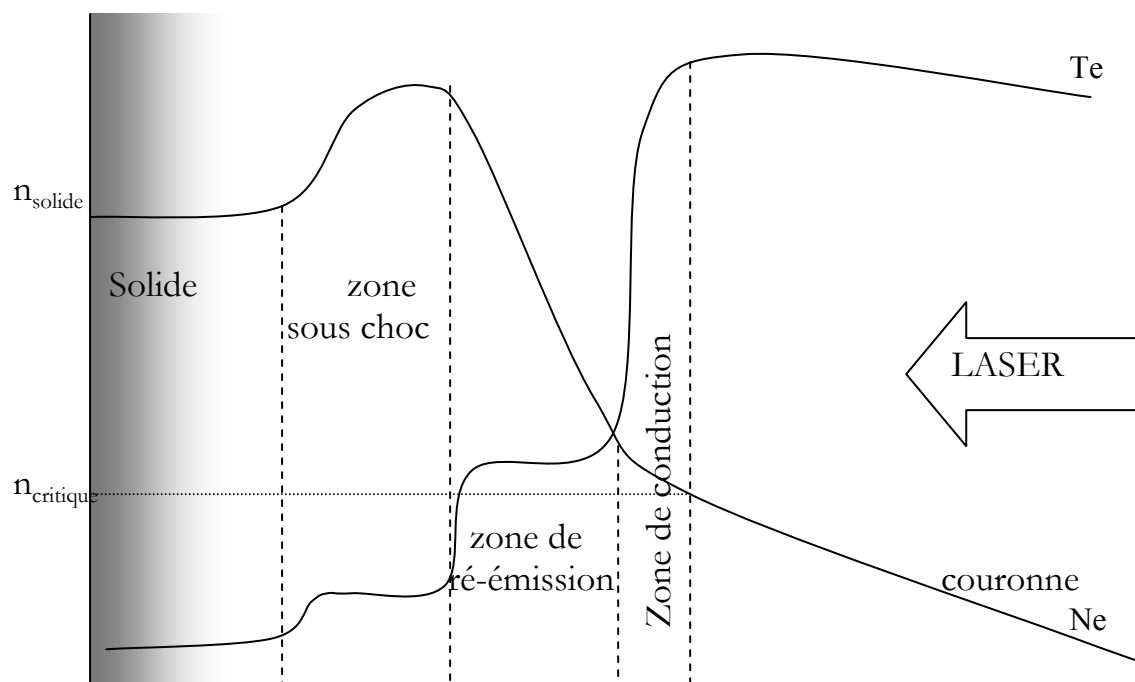


Figure I-1-a : Allure des variations spatiales de la densité et de la température dans les différentes zones du plasmas, en régime nanoseconde, pour un élément de numéro atomique élevé.

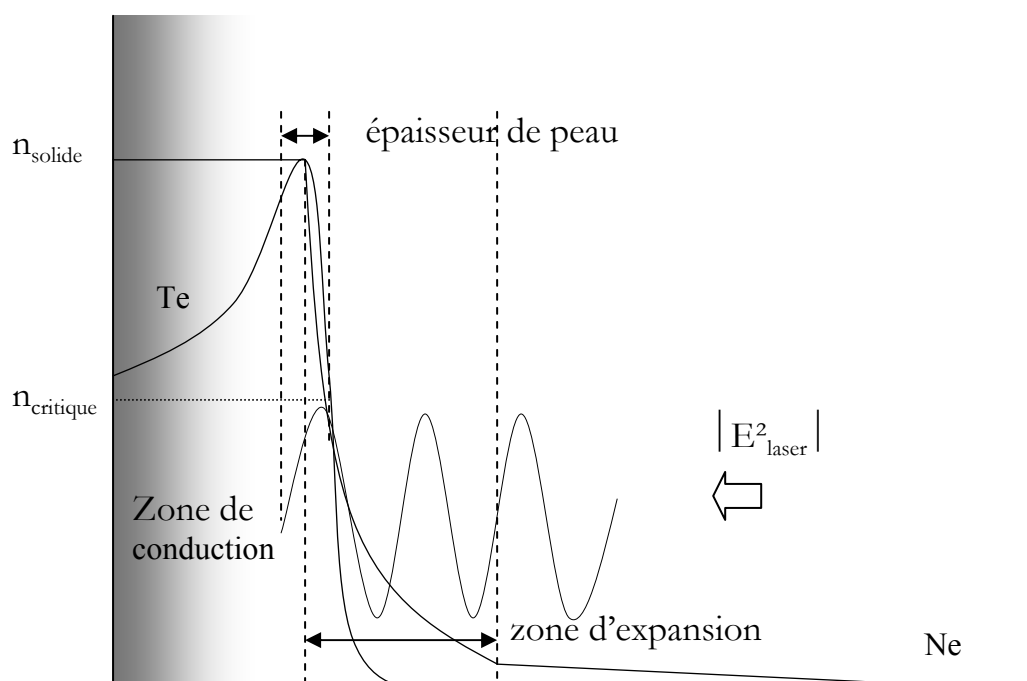


Figure I-1-b : Schéma de la zone d'interaction en régime d'impulsion ultra-intense avec un solide.

1.1.1. Zone sous-critique

En régime nanoseconde, cette région sous-critique appelée communément *couronne*, est une région basse densité où la température est très élevée (typiquement de l'ordre du keV). Le laser se propage jusqu'à une densité électronique appelée *densité critique*, qui est obtenue lorsque la fréquence laser est égale à la fréquence plasma électronique. Sa valeur est obtenue à partir de l'équation de dispersion de l'onde électromagnétique dans le milieu et s'écrit :

$$n_c = \frac{m_e \epsilon_0}{e^2} \omega^2$$

C'est dans cette zone qu'est absorbée l'énergie laser par les électrons du plasma. Cette zone se détend en avant de la cible et atteint très rapidement quelques centaines de microns.

En régime femtoseconde, cette couronne n'a pas le temps de se former, l'impulsion interagissant alors avec un gradient de densité très raide (10 nm à quelques microns). C'est pourquoi les phénomènes d'absorption s'y déroulent à des densités très élevées. Le dépôt laser peut s'effectuer au delà de la densité critique, dans la zone délimitée par l'onde évanescence : c'est l'*épaisseur de peau*.

Cependant expérimentalement, ce cas idéal n'est généralement pas atteint puisque l'impulsion principale est souvent superposée à un piédestal nanoseconde, suffisamment intense pour créer un pré-plasma qui aura le temps de se détendre avant l'arrivée de l'impulsion femtoseconde. Le rapport $\frac{I(\text{impulsion fs})}{I(\text{impulsion ns})}$ et la durée du piédestal déterminent la longueur du gradient L_n définie par :

$$L_n = n_e \left(\frac{dZ}{dn_e} \right)$$

Ces deux données permettent donc d'estimer les conditions réelles rencontrées par l'impulsion principale.

1.1.2. Zone de conduction

L'énergie laser déposée est ensuite transférée au plasma dans une zone appelée *zone de conduction*. Pour des cibles de numéro atomique Z faible, cette conduction est purement électronique et est localisée au niveau du gradient thermique. Typiquement, pour un flux de 10^{14}W/cm^2 , cette région a des dimensions de l'ordre du micron. La température que les électrons peuvent atteindre est contrôlée par ce processus de transport. Cette région est responsable du rayonnement en face avant.

Pour les éléments de Z élevé, la zone de conduction se prolonge vers les régions plus denses de la cible par une *zone de conversion et de ré-émission*, comme le montre la figure I-1a. La zone de conversion, optiquement mince à son propre rayonnement, est la région où l'énergie laser absorbée est convertie en rayonnement X et XUV. Chauffée par conduction électronique, cette région se refroidit en rayonnant d'une part à travers la couronne et d'autre part vers les régions plus denses du plasma. Une partie du rayonnement X ainsi émis se dirige donc vers des régions denses du plasma: c'est la zone de ré-émission. Elle est optiquement épaisse au rayonnement XUV et l'absorbe donc en majeure partie pour le restituer sous forme d'un rayonnement quasi-planckien. Ce dernier peut alors se propager vers la couronne en traversant la zone de conversion, sans être trop absorbé. Ajouté au spectre émis par la zone de conduction, il formera la composante thermique du spectre observé en face avant. Mais ce rayonnement peut également se disperser vers des régions plus denses où il sera de nouveau absorbé. Ces multiples processus de ré-émission et d'absorption donnent naissance à une onde de conduction radiative qui se propage à l'intérieur de la cible [1].

En régime nanoseconde, le processus d'ablation et l'expansion hydrodynamique consomment une partie de l'énergie laser déposée, ce qui limite la conduction thermique. En régime femtoseconde, l'expansion hydrodynamique n'est pas suffisante pour modifier les caractéristiques du transport thermique.

1.1.3. Zone sous choc

Après le front d'ablation, dans la zone sous choc, les hautes pressions engendrent une densité supérieure ou égale à la densité du solide alors que

la température (de l'ordre de la dizaine d'eV) est trop faible pour que le plasma émette du rayonnement X.

Après cette zone sous choc, il peut exister une région de la cible qui reste non-perturbée, suivant les conditions expérimentales (épaisseur de la cible, flux laser, Z du matériau...).

1.2. Mécanismes d'absorption de l'énergie laser

Dans cette section, nous allons illustrer les mécanismes qui interviennent dans l'absorption de l'énergie laser lors de l'interaction d'un laser nanoseconde et d'un laser femtoseconde avec une cible solide. La prise en compte de la durée de l'impulsion modifie grandement les processus mis en jeu.

1.2.1. Absorption en régime nanoseconde à $\lambda=0.53\mu\text{m}$

Une première série d'expériences présentées dans cette thèse a été effectuée en utilisant l'un des bras de la chaîne nanoseconde du LULI. Le faisceau était doublé en fréquence ($\lambda=0.53\mu\text{m}$) et polarisé S. Dans ce régime d'interaction, le mode d'absorption principal est un mode d'absorption collisionnel : il s'agit du *Bremstrahlung inverse*. C'est le processus par lequel un électron accéléré par le champ électrique de l'onde laser cède son énergie au milieu par collisions électrons-ions. Le coefficient relatif à ce processus d'absorption a pour expression [2] :

$$K(\text{cm}^{-1}) = \frac{10^6 \rho^2 Z}{kT_e^{3/2} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_c}\right)^{1/2} \lambda_L^2}$$

avec ρ : densité ionique (g/cc)

Z : numéro atomique du matériau

λ_L : longueur d'onde laser (μm)

ρ_c : densité ionique critique (g/cc)

D'après cette formule, on constate qu'effectivement, ce mode d'absorption est privilégié pour un laser à plus courte longueur d'onde, pour une irradiation de cible de Z élevé, et qu'il est d'autant plus important que l'on s'approche de la densité critique. Ces considérations montrent que pour maximiser l'absorption, on utilisera le faisceau doublé en fréquence.

1.2.2. Absorption en régime femtoseconde

L'une des caractéristiques de l'interaction d'un laser ultra-court et ultra-intense avec une cible solide est la génération d'électrons rapides très énergétiques et leur transport vers l'intérieur de la cible. L'absorption de l'énergie laser dans ce régime est un phénomène mettant en jeu de multiples procédés, dépendant fortement du champ laser incident. Les conditions expérimentales rencontrées font intervenir dans une première expérience un faisceau doublé en fréquence et dans une deuxième étude un faisceau à $\lambda=1.06 \mu\text{m}$.

Absorption résonnante

Ce processus d'absorption, abondamment détaillé dans la littérature [3] ne sera introduit que dans les grandes lignes afin de comprendre le rôle de ce mécanisme en régime femtoseconde ($L/\lambda=0.01$, où L est la longueur de gradient et λ la longueur d'onde du laser).

D'après les lois de la réfraction, un faisceau laser incident sous un angle θ sera réfléchi à une densité :

$$n_c \cos^2\theta$$

où θ est l'angle d'incidence, comme l'indique la figure I-2.

Un champ électrique intense s'établit au voisinage de ce point (onde stationnaire) et se poursuit par une onde évanescente vers l'intérieur de la cible.

La figure I-2 présente la structure spatiale du champ électrique le long du gradient de densité dans le cas de l'incidence oblique. En polarisation S, le champ électrique de l'onde laser est contenu dans le plan perpendiculaire au gradient de densité. Dans ce cas, il n'y a aucun couplage. Si, par contre, le champ électrique se trouve dans le plan d'incidence (polarisation P), alors il y a couplage résonnant et le champ électrique

pénètre sous forme d'une onde évanescente jusqu'à n_c et pourra exciter des ondes plasmas de forte intensité. Ces ondes longitudinales accélèrent les électrons du plasma et donnent naissance à une population d'électrons suprathermiques.

Ainsi, pour optimiser la production d'électrons suprathermiques, nous utiliserons le laser en polarisation P. Si aucun processus d'amortissement de l'onde électrostatique plasma générée à n_c n'intervenait, l'amplitude du champ à la résonance serait infinie.

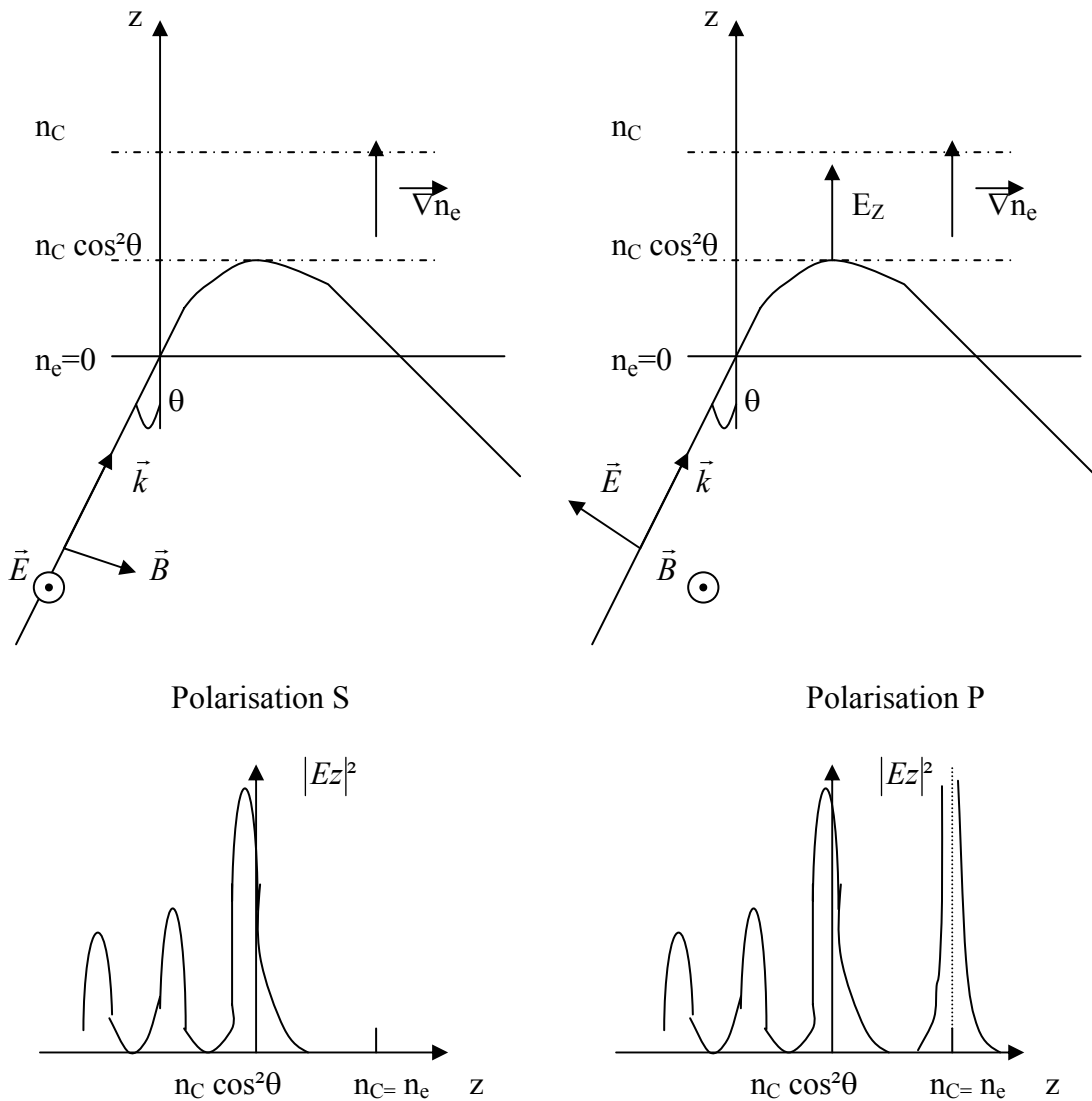


Figure I-2 : Structure du champ électrique du laser le long du gradient de densité électronique en fonction de la polarisation du laser. Le gradient de densité est supposé monodimensionnel.

Plusieurs mécanismes entrent en jeu pour assurer l'amortissement de l'onde électrostatique à la résonance. Le premier fait intervenir des collisions électrons-ions. Un autre mécanisme, appelé convection, permet de limiter l'amplitude de l'onde plasma. Enfin, si les deux processus précédents ne permettent pas de saturer l'onde électrostatique, l'amplitude du champ résonnant peut alors devenir suffisamment intense pour que les trajectoires électroniques se croisent. Cet effet est communément appelé *déferlement*. Des électrons rapides, matérialisés par une trajectoire rectiligne, sont éjectés vers l'extérieur et l'intérieur de la cible en prélevant de l'énergie à l'onde.

En gradient de densité très raide ($L/\lambda = 0.01$), la résonance est « tuée dans l'œuf », car elle n'a pas assez d'espace pour se développer. Une sorte de déferlement non-résonnant apparaît à la surface de la cible : ce nouveau type d'absorption a été évoqué pour la première fois par Brunel en 1987, il devient important dans le bilan d'absorption pour des intensités supérieures à 10^{17}W/cm^2 .

1.3. Transport de l'énergie

A l'intérieur du solide, le transport de l'énergie déposée dans la zone d'interaction, s'effectue par conduction grâce aux porteurs libres d'énergie thermique, i.e., les électrons ou les photons. On assiste alors à une compétition entre le chauffage de la cible par conduction électronique et par conduction radiative. En régime femtoseconde, une partie de l'énergie laser est convertie en électrons suprathermiques qui emporteront également une partie de l'énergie vers les régions denses et froides.

1.3.1. Transport thermique

Transport classique de Spitzer et Härm

Les électrons du plasma ayant gagné de l'énergie par absorption vont aller déposer cette énergie par collisions dans les régions plus denses de la cible. Le sujet du transport thermique électronique est délicat : plusieurs modèles ont été élaborés afin de le décrire et tenter de reproduire les résultats expérimentaux.

Le calcul classique de la conductivité thermique qui intervient dans l'expression reliant le flux de chaleur au gradient de température a été effectué par Spitzer et Härm [4], il s'écrit :

$$\vec{Q} = -K \vec{\nabla} T_e \quad (\text{eq. I-1})$$

Cependant, cette expression n'est valable que lorsque la longueur du gradient est suffisamment grande devant le libre parcours moyen des électrons, c'est à dire pour des gradients de température peu raides. Or, dans les conditions expérimentales, ceci n'est pas réalisé : au voisinage de la densité critique, les électrons ne sont plus thermalisés, i.e., l'hypothèse de Spitzer et Härm supposant que la fonction de distribution des électrons est une Maxwellienne n'est plus valable [5]. Dans le cas d'un gradient raide, le flux de chaleur pourrait donc croître indéfiniment... Plusieurs solutions ont alors été envisagées pour surmonter cet obstacle et rendre l'expression du flux de chaleur plus physique. La première consiste à limiter artificiellement ce flux, en lui imposant une valeur maximale, et une autre méthode, plus physique, utilise une théorie de transport non-local.

Flux de chaleur limite

Ainsi, une façon simple de décrire ce flux dans les simulations est d'introduire un facteur de flux limite f , que l'on ajuste pour retrouver les résultats expérimentaux.

Les électrons peuvent transporter au maximum un flux noté Q_{lim} tel que $Q_{\text{lim}} = n_e v_e T_e = n_e T_e \sqrt{\frac{kT_e}{m_e}}$, qui correspond à un flux d'électrons en écoulement libre. Le flux peut être limité de façon harmonique :

$$\frac{1}{\bar{Q}'} = \frac{1}{\bar{Q}} + \frac{1}{f \cdot Q_{\text{lim}}} \quad (\text{eq. I-2})$$

ou bien tel que :

$$\bar{Q}' = \min(\bar{Q}, f \cdot Q_{\text{lim}}) \quad (\text{eq. I-3})$$

Flux délocalisé

Cette limitation empirique du flux ne rend toutefois pas compte de la réalité. Lorsque les gradients de température sont très raides, le libre parcours moyen des électrons est grand devant les échelles locales et ceux-ci déposent leur énergie loin dans la cible. Pour tenter de reproduire ce phénomène, la théorie du flux délocalisé a été proposée par Mora et Luciani [6]. Ils donnent donc une expression non-locale du flux de chaleur en écrivant :

$$Q(x) = \int dx' Q_{SH}(x') \omega(x, x') \quad (\text{eq. I-4})$$

où Q_{SH} est le flux classique de Spitzer et Härm, et où $\omega(x, x')$ est un opérateur de délocalisation ajusté de manière à approcher les simulations cinétiques Fokker-Planck existantes [7].

Ainsi, le flux de chaleur à la position x , $Q(x)$, dépend du profil de température autour de la position x , mais surtout dans la région située à une distance inférieure au libre parcours moyen des électrons de température $T_e(x)$. Ainsi, le flux de chaleur sera naturellement limité dans les zones chaudes du gradient de température, pour augmenter dans les zones plus froides.

D'autres mécanismes peuvent être invoqués pour l'inhibition du flux thermique : la génération d'un champ magnétique intense dans le plasma courbant les trajectoires des électrons et limitant ainsi le transport longitudinal. Divers phénomènes (instabilités, charge d'espace due aux électrons suprathermiques) sont encore susceptibles de limiter les valeurs de la conductivité, mais nous ne nous en préoccupons pas.

1.3.2. Transfert radiatif

L'équation de transfert

Le transfert radiatif est un phénomène qui reste faible pour les éléments dont le numéro atomique est petit. Mais lorsqu'on irradie un élément de Z élevé, il n'est plus possible de s'en affranchir, ce mode de transport devenant alors prépondérant par rapport au transport thermique.

Une étude complète du transfert radiatif dans un milieu donné passe par un bilan total des pertes et des gains radiatifs. Pour se donner une représentation schématique d'un tel bilan, nous illustrons, figure I-3, l'interaction d'un plasma composé d'éléments susceptibles d'absorber ou d'émettre, avec un champ de rayonnement de fréquence ν .

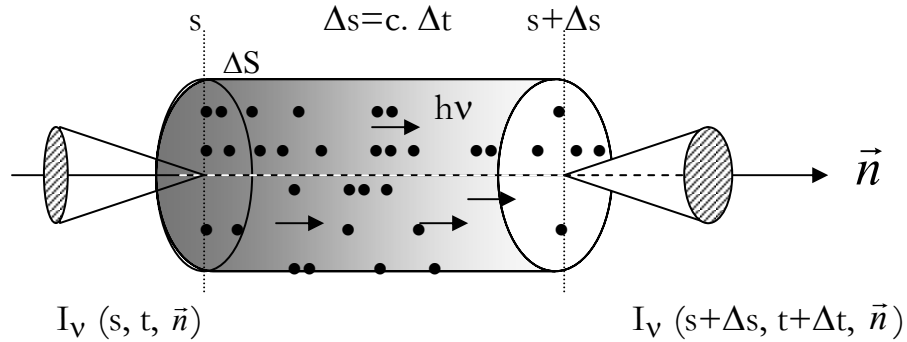


Figure I-3 : Intensité $I_\nu(s, t, \vec{n})$ traversant un élément de volume du plasma de section ΔS composé d'éléments absorbants et émetteurs. On trouve en sortie l'intensité transmise $I_\nu(s + \Delta s, t + \Delta t, \vec{n})$.

L'équation de transfert radiatif (eq. I-5) traduit le fait que : « la variation formelle de l'intensité radiative entre l'entrée et la sortie d'un élément de matière est égale à la somme des termes d'échange entre le rayonnement et la matière ». Ainsi, pour un plasma de section ΔS (voir figure I-3), cette équation s'écrit :

$$\frac{dI_\nu}{ds} = j_\nu - \chi_\nu I_\nu \quad (\text{eq. I-5})$$

La variation d'intensité dI_ν reflète le bilan des phénomènes d'absorption, de diffusion et d'émission au sein du plasma. Dans cette équation, nous avons introduit le coefficient d'émission spontanée j_ν , qui correspond à la densité spectrale de l'énergie radiative émise par unité

d'angle solide et par unité de volume. $\chi_\nu I_\nu$ représente l'intensité radiative absorbée et diffusée par unité de temps, de fréquence, d'angle solide et de volume (où χ_ν est l'opacité de chaque élément). A priori, cette équation n'est pas soluble dans le cas général. Nous allons nous placer dans un cas particulier afin d'en déterminer une solution.

Solution formelle de l'équation de transfert

Pour trouver une solution formelle de l'équation de transfert (eq. I-5), nous nous situons dans l'hypothèse stationnaire du transfert radiatif dans un milieu non diffusant.

Dans l'étude du transfert radiatif, il est souvent pratique d'utiliser, dans la description de l'émission de rayonnement, la notion de fonction source $S_\nu = \frac{j_\nu}{\chi_\nu}$ qui est le rapport de l'émissivité totale et de l'opacité totale.

Il vient alors que les variations de l'intensité du champ radiatif dues aux processus de création et de perte de photons à la fréquence ν s'écrivent :

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu \quad (\text{eq. I-6})$$

où $d\tau_\nu = \chi_\nu ds$ est la profondeur optique du milieu, notion que l'on retrouvera lorsque nous aborderons les problèmes de réabsorption du rayonnement dans l'analyse de nos résultats expérimentaux.

Pour résoudre cette équation de transfert, il est donc nécessaire de connaître la fonction source S_ν , le problème est qu'en général, elle n'est pas connue.

On peut toutefois donner par exemple le cas d'un plasma à l'équilibre thermodynamique. Dans ce cas, les conditions macroscopiques sont uniformes et la fonction source ne dépend donc plus de la profondeur optique. La solution de l'équation eq. I-6 s'écrit alors :

$$I_\nu = S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}) + I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} \quad (\text{eq. I-7})$$

Lorsque la profondeur optique croît, l'intensité radiative tend vers une valeur d'équilibre donnée par la fonction source et subit de moins en

moins l'influence de l'intensité radiative initiale. Dans ce cas, le rayonnement est purement thermique et la fonction source est donnée par la distribution de Planck.

Dans le cas général, la fonction source n'est pas connue : elle sera composée d'une partie thermique, continue, et d'une partie discrète, de rayonnement sous forme de raies. Toutefois, sous certaines approximations (par exemple avec un modèle à l'ETL ou collisionnel-radiatif), il est possible de résoudre l'équation de transfert.

1.3.3. Transport de l'énergie par les électrons suprathermiques

Dans les modèles décrits précédemment, la plus grande partie de l'énergie est transportée par les électrons thermiques et pour des cibles irradiées de numéro atomique élevé, par le rayonnement ré-émis dans le plasma. En régime femtoseconde, l'une des caractéristiques de l'interaction laser-matière est la génération d'électrons rapides très énergétiques. Ces électrons vont aller déposer leur énergie au sein de la cible, dans les régions denses.

Dans le paragraphe §1.2.2., il a été dit que l'absorption résonnante associée au déferlement est la source de production des électrons rapides pour une onde laser en incidence oblique et en polarisation P. Pour les conditions de flux rencontrées au cours de nos expériences, soit typiquement $I_{\text{laser}} = 10^{17}$ à 10^{19} W/cm^2 , la production d'électrons rapides peut être obtenue à partir d'autres processus, tels que l'effet Brunel et la force pondéromotrice, que nous ne détaillerons pas ici. De nombreux modèles numériques, traitant chacun à leur façon la nature de l'absorption et la fraction d'énergie laser convertie en électrons chauds, ont été développés pour estimer leur température. Forslund [8], Estabrook & Kruer [9] ont proposé une expression de cette température en fonction de celle des électrons thermiques. Plus récemment, les codes particuliers ont montré leur efficacité à traiter les processus d'absorption. Ainsi, de nombreuses lois d'échelle [10,11] ont été proposées pour la température des électrons suprathermiques en fonction de l'effet qui est à l'origine de leur création.

Considérations sur les effets collisionnels et collectifs

La propagation de ces électrons dans la matière résulte de la compétition entre effets collisionnels et collectifs. Le paragraphe qui va

suivre propose de rappeler simplement ces principaux aspects pour la compréhension des résultats expérimentaux présentés au chapitre 5.

◆ Lors d'un processus de nature collisionnelle, l'électron incident interagit seul avec le milieu matériel qu'il traverse, composé d'électrons libres et liés et avec les noyaux présents dans la cible. Ces mécanismes individuels provoquent la diffusion angulaire et le ralentissement des électrons en même temps que l'émission X et γ , et la production de neutrons et d'autres types de particules. La figure I-4 résume cette situation.

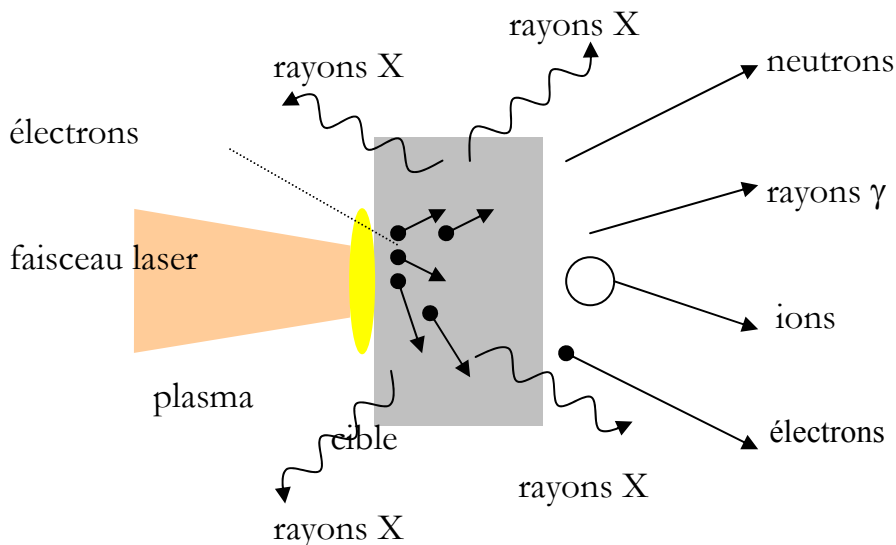


Figure I-4 : Schéma de principe de l'accélération d'électrons au cours de l'interaction en régime femtoseconde.

◆ Toutefois, la propagation d'un faisceau intense d'électrons ne se réduit pas aux différentes contributions individuelles sous forme de collisions. Le cheminement d'un tel faisceau induit des effets collectifs, telles que les interactions internes au faisceau mais aussi la réponse électromagnétique du milieu à une telle perturbation. Il s'agit notamment des champs électrique et magnétique générés par le faisceau lui-même. La propagation d'un tel faisceau d'électrons conduit à une perturbation importante de la neutralité du milieu et à l'apparition d'une densité de courant très élevée ($\approx kA/\mu m^2$). La figure I-5 schématise les effets des champs électrique et magnétique influençant la propagation du faisceau .

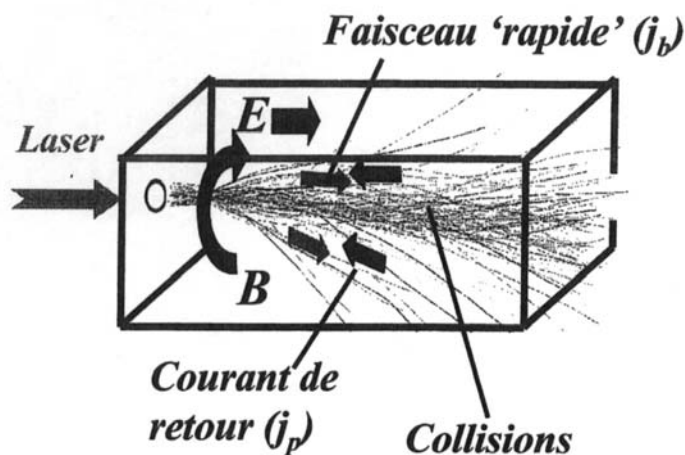


Figure I-5 : Les électrons rapides accélérés se propagent dans le plasma. Le champ électrique induit par la variation rapide du champ magnétique lié au courant accélère un courant de retour qui neutralise presque totalement le courant incident.

Le champ électrostatique généré par le faisceau tend à expulser les électrons du plasma loin du faisceau d'électrons chauds, de manière à assurer la neutralité en charge du milieu. Le champ magnétique, variable, accélère, de par le champ électromoteur qu'il induit, un *courant de retour*.

Ainsi, dans le plasma, milieu conducteur, la propagation d'un courant supérieur à la limite d'Alfven^{*} devient possible grâce à la formation de ce courant de retour. Alimenté par les électrons thermiques du plasma, ce courant va alors neutraliser, dans la plupart des cas, le courant engendré par les électrons rapides. En effet, l'existence du faisceau d'électrons rapides induit, suivant les équations de Maxwell, un champ magnétique azimuthal qui augmente avec le temps. La loi de Lenz stipule, quant à elle, que la variation du flux magnétique s'accompagne de l'apparition d'une force électromotrice. Ce champ accélère les électrons libres du plasma dans le sens inverse. Ce courant de retour favorise la propagation du faisceau car il tend à réduire le courant total et aussi le champ magnétique.

* Le courant maximum que peut transporter un faisceau d'électrons dans le vide est donné par la limite d'Alfven [f] :

$$I_A(kA) \approx \frac{\beta \gamma m c^3}{e} \approx 1.710^4 \beta \gamma$$

Où β est la vitesse d'un électron normalisée à c et γ est le facteur relativiste du faisceau d'électrons

Devenir des électrons pendant la détente du plasma

Les électrons, plus légers que les ions, vont avoir tendance à s'échapper plus vite au cours de la détente. Les ions, plus lourds, ne parviennent pas à les suivre : il s'établit alors une *charge d'espace* qui tend à retenir les électrons tandis qu'elle accélère les ions.

L'expression du champ électrique résultant de la charge d'espace existant entre les électrons et les ions s'établit en écrivant séparément les équations régissant le mouvement des électrons et des ions dans un potentiel ϕ . On résout le système d'équations obtenu en introduisant la vitesse acoustique ionique $c_s = \sqrt{\frac{ZT_e}{M}}$. L'expression du champ électrique dans la zone de plasma en détente s'écrit alors :

$$E = \frac{eT_e}{c_s t} \quad (\text{eq. I-8})$$

Nous remarquerons que ce champ est constant dans la région de la détente qui s'étale de la position $x = -c_s t$ jusqu'à l'infini.

L'idée de l'une des expériences présentées au chapitre 5 est d'utiliser cet effet de séparation de charge pour confiner les électrons à l'intérieur d'une cible. Les électrons ainsi piégés pourraient alors déposer leur énergie au cœur de la cible et la chauffer de façon homogène.

1.4. Production de rayonnement K_α

Comme nous l'avons détaillé précédemment, les électrons rapides subissent, pendant leur propagation dans la matière, de très nombreuses collisions avec les atomes. Lors de ces chocs, les électrons rapides transfèrent une partie de leur énergie aux atomes du milieu par différents mécanismes. Parmi ces processus, il en est un qui produit le rayonnement K_α : c'est l'ionisation collisionnelle en couche interne. Nous allons donc dans ce qui suit rappeler la définition du rayonnement K_α et donner les caractéristiques de cette émission.

1.4.1. Rappels sur l'émission K-alpha

Si un électron incident a une énergie supérieure au seuil d'ionisation de la couche K (nombre quantique principal $n=1$) d'un atome, il peut arracher un électron à cette couche. L'atome se retrouve alors dans un état instable. Il existe deux moyens de stabiliser le système. Un électron des couches plus externes comble cette lacune : le processus le plus probable correspond à l'émission d'un photon que l'on notera K_{α} . L'énergie de désexcitation peut, dans une moindre mesure, être transférée à un autre électron qui s'échappera alors de l'atome (effet Auger).

L'énergie du rayonnement K_{α} dépend de la couche d'où provient l'électron qui effectuera la transition pour combler la lacune. La figure I-6 présente les transitions radiatives les plus probables correspondant à une lacune en couche K.

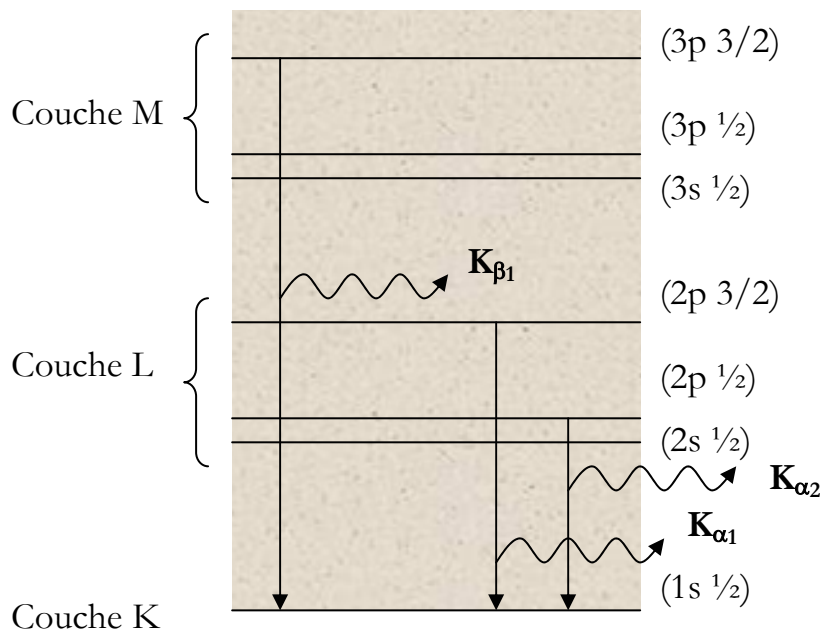


Figure I-6 : Transitions radiatives suite à l'ionisation d'un électron en couche K dans le cas d'un atome.

La probabilité pour qu'un électron d'énergie cinétique E arrache un électron de la couche K (dont l'énergie de liaison vaut E_K) dépend de la section efficace d'ionisation en couche interne. L'expression suivante est issue du calcul simple effectué par Bethe [12] :

$$\sigma_K = \frac{\pi e^4}{E E_K} 2b_K \ln \left(\frac{4E}{c_K E_K} \right) \quad (\text{eq. I-9})$$

où b_K et c_K sont deux paramètres qui dépendent du matériau étudié, déterminés empiriquement.

Dans le cas d'électrons relativistes, une autre formule [13] permet de connaître la section efficace suivant que le paramètre d'impact b est plus ou moins grand que le rayon moyen de la couche K , noté a . Elle vaut :

$$\sigma_K = \sigma(b > a) + \sigma(b < a) \quad (\text{eq. I-10})$$

$$\sigma(b > a) = \frac{0.275(E+1)^2}{IE(E+2)} \ln \left(\frac{1.19E(E+2)}{I} - \frac{E(E+2)}{(E+1)^2} \right) \quad (\text{eq. I-11})$$

$$\sigma(b < a) = \frac{0.99(E+1)^2}{IE(E+2)} \left[1 - \frac{I}{E} \left(1 - \frac{E^2}{2(E+1)^2} + \frac{2E+1}{(E+1)^2} \ln \left(\frac{E}{I} \right) \right) \right] \quad (\text{eq. I-12})$$

où E est l'énergie de l'électron et I l'énergie d'ionisation de la couche K .

Ensuite, la probabilité pour que la désexcitation de l'atome soit radiative est donnée par le rendement de fluorescence W_K , fonction du numéro atomique Z :

$$W_K = \frac{Z^4}{Z^4 + 1.12 \times 10^6} \quad (\text{eq. I-13})$$

Dans nos conditions expérimentales, seul sera étudié le rayonnement K_α de l'aluminium. On donne alors les paramètres intéressants pour cet élément :

- énergie de liaison en couche K : $E_K = 1.559$ keV

- énergie de la raie K_{α} de l'atome d'aluminium :
 $E(K_{\alpha_1})=1.4867 \text{ keV}$
 $E(K_{\alpha_2})=1.48627 \text{ keV}$
 $E(K_{\beta_2})=1.5574 \text{ keV}$
- rendement de fluorescence : $W_K=2.478\%$

Ainsi, pour l'aluminium, la réponse à chaque ionisation en couche interne est principalement l'émission d'un électron Auger, il représente en effet plus de 96% du processus de désexcitation. Ces électrons Auger représentent un surplus d'électrons libres qui transfèrent leur énergie à la matière. Toutefois, leur énergie est inférieure à l'énergie d'ionisation de la couche K et n'est pas suffisante pour générer du rayonnement K_{α} .

1.4.2. Caractéristiques spectrales de l'émission K-alpha

La description complète de l'émission K_{α} générée par un faisceau d'électrons rapides doit prendre en compte l'élévation de température du milieu dans lequel les électrons se propagent. Dans le rappel fait ci-dessus, nous avons considéré les transitions K_{α} dans le solide froid. Cependant, dès le début de l'interaction, l'état d'ionisation de la matière évolue et les électrons rapides créés vont non seulement entrer en collision avec des atomes mais aussi avec les ions du plasma. Le spectre d'émission K_{α} ne correspond plus alors à une émission monochromatique mais à un ensemble de raies d'autant plus décalées vers les courtes longueurs d'onde que l'ion émetteur est chargé.

Le calcul du décalage spectral est un problème complexe qui nécessite la résolution de l'équation de Schrödinger pour l'atome cible. L'un des premiers physiciens à s'être penché sur la question est L.L. House [14]. Ses résultats ont été obtenus après résolution numérique du système Hartree-Fock décrivant les interactions dans l'ion considéré.

Un calcul très précis des raies K_{α} a été effectué par J.F. Wyart au laboratoire Aimé Cotton d'Orsay, à l'aide du code RELAC [15,16]. Les transitions de l'aluminium ont été calculées dans le cadre d'un couplage relativiste – i.e. un couplage $\vec{J}.\vec{J}$ - bien que pour l'aluminium un traitement avec le couplage $\vec{L}.\vec{S}$ soit largement suffisant. Mais ceci n'a pas d'effet majeur sur le calcul des énergies des transitions. Dans le calcul, seuls les ions fluoroïdes à héliumoïdes ont été pris en compte et les configurations fondamentales et excitées considérées sont les complexes $1s^2 (2s + 2p)^N$ et respectivement $1s (2s + 2p)^{N+1}$. Seules 268 transitions pour lesquelles le

produit $g_i \cdot f_{ij}$ est supérieur à 0.01 ont été conservées (il s'agit du produit du poids statistique et de la force d'oscillateur de la transition). Le schéma de la figure I-7 représente chacune des transitions calculées par RELAC en fonction de la longueur d'onde calculée. On remarque que les transitions K_α de chaque ion forment des groupes assez bien séparés les uns des autres. La séquence iso-électronique des ions est repérée sur la figure I-7. Les transitions des ions carbonoïdes, boroïdes et bérylliumoïdes sont assez nombreuses.

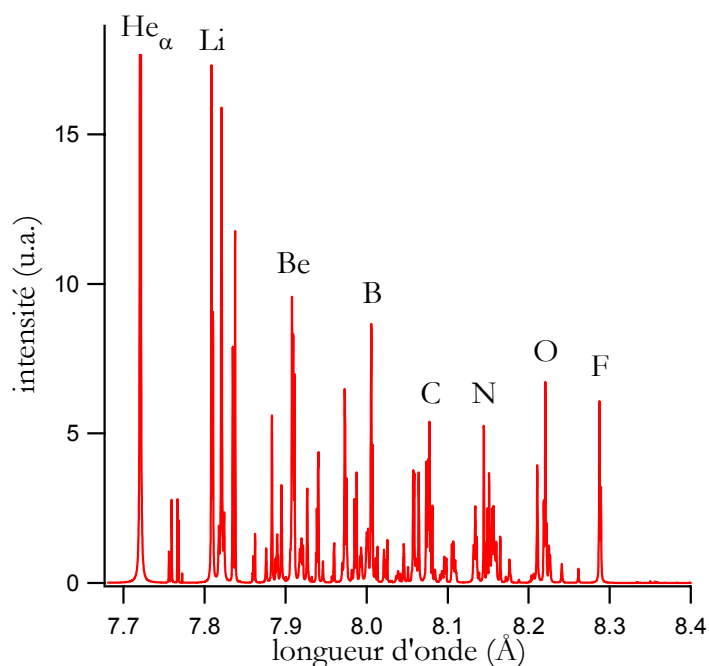


Figure I-7 : Spectre des transitions K_α de l'aluminium en fonction de la longueur d'onde.

L'élargissement instrumental est très important par rapport à la largeur intrinsèque des raies. De plus, celles-ci sont très proches en énergie. Ces deux facteurs conduisent au fait qu'il est impossible de faire une comparaison raisonnable entre les longueurs d'onde expérimentales et théoriques. Les spectres expérimentaux, nous le verrons, montrent que pour chaque ion, l'émission des raies K_α se présente sous la forme d'une bosse au sein desquelles les transitions ne sont pas résolues.

Il est important de préciser l'appellation que nous donnerons aux différentes raies décalées dans la suite de l'étude, afin d'éviter toute confusion. L'état d'ionisation correspondant à la transition $1s2s^22p^63s^23p$

vers $1s^2 2s^2 2p^5 3s^2 3p$ correspond à l'aluminium neutre avec un électron en moins en couche K: c'est la K_α « froide ». Quand nous parlons de l'état d'ionisation $4+$, i.e. la première raie chaude qui peut être distinguée sur le spectre expérimental, il s'agit de la transition $1s 2s^2 2p^5$ vers $1s^2 2s^2 2p^4$ mise en oeuvre dans l'ion Al^{4+} (4 électrons en moins en couche externe dû à la dynamique du chauffage). On appellera cette raie K_α « F-like ».

On remarquera que les 4 premières K_α sont très proches en énergie et qu'il sera difficile de les distinguer séparément. Ceci est dû au fait que les électrons manquants sont issus de la même couche $n=3$, dès que l'on commence à dépeupler la couche $n=2$, les raies émises commencent à se décaler significativement. La première raie « chaude » est la K_α « F-like », séparée de 70 mÅ de la raie froide. Notre spectromètre à cristal conique de KAP résoudra aisément cette écart puisque sa résolution spectrale intrinsèque $(\lambda/\Delta\lambda)_{int}$ est typiquement comprise entre 500 et 1000.

Enfin, en toute logique, la section efficace d'ionisation en couche K et le rendement de fluorescence dépendent à leur tour de l'état d'ionisation. Cette dépendance est en réalité assez faible pour être négligée.

2. Physique atomique et rayonnement

La connaissance précise de la répartition des populations entre espèces ioniques et niveaux excités est très importante. Elle est indispensable, à la fois pour interpréter les spectres d'émission obtenus et pour étudier l'influence de la physique atomique sur l'hydrodynamique du plasma.

Dans ce paragraphe, nous étudierons, dans un premier temps, les principaux mécanismes d'émission et d'absorption X qui régissent les spectres expérimentaux. Nous aborderons ensuite la description des deux états caractéristiques accessibles au plasma, à savoir l'équilibre thermodynamique local et l'état hors-équilibre. Nous verrons que dans ce dernier, une description des différents processus collisionnels et radiatifs est nécessaire. Nous concluons enfin que pour accéder à une formulation du bilan d'ionisation correcte pour des éléments de Z moyen à élevé, des méthodes d'approximation sont indispensables. Ainsi, pour des ions lourds, nous nous intéresserons à la méthode qui consiste à regrouper les niveaux en configurations, voire en « super-configurations ».

2.1. Emission X et ionisation

2.1.1. Niveaux d'énergie et transitions

Dans un plasma chaud (i.e. de température électronique supérieure à quelques dizaines d'électrons-volts), la matière est ionisée et généralement plusieurs fois. L'hydrogène et l'hélium sont complètement ionisés. L'aluminium, élément très largement utilisé en spectroscopie, peut être ionisé jusqu'à Al^{11+} et Al^{12+} . La structure des différents états ioniques présents dans un plasma détermine son rayonnement.

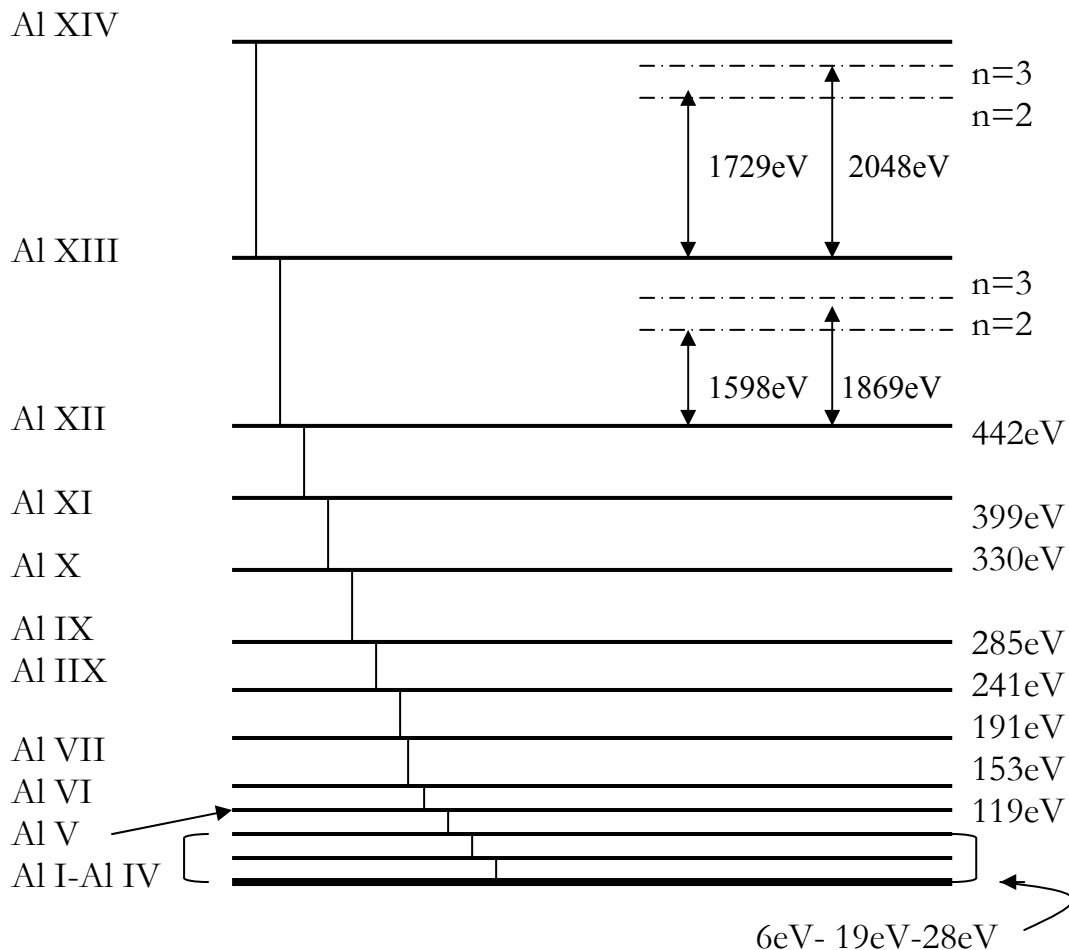


Figure I-8 : Niveaux d'énergie d'ionisation de l'aluminium .

Prenons comme exemple l'aluminium, élément que nous avons par ailleurs étudié dans les différents travaux de cette thèse : la figure I-8 montre les niveaux d'ionisation des différents états ioniques de l'aluminium, du neutre à l'atome nu (sans aucun électron). Les énergies d'ionisation y sont indiquées. Figurent également les énergies des transitions de résonance $n=2 \rightarrow 1$ et $3 \rightarrow 1$ pour les ions héliumioïde et hydrogénoïde Al^{11+} et Al^{12+} . Les ions sont repérés ci-après avec la notation spectroscopique : Al I, étant l'aluminium neutre, Al II est l'atome d'aluminium avec un électron en moins, etc...

La structure électronique de l'aluminium est $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p$. On peut aisément remarquer qu'il est facile d'arracher les électrons situés sur la couche $n=3$ de l'aluminium : une énergie en deçà de 30 eV le permet. Pour enlever les électrons de la couche supérieure $n=2$, il faut fournir une énergie entre 100 et 400 eV. Les énergies mises en jeu pour ôter les derniers électrons situés sur la couche $n=1$ sont de l'ordre de 2000 eV. Ce schéma nous permet de connaître l'ordre de grandeur en énergie des raies émises par les différentes espèces ioniques de l'aluminium. Pour les espèces ionisées jusqu'à 3 fois, on ne pourra observer qu'un rayonnement visible ou ultra-violet, l'énergie des raies étant sensiblement de l'ordre de 10 eV. L'aluminium ionisé de 3 à 10 fois peut émettre ou absorber un rayonnement XUV. Les ions héliumioïde Al XII et hydrogénoïde Al XIII émettent et absorbent dans la gamme du keV. A partir de la loi de Boltzmann, que nous verrons au paragraphe § 2.2., on peut montrer que les ions présents dans un plasma sont ceux qui ont un potentiel d'ionisation $E_i \cong 3k_B T_e$, où T_e est la température électronique et k_B la constante de Boltzmann. Alors, les ions héliumioïde Al XII et hydrogénoïde Al XIII seront présents et émettront pour une température de l'ordre de 600 eV.

2.1.2. Mécanismes d'émission X

Les principaux mécanismes d'émission X identifiés sur un spectre expérimental sont au nombre de trois :

- *le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung, ou transitions libre-libre*

Ce rayonnement correspond à l'émission d'un photon lorsqu'un électron libre du plasma est dévié ou ralenti suite à une collision avec un atome- ou ion- du plasma. Le spectre de ce rayonnement est continu, et son émissivité varie comme :

$$Z^2 n_e T_e^{-1/2} N \exp\left(\frac{-h\nu}{kT_e}\right) \quad (\text{eq. I-14})$$

où n_e et T_e sont la densité et la température électronique, $h\nu$ l'énergie du photon émis et Z et N , la charge et la densité de l'ion considéré.

- *la recombinaison radiative, appelée transitions libre-liée*

Il s'agit du rayonnement émis lors de la capture d'un électron par un ion du plasma. Le spectre est aussi continu, avec une limite inférieure en énergie correspondant à l'énergie d'ionisation. L'émissivité varie comme :

$$Z^4 n_e T_e^{-3/2} N \exp\left(\frac{-h\nu}{kT_e}\right) \quad (\text{eq. I-15})$$

- *l'émission spontanée, ou transitions lié-lié*

C'est le rayonnement émis lors du passage d'un électron d'une couche à une autre de l'ion. Son intensité est émise sous forme d'un spectre de raies. L'intensité d'une raie est donnée par :

$$N_{i,q} A_{ij} E_{ij} \Phi(\nu) \quad (\text{eq. I-16})$$

où $N_{i,q}$ est la population du niveau i , de l'ion de charge q d'où part l'électron

A_{ij} est la probabilité de transition entre les niveaux i et j

E_{ij} est l'énergie du photon émis, égale à la différence d'énergie entre les niveaux concernés par la transition

$\Phi(\nu)$ est le profil de la raie prenant en compte les différents processus d'élargissement.

Plusieurs processus sont responsables du profil d'une raie $\Phi(\nu)$:

- la largeur naturelle

Il s'agit d'un élargissement homogène lié à la durée de vie finie des états excités. Le profil correspondant est une lorentzienne de largeur à mi-hauteur $\Delta\nu = \frac{1}{A_{ij}}$, où A_{ij} est la probabilité de transition. En général, cet

élargissement reste négligeable devant les autres processus.

- l'effet Doppler

La forme de raie liée à l'effet Doppler correspond à un élargissement inhomogène. Dans un plasma, lorsqu'un ion émetteur se déplace parallèlement à l'axe d'observation, la fréquence de son rayonnement sera décalée par effet Doppler. Si l'on suppose que ce même ion se meut dans le plasma en fonction de l'agitation thermique, le profil de raie correspond alors à une gaussienne. La largeur à $\frac{1}{e}$ de cette gaussienne s'écrit

$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2kT}{M}}$, où M est la masse de l'ion. Lorsque la densité n'est pas trop élevée, l'élargissement Doppler est dominant.

- l'effet Stark

L'effet Stark est une perturbation des niveaux d'énergie d'un ion sous l'action du champ électrique engendré par les électrons et les autres ions du plasma. On peut distinguer la perturbation créée par les ions de celle générée par les électrons du plasma. On trouvera une étude détaillée de ces effets dans la référence suivante [17]. Pour nos expériences concernant des éléments de numéro atomique faible ($Z < 20$), il est important de souligner qu'au delà de 10^{20} cm^{-3} , c'est l'effet Stark qui domine la largeur des raies.

Le spectre émis dépend du nombre de transitions concernées, et ce nombre augmente rapidement avec le nombre quantique. Un spectre de couche K est composé de raies isolées, car il y a peu de transitions concernées. Quant au spectre de couche M, il comprend tellement de transitions, qu'elles se superposent pour donner un spectre quasiment continu. La figure I-9 montre un spectre expérimental nanoseconde d'aluminium, de couche K, mesuré dans un plasma chauffé autour de 450 eV. Ce spectre a été obtenu en irradiant un fil d'aluminium avec une impulsion laser de largeur temporelle à mi-hauteur 600 ps, d'énergie 11.6 J à $0.53 \mu\text{m}$. On observe la raie de résonance héliumoïde $\text{He}\alpha$, flanquée de la raie d'intercombinaison correspondant à la transition $1s^2 \ ^1S_0 - 1s2p \ ^3P_1$ de l'ion Al^{11+} et des satellites lithiuoïdes.

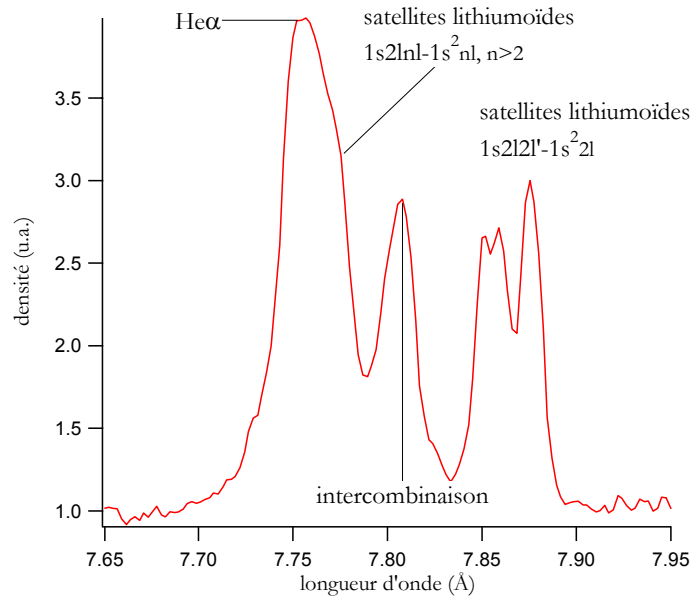


Figure I-9 : Spectre d'aluminium enregistré dans la gamme 7.65 à 7.95 Å obtenu par irradiation d'un fil d'aluminium par une impulsion nanoseconde d'énergie 11.6 J à 0.53 μm .

Pour un ion héliumoïde ou lithiumoïde, il se peut que deux électrons soient excités simultanément: ce type de transition donnera lieu à des raies d'intensité beaucoup plus faible. Un des électrons saute d'une couche à l'autre et le deuxième situé sur des couches de $n \geq 2$ est considéré comme spectateur. Les raies correspondant à ces transitions à deux électrons sont appelées *satellites diélectroniques*. Le niveau supérieur de la transition, qui a une énergie plus grande que la limite d'ionisation est appelé « auto-ionisant ». Le spectre de ces satellites est très riche d'information et constitue un diagnostic pour la densité électronique.

La figure I-10 donne le schéma simplifié des niveaux d'énergie de ces satellites (repérés par une lettre donnée dans la référence [18]). Le niveau supérieur de la transition k,j est peuplé par recombinaison diélectronique d'un ion héliumoïde (taux α). Le niveau supérieur de la transition $a-d$ est peuplé par l'excitation collisionnelle (taux X) et le mélange collisionnel entre niveaux supérieurs (taux β).

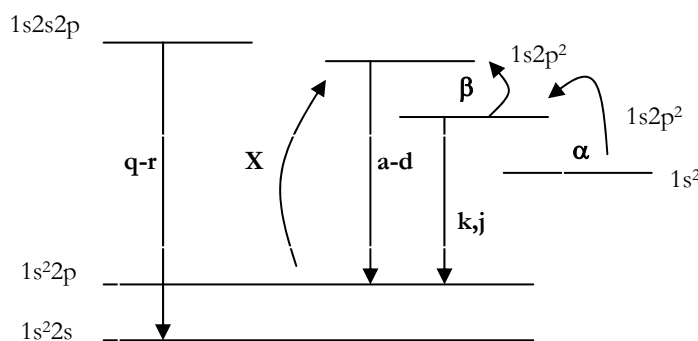


Figure I-10 : Schéma des niveaux d'énergie des satellites lithumoides de la raie de résonance He $_{\alpha}$ de l'aluminium.

Il est important de rappeler que lorsque le plasma est très dense, il y a équilibre collisionnel entre les niveaux supérieurs. Les rapports des raies peuvent donc suivre les valeurs à l'ETL données par la loi de Boltzmann (voir *eq.I-17*). Au contraire si le plasma est moins dense, le mélange collisionnel β entre les niveaux supérieurs devient négligeable et le rapport entre les raies a-d et k,j dépend du rapport entre les niveaux $1s^2p$ de l'ion Li-like, et $1s^2$ de l'ion He-like, ce rapport étant dépendant de la température de fraction ionique T_z .

Les espèces ioniques dominantes dans un spectre sont généralement celles qui présentent une couche complète. En effet, si l'on se réfère à la figure I-8, on voit qu'il faut fournir une énergie beaucoup plus grande pour ioniser un état à couche complète. Par exemple, le spectre d'aluminium est majoritairement héliumöide (cet ion a sa couche $n=1$ complète). Dans le xénon, l'ion iso-électronique du nickel, à couche $n=3$ complète, est largement peuplé. Ces états à couches complètes sont plus stables que les autres. Les états stables sont les ions héliumöide, néonoïde, nickeloïde, et palladiumöide qui ont respectivement leur couche $n=1, 2, 3$ ou 4 complète.

D'autre part, il est possible de prédire que deux ions qui ont une structure électronique semblable, émettront des spectres similaires, avec des raies qui se rapprochent quant le nombre quantique de l'état supérieur augmente. De plus, au fur et à mesure que la charge de l'ion augmente, les raies correspondant à un groupe de transitions se décalant vers les grandes énergies. Cet aspect est très utilisé quand on recherche une source X, dans un domaine particulier.

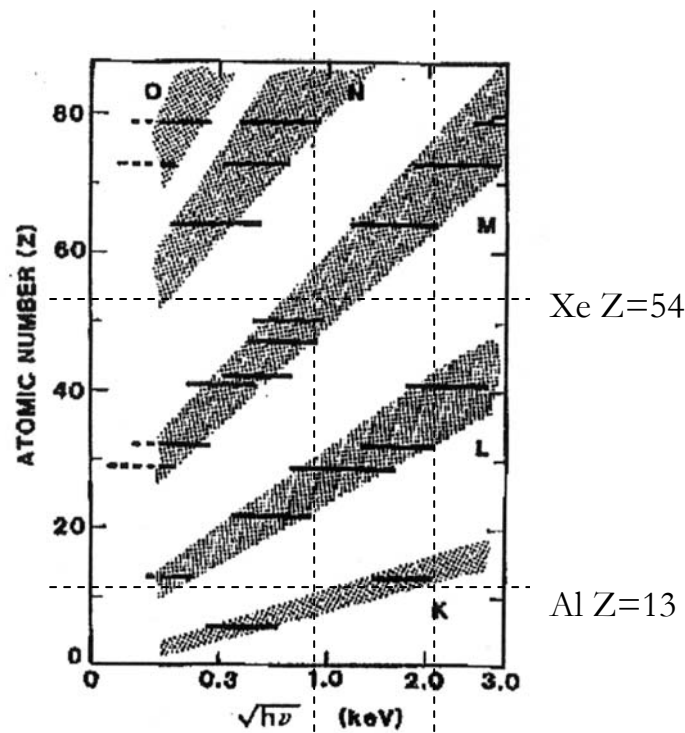


Figure I-11 : Bandes d'émission des éléments en fonction de leur numéro atomique. Les différentes bandes grisées correspondent à l'émission de raies en bande K, L, M, N, O, ... (cf. ref [19])

La figure I-11 donnée par Tanaka [19] donne un bilan des bandes d'émission que l'on peut espérer observer pour un élément donné en fonction de l'énergie du rayonnement émis. Nous pouvons constater que pour l'aluminium ($Z=13$) par exemple, on s'attend à un rayonnement en couche K autour de 1.5 keV. Pour le xénon, de numéro atomique $Z=54$, et pour la même gamme en longueur d'onde, on observera des transitions de la bande M. Ainsi, plus Z augmente plus il faudra fournir d'énergie pour exciter une transition donnée. On peut enfin noter que les bandes K sont composées de raies isolées, la bande L de nombreuses raies et que les bandes M, N et O sont des quasi-continua.

2.2. Description de l'équilibre thermodynamique local : loi de Saha-Boltzmann

Les collisions électrons-électrons sont pratiquement toujours suffisamment nombreuses pour que les électrons soient en équilibre entre eux : on peut donc alors définir une température électronique. De la même façon, les ions sont aussi facilement en équilibre de Maxwell : on détermine alors une température ionique. Par contre, l'équilibre entre électrons, ions et

autres particules du plasma ainsi que le rayonnement est rarement réalisé. Un plasma est en équilibre thermodynamique (ET) si et seulement si les collisions électrons-ions sont équilibrées et si le rayonnement émis est complètement réabsorbé. Néanmoins, dans les plasmas que nous étudions, cet équilibre n'est jamais atteint. Cette description correspond en fait à un système fermé, émettant un rayonnement de corps noir : il s'agit là du processus rencontré à l'intérieur des étoiles.

Dans notre cas, le rayonnement ne suit plus une fonction de Planck et le flux d'énergie radiative traversant le plasma n'est pas nul. Une approche consiste à diviser le plasma en plusieurs régions au sein desquelles un équilibre thermodynamique est atteint : c'est le concept d'équilibre thermodynamique local (ETL). Le système unique initial est remplacé par un ensemble de sous-systèmes caractérisés par une densité et une température locale, comme le schématise la figure I-12. Le flux d'énergie entre deux sous-systèmes est faible. Ce modèle permet une formulation très simple du bilan d'ionisation, permettant ainsi une estimation des différentes grandeurs caractéristiques pour des cas complexes.

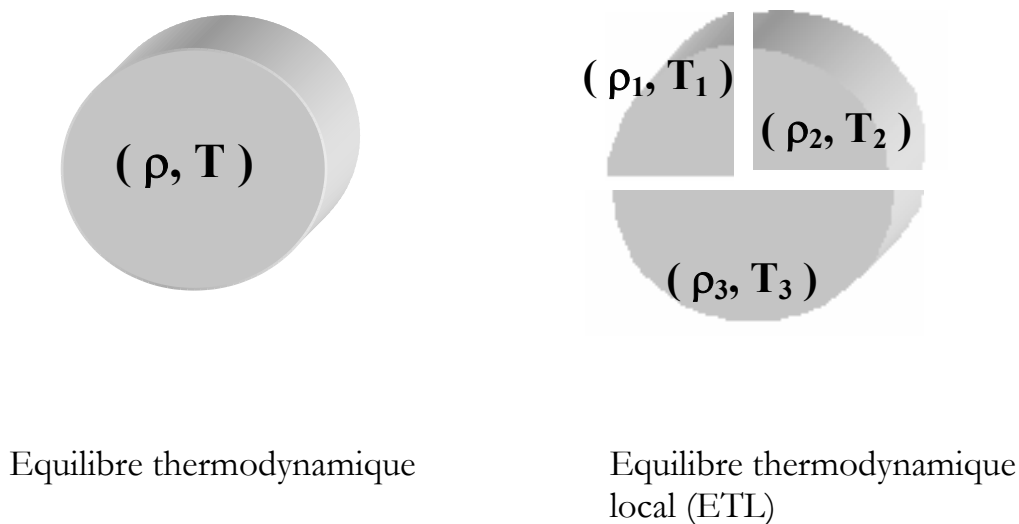


Figure I-12 : Représentation schématique du concept d'équilibre thermodynamique local

On rencontre l'équilibre thermodynamique local (ETL) dans le cas de plasma dense dans lequel les processus collisionnels sont dominants et s'équilibrent ou dans le cas d'un plasma plongé dans un bain radiatif,

comme par exemple à l'intérieur d'une cavité utilisée pour la fusion par confinement inertiel. Dans ce cas, le plasma peut être modélisé de façon simple : les niveaux excités d'un ion sont en équilibre de Boltzmann entre eux et les populations des différents ions sont reliées par l'équation de Saha-Boltzmann.

Pour un même état d'ionisation, les populations des niveaux excités se répartissent selon la loi de Boltzmann :

$$\frac{N_{Z,i}}{N_{Z,j}} = \frac{g_{Z,i}}{g_{Z,j}} \exp\left(\frac{-(E_i - E_j)}{k_B T_e}\right) \quad (eq. I-17)$$

où E_i est l'énergie du niveau i , T_e la température électronique et k_B la constante de Boltzmann, les dégénérescences des niveaux sont notées $g_{Z,i}$ et $g_{Z,j}$

La loi de Saha- Boltzmann gouvernant l'équilibre d'ionisation s'écrit :

$$\frac{N_{Z+1,i}}{N_{Z,j}} = \frac{2}{n_e} \frac{g_{Z+1,i}}{g_{Z,j}} \left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_Z}{k_B T_e}} \quad (eq. I-18)$$

où N_Z , E_Z , g_Z sont la densité de population, le potentiel d'ionisation et le poids statistique de l'ion Z .

Il faut indiquer que les relations de Saha-Boltzmann sont particulièrement utiles lorsqu'on cherche à déterminer le taux d'un processus en fonction du processus inverse. A l'équilibre, le principe de micro-réversibilité indique que les fréquences des deux processus sont identiques. Nous pouvons donc écrire que le rapport des taux est :

$$R_{Z,i/Z,i'} = \left(\frac{N_{Z,i'}}{N_{Z,j}} \right)_{ETL} R_{Z',i'/Z,i} \quad (eq. I-19)$$

où $R_{Z, i/Z, i'}$ représente le taux de transition du niveau i de l'ion de charge Z vers le niveau i' de l'ion de charge Z' .

2.3. L'ionisation hors équilibre : modèle collisionnel radiatif

Hors équilibre, la loi de Saha n'est plus valable, et la détermination des taux d'ionisation n'est pas une chose aisée. Il faut en effet résoudre les équations d'évolution temporelle de la population de chacun des niveaux en tenant compte de tous les mécanismes possibles d'ionisation, et de recombinaison, et pour un ion donné, de tous les mécanismes d'excitation et de désexcitation. A ces différents mécanismes peuvent correspondre des échelles de temps caractéristiques (durée de vie des états excités par exemple) très diverses. Il s'agit là du domaine de la physique atomique des plasmas chauds hors équilibre que nous allons développer ci-après.

Un modèle prenant en compte les différents processus radiatifs et collisionnels doit être développé. La population d'un niveau donné est obtenue en comptabilisant les processus de peuplement et dépeuplement. Il est donc nécessaire de résoudre explicitement un système d'équations différentiels tel que :

$$\frac{dN_n^q}{dt} = -N_n^q \sum_{m \neq n} (R_{nm} + n_e C_{mn}) + \sum_{m \neq n} N_m^{q'} (R_{mn} + n_e C_{mn}) \quad (\text{eq. I-20})$$

où N_n^q est la population du niveau n de l'ion de charge q , et les termes R et C représentent les processus radiatifs et collisionnels. Le premier terme correspond aux mécanismes de dépeuplement du niveau (terme négatif) et le deuxième (positif) prend en compte tous les processus de peuplement du niveau à partir des autres niveaux notés m , de charge q' .

2.3.1. Processus atomiques décrivant l'évolution du plasma

Cette partie énumère donc les différents processus intervenant dans le bilan détaillé du peuplement/dépeuplement des niveaux. Si nous

considérons un ion au sein d'un plasma, on peut supposer qu'il subira des interactions de nature diverse avec le milieu environnant. Ces mécanismes responsables du changement d'état de l'ion, auront une origine collisionnelle et/ou radiative.

Processus collisionnels

Les processus collisionnels rassemblent toutes les collisions, élastiques ou non, entre ions et électrons ou même entre ions différents. On peut rappeler toutefois que lors d'une collision élastique, seule l'énergie cinétique est échangée entre les particules, ces dernières ne subissant aucune modification de leur état. Ceci implique a fortiori un retour à un équilibre commun. Toutefois, l'échange d'énergie entre des particules de même masse est beaucoup plus grand que celui entre deux particules de masse très différente. Ainsi, le temps mis pour atteindre un équilibre est très grand pour des espèces différentes. On comprendra alors que les électrons et ions se mettront en équilibre séparément et que l'on aura une température électronique souvent différente de la température ionique.

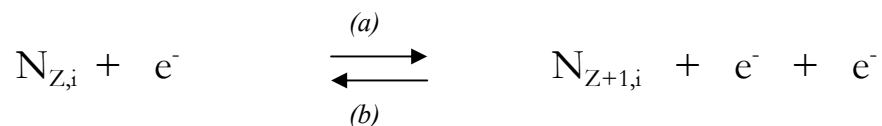
Les collisions inélastiques, elles, éloignent la distribution de l'équilibre (interaction d'un électron libre avec un électron lié).

Les mécanismes ci-après sont explicités avec le processus inverse correspondant.

On notera que $N_{Z,i}$ représente la densité de population de l'ion de charge Z , dans l'état quantique i , l'astérisque indiquant qu'il se trouve dans un état excité.

- *Ionisation collisionnelle et recombinaison à trois corps*

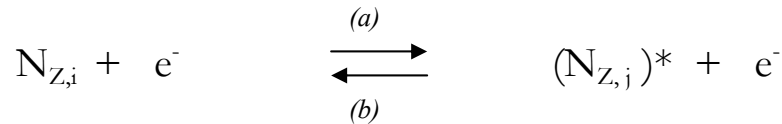
Au cours d'une collision entre un électron du plasma et un ion de charge Z , un électron lié de cet ion est porté dans le continuum (a).



Lors de la collision de deux électrons avec un ion de charge $Z+1$ (b), il peut y avoir capture de l'un des électrons. Il s'agit du processus de recombinaison collisionnelle. L'énergie ainsi récupérée est cédée à l'autre électron.

- *Excitation et désexcitation collisionnelle*

Lors d'une collision d'un électron du plasma avec un ion de charge Z , ce dernier peut passer dans un état excité (a), ou encore se désexciter (b) en absorbant l'énergie correspondante à l'électron incident. Ces deux processus, inverses l'un de l'autre se traduisent par le bilan :



Le calcul des sections efficaces de ces processus est complexe, néanmoins des valeurs approchées ont été calculées, sans la prise en compte des transitions interdites [20,21]. On peut néanmoins observer [22] que les taux augmentent avec la température et qu'ils sont d'autant plus grands que les niveaux excités sont proches les uns des autres. Il est donc légitime de déduire que le peuplement des hauts niveaux excités est étroitement lié aux processus collisionnels.

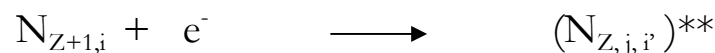
- *Recombinaison diélectronique et autoionisation*

Ce mécanisme intervient pour expliquer l'existence des niveaux doublement excités (caractérisés par les raies satellites).

Le processus de recombinaison diélectronique exige la réalisation de deux évènements simultanés :

1. capture d'un électron libre dans un état excité de l'ion
2. excitation de l'électron initialement en couche K

Il s'agit d'un processus résonnant car l'électron ne peut être capturé en couche L que s'il a l'énergie correspondante.



Cet état doublement excité peut se désexciter de deux façons différentes. L'un des électrons tombe vers le niveau fondamental en transférant son énergie à l'autre électron qui est ainsi libéré par l'ion : c'est l'*effet Auger*. Mais, dans certaines conditions, il peut y avoir

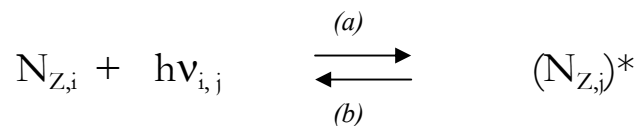
désexcitation radiative. Ce mécanisme est appelé stabilisation de la recombinaison radiative. Les raies caractéristiques de ce réarrangement sont les *satellites* de la raie issue de l'ion charge $Z+1$.

De tous les processus décrits jusqu'alors, la recombinaison diélectronique est le mécanisme le plus difficile à modéliser car il fait intervenir des états doublement excités. Nous verrons son importance sur l'état d'ionisation du plasma au chapitre suivant, lorsque nous discuterons de son traitement dans les codes de physique atomique.

Processus radiatifs

Les processus radiatifs les plus importants sont les suivants :

- *Emission spontanée et photoexcitation*



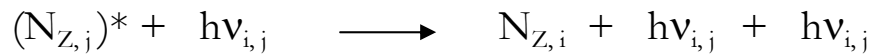
L'émission spontanée (b) est une émission incohérente : un ion se désexcite en émettant un photon d'énergie égale à celle de la transition. Ce processus est dominant pour des niveaux dont la différence d'énergie est grande. Le coefficient d'émission spontanée, noté A_{ji} varie en Z^4 : on peut donc aisément déduire que les phénomènes radiatifs domineront pour les ions lourds.

Le processus inverse, la photoexcitation, est un processus d'interaction avec le champ de rayonnement (a), ou encore un processus de réabsorption*. Le taux correspondant à cette réaction est noté B_{ij} il s'agit de la probabilité d'absorption donnée par Einstein qui s'écrit :

$$B_{ij} = \int \psi(\nu) u(\nu) d\nu$$

où $\psi(\nu)$ est le profil d'absorption, $u(\nu)$ est la densité spectrale d'énergie du rayonnement.

- *Emission stimulée*



Cette émission, cohérente, est à la base de l'effet laser, elle est caractérisée par son taux de réaction B_{ji} noté coefficient d'Einstein pour l'émission, dépend fortement du rayonnement présent.

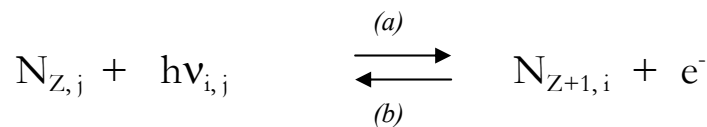
Les coefficients A_{ji} , B_{ij} , B_{ji} sont reliés par les relations d'Einstein :

$$B_{ji} = \frac{c^3}{8\pi h \nu_{ij}^3} A_{ji} \quad \text{et} \quad g_j B_{ji} = g_i B_{ij}$$

où g_j et g_i sont respectivement les poids statistiques du niveau j et du niveau i .

*De plus, afin de prendre en compte la réabsorption du rayonnement par le plasma de façon simplifiée, on introduit un facteur d'échappement auquel on attribue, une valeur entre 0 (plasma optiquement mince) et 1 (plasma optiquement épais), qui pondère le taux du processus radiatif. Il représente effectivement la fraction locale du rayonnement qui s'échappe et dépend entre autres de la population d'ions dans l'état fondamental.

- *Recombinaison radiative et photoionisation*



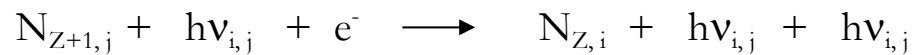
La recombinaison radiative permet la capture d'un électron libre par un ion de charge $Z+1$, l'énergie ainsi libérée est émise sous la forme d'un photon (b). On notera que l'efficacité de la recombinaison radiative diminue avec la température et que son importance augmente avec Z [23,24]. La recombinaison radiative se produit

préférentiellement vers les niveaux peu excités de l'ion Z, et se propage sous forme de cascade radiative.

Le processus inverse est la photoionisation (a). Elle se produit lorsqu'un rayonnement électromagnétique ionise un ion du plasma, elle n'est significative que pour des flux de photons très grands.

Dans les plasmas de Z élevé, la photoionisation et son mécanisme inverse jouent un rôle crucial dans la zone de réémission, ils représentent l'un des processus privilégiés de la conduction du rayonnement X vers l'intérieur de la cible.

- *Recombinaison radiative stimulée*



Ce mécanisme est analogue à celui de l'émission stimulée.

2.3.2. Modèle collisionnel radiatif (CR)

Il s'agit du modèle le plus général pour lequel le peuplement et le dépeuplement des niveaux sont assurés par tous les processus collisionnels et radiatifs importants (cf paragraphe précédent). La figure I-13 représente schématiquement ce modèle.

Le système d'équations *eq. I-20* est d'une grande complexité, compte tenu du nombre d'ions et de niveaux considérés. Il va donc falloir trouver des simplifications, notamment pour le cas des éléments lourds, cas qui pose le plus de problèmes (le nombre de niveaux détaillés caractérisés par leur nombre quantique J est énorme : plusieurs millions) ; le calcul des taux de réaction des différents processus étant déjà un problème en soi pour les éléments légers.

On peut, tout d'abord, tenir compte des simplifications suivantes :

- On limite le nombre de niveaux.

Pour cela, on introduit le concept de *bande thermique* [25], qui traduit le fait que les niveaux les plus élevés sont d'énergie très proche du niveau fondamental de l'ion supérieur. Si cette différence d'énergie est plus petite que l'énergie thermique kT_e , les processus collisionnels

sont hautement probables et s'équilibrent. On peut donc supposer ces niveaux à l'ETL, par rapport au niveau fondamental de l'ion supérieur.

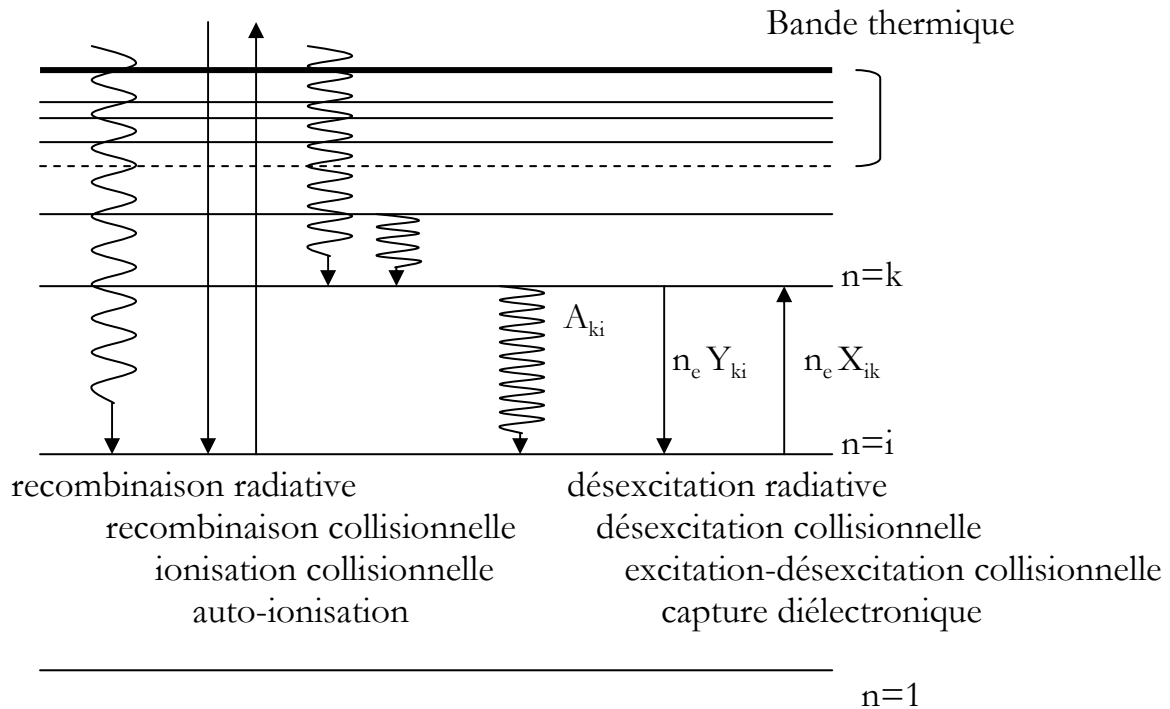


Figure I-13 : Représentation schématique des processus intervenant dans les modèles collisionnels radiatifs (cas optiquement mince).

- En général, on considère un équilibre quasi-stationnaire (QSS)

Dans ce cadre, on suppose que les populations des niveaux excités s'ajustent instantanément par rapport aux populations des niveaux fondamentaux. On résout donc un système dépendant du temps uniquement pour les fondamentaux, ces derniers étant couplés par des taux globaux qui prennent en compte l'existence des niveaux excités. En effet, les niveaux excités et fondamentaux jouent des rôles très différents dans le système d'équations différentielles. On remarque que les taux d'excitation sont bien plus grands que ceux associés à l'ionisation et/ou à la recombinaison. On peut donc supposer un équilibre quasi-stationnaire (QSS) entre les niveaux excités : ceux-ci atteignent l'équilibre en un temps beaucoup plus court que les populations des niveaux fondamentaux.

- Dans le cas où l'expérience l'autorise, on peut supposer toutes les populations (des niveaux excités et fondamentaux) à l'équilibre

$$\text{stationnaire : } \frac{dN_n^q}{dt} = 0$$

On peut formuler cette hypothèse si les populations varient lentement par rapport aux paramètres du plasma. Dans ces cas, le système d'équations se résume à :

$$0 = -N_n^q \sum_{m \neq n} (R_{nm} + n_e C_{mn}) + N_m^q \sum_{m \neq n} (R_{mn} + n_e C_{mn}) \quad (\text{eq. I-21})$$

Il faut effectuer une inversion de matrice pour résoudre le système. Toutefois, en général, dans certaines zones du plasma, l'interaction laser-matière, est suffisamment rapide pour que les populations ioniques n'aient pas le temps d'atteindre l'équilibre stationnaire collisionnel-radiatif (retard à l'ionisation ou à la recombinaison).

On remarquera qu'à grande densité les processus collisionnels dominant et assurent la micro-réversibilité. Alors, l'équilibre collisionnel-radiatif tend vers l'équilibre thermodynamique.

2.3.3. Méthode de calcul pour les éléments de Z lourds : regroupement des niveaux en super-configurations

La modélisation des situations hors-équilibre passe inévitablement par un recensement exhaustif des processus microscopiques et des différents états atomiques existants au sein du plasma.

Pour des plasmas d'éléments mi-lourds, il est difficile d'effectuer un calcul détaillé, tant le nombre de niveaux devient considérable. On peut alors décider d'appliquer la notion d'ETL à des niveaux proches en énergie (en comparaison à $k_B T$) et considérer un ETL partiel des niveaux qui appartiennent à une même *configuration* C . L'ensemble des transitions radiatives (schématisées figure I-14) connectant deux configurations est représenté sous la forme d'une gaussienne, caractérisée par son énergie moyenne et une variance, tel que l'indique la figure I-14.

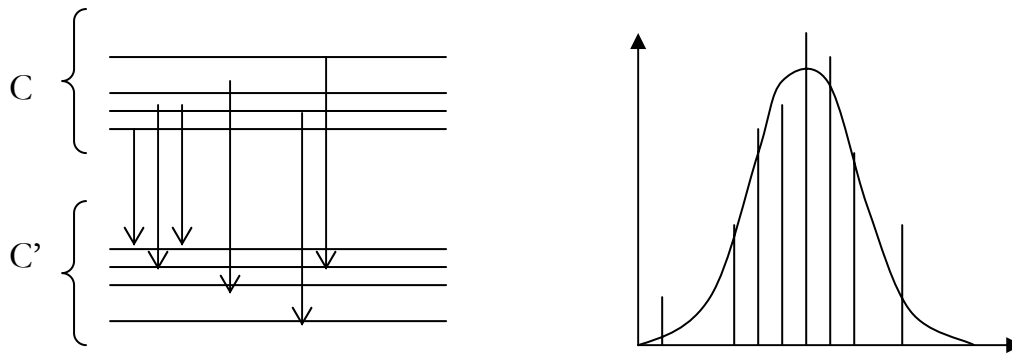


Figure I-14 : Représentation schématique d'un faisceau de transitions entre deux configurations C et C', caractérisé par une position et par une gaussienne d'une certaine largeur.

Ceci se justifie par la spectroscopie: l'expérience montre que sur les spectres d'émission X et XUV d'éléments mi-lourds et lourds, des groupements de raies non résolues, plus ou moins larges, apparaissent. Ces « bosses » ont été baptisées Unresolved Transition Arrays (UTA) [26, 27], et Spin-Orbit Splitted Arrays (SOSA) [28].

On peut justifier l'écriture de :

$$\frac{dN_C}{dt} = \sum_{i \in C} \frac{dN_i}{dt} \quad (eq. I-22)$$

Et parallèlement à l'équation *eq. I-21* décrivant l'évolution des niveaux détaillés en J, on écrit les équations du modèle CR entre configurations :

$$\frac{dN_C}{dt} = -N_C \sum_{C'} R_{C-C'} + \sum_{C'} N_{C'} R_{C'-C} \quad (eq. I-23)$$

Les deux équations *eq. I-22* et *eq. I-23* s'écrivent alors pour toutes les configurations C, où $R_{C-C'}$ est le taux global connectant la configuration C à la configuration C'.

L'extension directe de l'approche des UTA dans un contexte hors ETL consiste alors à évaluer soigneusement les taux $R_{C-C'}$ sans recourir à des sommes sur des taux calculés entre niveaux détaillés.

Pour des éléments lourds, où les ions sont peu chargés, le nombre de niveaux est encore plus grand et même le regroupement de ceux-ci en configurations devient prohibitif (plusieurs centaines de milliers de configurations à prendre en compte). Il convient alors de faire un regroupement raisonnable pour réduire le nombre de niveaux mais aussi pour accéder à une évaluation rapide des énergies et des taux connectant ces « super-niveaux ». La méthode alors employée est la théorie des *superconfigurations* (ou supraconfigurations), notées Ξ , introduite dans un contexte ETL par Bar-Shalom et *al.* [29] puis étendue à l'HE'ETL [30]. On écrit donc :

$$\frac{dN_{\Xi}}{dt} = \sum_{C \in \Xi} \frac{dN_C}{dt} \quad (\text{eq. I-24})$$

Une superconfiguration est définie en regroupant des sous-couches voisines en énergie, en supra-couche. Pour donner un exemple, on peut définir la superconfiguration néonoïde $\Xi = (1s)^2 (2s2p)^7 (3s3p3d)^1$ à l'aide de trois supra-couches (1s), (2s2p) et (3s3p3d). Cette superconfiguration contient 6 configurations et 36 niveaux détaillés en J.

La figure I-15 schématise le principe des superconfigurations. Une superconfiguration regroupe plusieurs configurations détaillées ayant chacune une largeur de distribution en énergie.

L'évaluation des taux reliant les superconfigurations entre elles revient à faire une statistique sur les sauts (collisionnels et radiatifs) électroniques $n_l \rightarrow n_l'$ possibles entre superconfigurations définies au préalable. Pour les sauts purement radiatifs, on attribue une énergie moyenne et une variance spectrale à chacun d'eux. Une des hypothèses de la méthode consiste à supposer que les supra-couches sont statistiquement indépendantes les unes des autres.

Ainsi, toute la puissance de la méthode des superconfigurations est liée à la conjonction d'un regroupement astucieux de niveaux avec l'aide d'une méthode statistique permettant d'attribuer une signature spectrale réaliste aux transitions radiatives entre ces superconfigurations (et à l'intérieur de celles-ci).

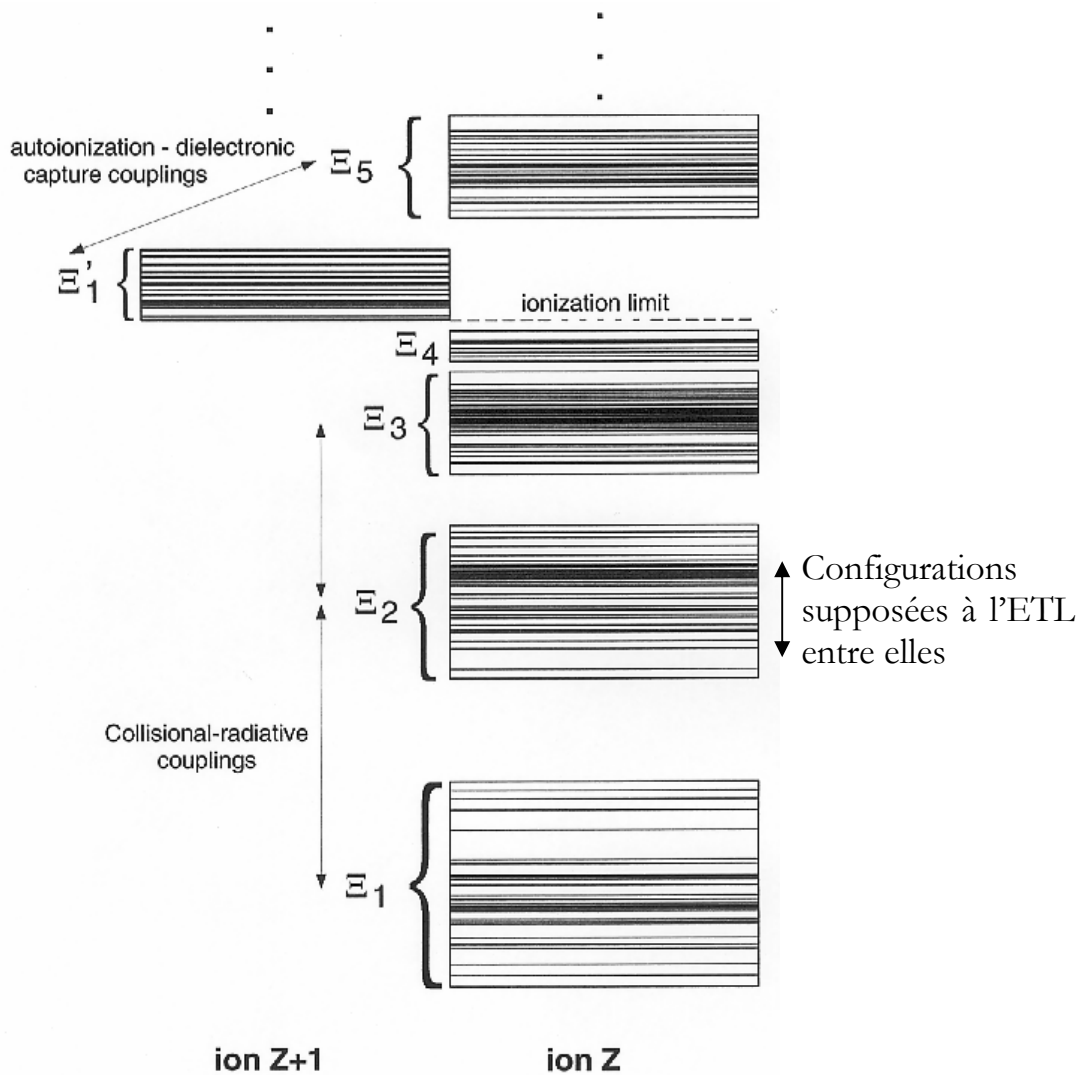


Figure I-15 : Représentation schématique des supraconfigurations, reliées entre elles par un modèle collisionnel-radiatif.

Nous discuterons dans le chapitre suivant des modèles utilisés pour rendre compte de cette description puissante de la physique atomique des plasmas HETL. Nous utiliserons le code AVERROES [31] couplé au modèle collisionnel-radiatif TRANSPEC [32,33], écrit par O. Peyrusse. AVERROES calcule les énergies des superconfigurations, les moments des STA (Super Transitions Array) et les taux moyens collisionnels-radiatifs connectant les superconfigurations. TRANSPEC utilise ensuite ces données pour calculer les populations et générer un spectre.

*** * Références du chapitre I * ***

- [1] Sigel, R. *et al.*, *X-rays from laser Plasmas*, Richardson M.C., ed. (Proc. SPIE, Vol. 831), p.25 (1988)
- [2] Key, M. (1979). *The physics of the super-dense region*. Proceedings of the XXth Summer School in Physics, St. Andrew, Ecosse
- [3] Ginzburg, V.L., *Propagation of electromagnetic waves in plasmas*, Gordon & Breach, Sci. Publ. Inc., N-Y, (1960)
- [4] Spitzer, L. & Härm, J.R., Phys. Rev. **89**, 977 (1953)
- [5] Fabbro, R., Thèse de doctorat, Université Paris XI (1982)
- [6] Luciani, J., Mora, P. & Virmont, J. (1983). *Nonlocal heat transport due to sweep temperature gradients*. Phys. Rev. Lett. **51**, p. 1664
- [7] Matte, J.P. & Virmont, J., Phys. Rev. Lett. **49**, 1936 (1982)
- [8] Forslund, D.W., Kindel, J.M & Lee, K., Phys. Rev. Lett. **39**, 284 (1977)
- [9] Estabrook, K. & Kruer W.L., Phys. Rev. Lett. **40**, 42 (1978)
- [10] Wilks, S.C., Kruer, W.L., Tabak, M. & Langdon, Phys. Rev. Lett. **69** (9), 1383 (1992)
- [11] Beg, F.N., Bell, A.R., Dangor, A.E., Danson, C.N., Fews, A.P., Glinsky, M.E., Hammel, B.A., Lee, P., Norreys, P.A. & Tatarakis, M., Phys. Plasmas, **4**, 447 (1997)
- [12] Bethe, H.A., Ann. Phys., **5**, 325 (1930)
- [13] Kolbenstvedt, H., J. Appl. Phys., **38**, 4735 (1967)
- [14] House, L.L., Astrophys. J., Suppl. Ser., **18**, 21 (1969)
- [15] Klapisch, M., Mandelbaum, P., Bar-Schalom, A., Schwob, J.L., Zigler, A., Pockel, J. J. Opt. Soc. Amer., **71**, 1276 (1981)
- [16] Koenig, E., Physica **62**, 393 (1972)

- [17] Griem, H.R., *Spectral line broadening by plasmas*, Academic Press, New-York & London
- [18] Gabriel, A. & Paget, T., *Dielectronic satellites*, J. Phys. B. **5**, p.673 (1972)
- [19] Tanaka, K., Aritome, H., Kanabe, T., Nakatsuka, M., Yamanaka, T. & Nakai, S. (1989). *Laser plasma x-ray source and its application to lithography*. SPIE X-ray instrumentations **1140**, p. 350
- [20] Mewe, R., Astron. And Anstrophys. **20**, 215 (1972)
- [21] Van Regemorter, H., Astrophys. J., **136**, 906 (1962)
- [22] Lee, R. W., Whitten, B.L. & Strout, R.E., J. Quant. Spect. Radiat. Trans., **32**, 91 (1984)
- [23] McWirther, R.W.P., Phys. Rep., **37**, 165 (1978)
- [24] Seaton, M. J., Mon. Not. Roy. Astr. Soc. **119**, 81 (1959)
- [25] Kononov, E. & Koshelev., K., Sov. J. Quant. E1., **4**, 11 (1975)
- [26] Bauche-Arnoult, C., Bauche, J., Klapisch, M., Phys. Rev. A **20**, 2424 (1979); *ibid* A **25**, 2641 (1982)
- [27] Bauche, J., Bauche-Arnoult, C., Klapisch, M., J. Phys. B **15**, 2325 (1982)
- [28] Bauche-Arnoult, C., Bauche, J., Klapisch, M., Phys. Rev. A **31**, 2248 (1985)
- [29] Bar-Shalom, A. *et al.*, Phys. Rev. A **40**, 3183 (1989)
- [30] Bar-Shalom, A., Oreg, J., Klapisch, M., Phys. Rev. E **56**, R70 (1997); *ibid* JQSRT **58**, 427 (1997)
- [31] Peyrusse, O., J. Phys. B, **33**, 4303 (2000)
- [32] Peyrusse, O., Phys. Fluids B, **4**, 2007 (1992)
- [33] Peyrusse, O., JQSRT, **51**, 281 (1994)

Chapitre 2

Simulation numérique de l'interaction laser-matière

1. Introduction

Le but de ce chapitre est de donner une description générale des codes qui ont été utilisés au cours de cette thèse. Dans un premier temps, nous aborderons la description des codes hydrodynamiques qui ont servi à la compréhension d'une partie des résultats expérimentaux. Nous présenterons les codes FILM et MULTI dans une vue d'ensemble. En effet, les données hydrodynamiques issues de ces simulations n'ont pas été exploitées seules mais ont été couplées avec le code de physique atomique détaillée AVERROES/TRANSPEC.

L'analyse des résultats expérimentaux présentés dans ce manuscrit a fait l'objet d'une collaboration active avec plusieurs théoriciens : J.F. Wyart du Laboratoire Aimé Cotton d'Orsay a largement participé aux travaux présentés dans le chapitre 4. Les spectres de xénon et de krypton étudiés dans la gamme 5 à 10 Å ont été interprétés par comparaison avec les calculs détaillés du code RELAC de la chaîne HULLAC. Nous allons donc aborder

les équations de base du code et donner une vue générale du processus de calcul. Une autre collaboration a permis d'interpréter une partie des travaux de cette thèse. En effet, les calculs d'O.Peyrusse, du Centre d'Etude des Lasers Intenses et Applications (Bordeaux) réalisés avec AVERROES/TRANSPEC ont permis de mieux comprendre la dynamique de l'émission X en régime femtoseconde. Nous allons définir les possibilités de calculs avec TRANSPEC et montrer un schéma type sur lequel les spectres ont été calculés.

2. Les codes hydrodynamiques

Au chapitre précédent, nous avons vu que plusieurs modèles pouvaient décrire l'expansion d'un plasma vers le vide. Nous allons, dans cette partie, présenter deux codes hydrodynamiques utilisés pour l'analyse de nos expériences. Le détail et la manière de traiter la physique atomique à l'intérieur de ces codes influent sur les résultats. Nous aborderons dans un premier temps la définition de la description lagrangienne des codes. Puis, nous nous intéresserons au code FILM possédant une physique atomique détaillée. Enfin, nous exposerons les caractéristiques du code MULTI avec en particulier la prise en compte du transfert de rayonnement.

2.1. Description lagrangienne

La géométrie adoptée dans les codes est souvent la géométrie plane. La matière est décrite selon un ensemble de cellules indicées i , juxtaposées les unes aux autres. Chaque cellule est définie par un certain maillage spatial, non-uniforme et est caractérisée par sa taille. Afin de décrire fidèlement la situation physique, il est nécessaire de définir des zones de découpage de la matière comportant un nombre $n(i)$ de cellules. Chaque zone i est donc définie par :

- une progression géométrique de raison $r(i)$
- sa longueur $L(i)$
- l'épaisseur de la cellule la plus à gauche $\theta(i)$
- l'épaisseur de la cellule la plus à droite $\theta'(i)$

Ces valeurs sont reliées par les égalités suivantes :

$$r(i) = 1 + \frac{\theta'(i) - \theta(i)}{L(i) - \theta'(i)}$$

$$n(i) \approx 1 + \frac{\log\left(\frac{\theta'(i)}{\theta(i)}\right)}{\log r(i)}$$

La figure II-1 est une représentation de cette description. La région $0 < x < x_c$ est initialement occupée par la cible. Il est souhaitable que deux cellules adjacentes aient des masses voisines. De plus, la cellule la plus à droite de la zone i doit être sensiblement égale à la cellule la plus à gauche de la zone $i+1$ pour que le raccordement des deux zones n'induisse pas de discontinuités.

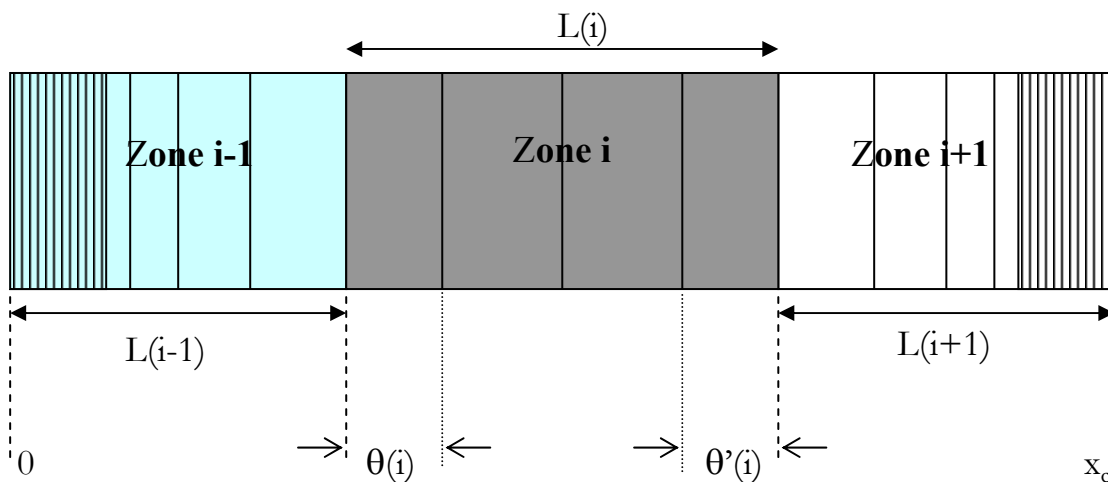


Figure II-1 : Description lagrangienne de la matière

Chaque cellule est donc déterminée par la position et la vitesse de ses interfaces, et par son épaisseur. Dans chacune d'elles, on définit les densités électronique et ionique, la charge et la masse moyenne. D'autre part, on y définit la température, la pression partielle et l'énergie interne pour les ions et les électrons. Une pseudo-viscosité est introduite pour chaque cellule, elle rend compte d'une dissipation d'énergie pour conserver l'entropie du système.

Pour une cellule lagrangienne, la masse est constante au cours du temps: la conservation de la masse de chaque cellule est donc assurée automatiquement. Les autres grandeurs sont recalculées à chaque pas de temps selon un schéma d'intégration temporel spécifique à chaque code.

Pour résumer, les cellules lagrangiennes se déplacent au cours du temps et n'échangent aucun flux de matière à travers leurs interfaces.

2.2. Les codes fluides mono-dimensionnels

2.2.1. Les équations fluides

Un fluide en mouvement est décrit par un ensemble de variables reliées entre elles par une équation d'état. De façon générale, ces variables ont une dépendance spatiale et temporelle. Ainsi, dans la description fluide classique, le plasma est décrit par six variables macroscopiques : les densités électronique n_e et ionique n_i , les vitesses fluides électronique \bar{v}_e et ionique \bar{v}_i , et les températures électronique T_e et ionique T_i (on supposera que les électrons et les ions sont faiblement couplés : le déséquilibre entre ions et électrons se manifestent alors par l'existence de deux températures). Toutefois, le plasma est supposé quasi-neutre à l'échelle hydrodynamique ($n_e \cong Z n_i$). De plus, dans une géométrie monodimensionnelle, la quasi-neutralité entraîne l'égalité des vitesses $\bar{v}_e = \bar{v}_i = \bar{v}$. Il reste donc seulement quatre variables fluides principales : n_i , \bar{v} , T_e , T_i .

Les équations qui régissent l'hydrodynamique du système se résument à la conservation du nombre de particules (*eq II-1*), de l'impulsion (*eq II-2*) et de l'énergie interne de chaque espèce de particules (*eq II-3 et eq II-4*).

Puisque le plasma est considéré comme quasi-neutre, seule l'équation donnant l'évolution de la densité ionique (ou électronique) est nécessaire pour rendre compte de la conservation du nombre de particules. Elle s'écrit :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot (n_i \bar{v}) = 0 \quad (\text{eq II-1})$$

Les équations du mouvement des électrons et des ions se combinent pour n'en former qu'une moyennant quelques hypothèses. En effet, on néglige l'inertie des électrons ($m_e \ll m_i$) d'une part et d'autre part, en travaillant dans une géométrie monodimensionnelle la densité de courant est nulle et la force de Laplace disparaît. Ainsi, l'équation régissant la conservation de l'impulsion s'écrit :

$$n_i m_i \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (P_e + P_i) \quad (\text{eq II-2})$$

où P_e et P_i sont les pressions électronique et ionique.

Enfin, les deux dernières équations sont celles décrivant l'évolution de l'énergie interne de chaque particule et donc l'évolution des températures :

$$\frac{3}{2} n_e k_B \frac{\partial T_e}{\partial t} = -P_e \vec{\nabla} \cdot \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_e - w_{ei} + w_l \quad (\text{eq II-3})$$

$$\frac{3}{2} n_i k_B \frac{\partial T_i}{\partial t} = -P_i \vec{\nabla} \cdot \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_i + w_{ei} \quad (\text{eq II-4})$$

\vec{q}_e et \vec{q}_i sont les flux de chaleur électronique et ionique.

w_l est la puissance par unité de volume cédée aux électrons du fait de l'absorption de l'énergie laser.

$w_{ei} = \frac{3}{2} \nu_{ei} n_e k_B (T_e - T_i)$ correspond aux échanges d'énergie entre électrons et ions. Il introduit un couplage entre les températures électronique et ionique, ν_{ei} étant la fréquence de relaxation pour l'échange d'énergie lors des collisions électrons-ions.

Enfin, pour fermer ce système d'équations, il est indispensable de connaître l'équation d'état $P_{e/i} = f(n_{e/i}, T_{e/i})$ du milieu. Il existe deux possibilités pour y accéder, d'une part, la librairie SESAME [1] élaborée au Laboratoire National de Los Alamos, USA, d'autre part, le calcul en ligne par le modèle QEOS [2] par exemple.

2.2.2. Le code FILM

FILM est un code hydrodynamique lagrangien $1D^{1/2}$. Dans ce code le plasma est traité comme un fluide à deux espèces de particules -ions et électrons- caractérisées par leur densité, température et vitesse fluide. FILM résout les équations fluides d'évolution du plasma mais n'inclut pas le transfert radiatif. Il possède néanmoins l'avantage d'avoir en interne un modèle de physique atomique hors-ETL détaillé.

FILM laisse le choix quant à la description du flux de chaleur que l'on désire introduire dans le calcul. Il présente l'option du flux de Spitzer, du flux limite mais aussi de la théorie plus récente du flux délocalisé [3], décrite au chapitre 1.

Dans la version nanoseconde du code, l'absorption est collisionnelle (i.e. par Bremsstrahlung inverse) et l'énergie laser est convertie en énergie thermique électronique.

FILM version $1D^{1/2}$

Une version auto-semblable de FILM existe. Ce modèle permet de tenir compte de l'expansion du plasma dans la direction perpendiculaire à l'axe laser. La détente latérale du plasma est calculée par un modèle self-similaire. L'intérêt majeur de cette version est de prendre en compte le refroidissement du plasma dû à l'expansion latérale. L'énergie dans la détente est répartie dans un plus grand volume : la température chute donc par rapport à une description monodimensionnelle qui ne considère que l'expansion le long de l'axe laser.

FILM version femtoseconde : FILM-fs

Pour simuler l'interaction d'une impulsion laser ultra-brève avec la matière, nous avons utilisé le code FILM version femtoseconde dans lequel le calcul du dépôt d'énergie a été modifié par rapport à sa version originelle. La version « femto » tient compte des conditions d'interaction spécifiques aux impulsions courtes et de la description de la force pondéromotrice [4].

Le système d'équations décrivant l'expansion du plasma vers le vide est identique à celui de la version nanoseconde, hormis l'équation de la conservation de l'impulsion qui inclut désormais l'expression de la force pondéromotrice \vec{F}_p , tenant compte des collisions. Cette équation s'écrit alors :

$$n_i m_i \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{\nabla} (P_e + P_i) + \vec{F}_p \quad (\text{eq II-5})$$

Dans l'équation *eq. II-3*, le terme de dépôt d'énergie laser w_l tient compte des différents mode d'absorption existant en régime femtoseconde.

La fréquence de collision est donnée par le modèle T.K.N. [5]. Cette fréquence de collision correspond à l'amortissement par déferlement des ondes plasma excitées par l'absorption résonnante.

En régime d'impulsions courtes, FILM calcule la force pondéromotrice et le terme décrivant les échanges entre les électrons et les ions w_{ei} par un modèle électromagnétique. La fonction diélectrique du plasma est calculée d'après le modèle de Drude [4].

2.2.3. MULTI : transfert radiatif

Le code MULTI (pour MULTIGroup radiation transport in MULTILayer foils) est un code hydrodynamique lagrangien à géométrie plane monodimensionnelle. Développé par Ramis et al. [6], il résout les équations hydrodynamiques 1D couplées au transfert radiatif. Le traitement du transfert radiatif est assuré par la méthode dite de diffusion multi-groupe en fréquence. La stabilité numérique est garantie par l'emploi d'une méthode de calcul totalement implicite. La physique atomique de MULTI est simplifiée par l'utilisation de tables d'émissivités et d'opacités calculées par un modèle d'atome moyen hydrogénique écranté, présenté au paragraphe § 2.3.1.

Définition d'un groupe

L'étendue et la richesse des spectres de rayonnement X d'éléments de numéro atomique Z élevé nécessite certaines simplifications. Le traitement du spectre se fait en divisant l'espace des fréquences en plusieurs groupes adjacents. A l'intérieur d'un groupe, l'intensité radiative est constante. On notera ν_k et ν_{k+1} les bornes du groupe « k ».

Les équations hydrodynamiques

Le milieu est traité comme un fluide à deux températures distinctes (T_i , T_e) pour les ions et les électrons. Le chauffage par conduction

électronique est traité de façon classique (flux donné par Spitzer) avec un facteur limitatif du flux thermique.

MULTI permet d'utiliser différentes sources de chauffage. Le rayonnement sur cible peut être un laser, avec une durée, une intensité et une certaine longueur d'onde. Mais la source peut aussi être une source X ou encore une source avec un spectre Planckien. Dans nos cas d'expérience, le laser est l'unique source de chauffage. Un terme qui tient compte du transfert de rayonnement vient s'ajouter à l'équation qui régit l'évolution de l'énergie interne des électrons :

$$\frac{3}{2} n_e k_B \frac{\partial T_e}{\partial t} = -P_e \vec{\nabla} \cdot \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_e - w_{ei} + w_l - \sum_{1 \leq k \leq NG} Q_k \quad (eq. II-6)$$

Q_k est le flux d'énergie rayonnée par unité de volume pour chaque groupe de fréquence k (il y a NG groupes).

La version première du code décrit l'absorption de l'énergie laser par Bremsstrahlung inverse. Les mécanismes d'absorption non-linéaires sont modélisés par un dépôt à la densité critique. La version femtoseconde du code prend en considération d'autres processus d'absorption.

Description du transfert de rayonnement

Le code MULTI prend en compte l'effet du rayonnement sur l'hydrodynamique (émission et réabsorption de l'énergie radiative) en l'incluant dans le bilan énergétique des électrons (voir *eq. II-6*) et en résolvant l'équation de transfert radiatif, donnée au chapitre 1, (*eq I-15*). Cette équation est très complexe car l'intensité dépend de quatre variables distinctes : r, \vec{n}, ν, t , position, direction, fréquence et temps. C'est ici que la notion de groupes prend tout son sens. On va intégrer en fréquence et en angle l'équation de transfert. Après quelques arrangements mathématiques, on aboutit à l'expression du flux radiatif et de l'énergie radiative du groupe de fréquence k.

La cible est discrétisée spatialement en cellules de tailles variables. A chaque pas de temps successif, l'algorithme calcule l'expansion des cellules spatiales, les différents phénomènes physiques et la distribution du rayonnement dans les groupes.

Multi version femtoseconde : MULTI-fs

Le code MULTI a été étendu pour modéliser les interactions en régime femtoseconde pour lequel le mode d'absorption de l'énergie laser est différent -code MULTI-fs [7]-. Les principales modifications qui ont été apportées concernent la résolution des équations de Maxwell dans le cas de gradients raides et l'élaboration d'un modèle pour la conductivité thermique et électrique pour une grande gamme en température (du solide froid au plasma chaud). Le troisième changement concerne la prise en compte du déséquilibre entre les ions et les électrons : dans la version femtoseconde, MULTI utilise des tables SESAME séparées et individualisées pour les électrons et les ions.

2.3. Description de la physique atomique dans les codes hydrodynamiques FILM et MULTI

La connaissance de l'état de charge moyen du plasma et l'évaluation des populations des différents états ioniques et excités reste l'objectif important dans notre étude. Deux approches différentes peuvent être envisagées pour décrire l'état d'ionisation d'un plasma et sa conjugaison avec un modèle hydrodynamique. Nous avons remarqué au paragraphe précédent que la physique atomique était plus ou moins détaillée au sein même des codes. Notamment, MULTI possède une description sommaire tandis que FILM s'appuie sur une physique atomique détaillée. Nous allons décrire dans cette section les caractéristiques de ces deux modèles.

2.3.1. Modèle de l'ion moyen hydrogénique écranté

Tout d'abord, il n'y a pas de calcul de physique atomique « en ligne » dans le code MULTI. Toutes les données nécessaires (ionisation moyenne, opacité moyenne de Planck et de Rosseland, émissivité, équation d'état) sont tabulées en dehors du code hydrodynamique, sur une vaste grille de températures et de densités balayant le chemin thermodynamique de la cible. Les équations d'états sont généralement extraites des tables SESAME [1] ou QEOS [2]. Les autres données sont calculées à l'aide de codes de physique atomique hors-équilibre thermodynamique élaborés au LULI et utilisant une description relativement simplifiée de la structure électronique des ions du plasma. Ces codes sont fondés sur le modèle de l'atome moyen avec une description des orbitales selon le nombre quantique principal n ou nl (avec le nombre quantique orbital).

L'énergie des orbitales à un électron, la résolution du modèle collisionnel-radiatif et le calcul des sections efficaces de photo-absorption sont effectués dans un cadre purement hydrogénique écranté (code OPAGEN, Gauthier *et al*), en laissant la possibilité de réaliser un éclatement en configurations détaillées autour de l'atome moyen en utilisant un modèle de type Hartree-Fock-Slater (code POTREC [8]). Dans ce dernier cas, le niveau de détails des spectres d'émissivité et d'opacités est grandement amélioré.

En principe, le calcul de la physique atomique doit être fait en ligne pour une raison simple: l'opacité et l'émissivité dépendent des propriétés locales du plasma (température, densité, populations ioniques) qui dépendent elles-mêmes du champ de rayonnement par un couplage non-linéaire avec différents processus physiques (photo-ionisation, émission induite, etc). Par ailleurs, le rayonnement introduit un couplage non-local avec la matière au travers de l'équation de transfert de photons. Tout cela conduit donc à un ensemble de problèmes interdépendants, où le champ de rayonnement, les propriétés radiatives de la matière, et l'évolution hydrodynamique du plasma doivent être déterminées de façon auto-cohérente.

Le fait de découpler le calcul de la physique atomique du code hydrodynamique revient à négliger ainsi l'effet du rayonnement sur le calcul des populations ioniques. Cette approximation n'est légitime que dans le cas où le plasma est "optiquement mince" au rayonnement du plasma.

Rappel sur le modèle de l'ion moyen hydrogénique écranté

Pour calculer l'opacité, l'émissivité ou tout autre grandeur du plasma, on doit connaître la densité de populations des différents états ioniques du plasma. Dans le régime des plasma HETL, cette distribution n'est plus donnée par une loi de Saha-Boltzmann, mais ne peut être déterminée qu'en résolvant un système d'équations cinétiques collisionnelles-radiatives. Ceci requiert un temps de calcul considérable, principalement pour les ions de numéro atomique élevé pour lesquels la prolifération des états excités à prendre en compte devient critique. Pour surmonter ce problème, on peut utiliser le concept de l'ion moyen qui consiste à remplacer tous les ions du plasma par un ion fictif auquel on associe la charge moyenne du plasma, et la distribution de population moyenne des ions parmi les nombreux états excités. Une première conséquence est que cet ion moyen possède des nombres d'occupation fractionnaires. Les équations détaillées sont traitées statistiquement et modifiées pour rendre compte de la variation moyenne des populations des sous-couches des ions. Le spectre de cet ion fictif est pauvre et ne reproduit pas très bien l'émissivité d'un plasma réel qui contient une multitude d'ions dans des configurations électroniques variées.

L'approximation du modèle hydrogénique écranté est une alternative pour simplifier le problème très complexe de l'étude de N électrons en interaction autour d'un noyau. La principale difficulté pour déterminer des états propres d'un ion à N électrons réside dans le terme de répulsion électrostatique entre électrons, qui rend le potentiel non central. Pour un électron, l'interaction électrostatique avec les $N-1$ autres électrons se résume, en moyenne, à écranter la charge qu'il verrait s'il était seul dans l'ion. L'approximation du modèle hydrogénique écranté consiste à remplacer le potentiel attractif du noyau Z/r_i , subi par l'électron i , par un potentiel coulombien de charge effective Z_i , plus petite, due à l'écrantage par les autres électrons. La charge effective ressentie par l'électron sur la couche k s'écrit comme une combinaison linéaire des nombres d'occupation P_k des sous-couches k' avec comme coefficients, des constantes d'écran.

A partir de ces charges effectives écrantées, on calcule les énergies d'ionisation des niveaux et les forces d'oscillateurs. Ces quantités permettent alors d'évaluer les taux collisionnels-radiatifs et de résoudre le système d'équations.

Finalement, à partir d'un couple de valeurs –densité/température- on détermine le jeu de populations électroniques de l'ion moyen.

Ce modèle d'ion moyen s'avère approprié à traiter le couplage de l'évolution hydrodynamique du plasma et le transfert de rayonnement dans le cas de cibles de numéro atomique élevé, pour lesquelles les modèles détaillés sont prohibitifs en temps de calcul et en mémoire. Cependant, un tel code est évidemment limité par le peu de détail dans la physique atomique.

2.3.2. Modèle détaillé

La description des propriétés atomiques du plasma peut néanmoins être calculée de façon plus rigoureuse. Le calcul complet des populations des états fondamentaux et excités des différentes espèces ioniques qui composent le plasma peut être envisagé pour les éléments légers (éléments de numéro atomique inférieur à 30). C'est d'ailleurs le cas dans le code monodimensionnel lagrangien FILM que nous avons présenté ci-avant. Cette approche a l'intérêt d'être détaillée et donc précise. Cependant, le nombre de transitions mis en jeu augmente avec le numéro atomique et le calcul devient rapidement ingérable.

FILM inclut un modèle de physique atomique hors-ETL détaillé, nommé IONCALC, modèle collisionnel-radiatif, couplé en ligne avec le calcul hydrodynamique [9]. Le problème d'un tel calcul est de prendre en compte la complexité de la structure atomique des ions multichargés.

Ce problème a été contourné en utilisant la hiérarchie des échelles de temps régissant l'hydrodynamique et la physique atomique. En régime d'impulsion picoseconde à nanoseconde, on a généralement :

$$\tau_{exc} \ll \tau_{ion} \ll \tau_{hydro}$$

où τ_{exc} est le temps caractéristique d'excitation/désexcitation par collision/rayonnement d'un ion représentatif du plasma, τ_{ion} est le temps caractéristique d'ionisation de cet ion et τ_{hydro} est le temps d'évolution de la densité et de la température du milieu. Il est alors possible de résoudre l'équation d'évolution de la matrice des populations fondamentales et excitées des ions présents dans le plasma en faisant l'hypothèse de la quasi-stationnarité. On montre que l'on peut définir des taux globaux connectant seulement les niveaux fondamentaux des ions, qui tiennent compte de façon effective de la présence des niveaux excités. La notion de niveau fondamental est généralisée. En fait, dans certains ions, tels les ions lithiunioïdes, les premiers niveaux excités sont très proches du niveau d'énergie la plus basse. Le programme regroupe les niveaux pour générer un « super-fondamental » incorporant les premiers niveaux excités.

Sur le plan numérique, le calcul des taux globaux et leur implantation dans un code hydrodynamique avait déjà été réalisés dans le cas de l'aluminium avec prise en compte de cinq ions successifs de l'aluminium neutre à l'ion nu [10]. IONCALC a étendu l'utilisation de ce modèle à tous les éléments de numéro atomique inférieur à 30. L'abaissement du potentiel d'ionisation à forte densité et les phénomènes d'ionisation par pression ont été pris en compte.

3. Les codes de physique atomique utilisés pour l'analyse des résultats

Dans cette section nous allons nous attarder sur la description globale des codes de physique atomique qui sont au cœur de cette thèse. Pour pouvoir effectuer des comparaisons avec nos expériences et valider ou non la pertinence des résultats, il est nécessaire de coupler des calculs très

détaillés de physique atomique décrivant les processus aux modèles théoriques capables de décrire l'évolution hydrodynamique des paramètres du plasma en fonction du temps. D'une part, une partie de nos résultats expérimentaux ont été interprétés avec le code RELAC de la chaîne HULLAC, qui utilise la méthode du potentiel paramétrique relativiste. D'autre part, nous avons couplé les codes hydrodynamiques décrits dans les paragraphes précédents à un algorithme de physique atomique indépendant AVERROES/TRANSPEC.

3.1. Le programme RELAC de la chaîne HULLAC

3.1.1. Description de la chaîne HULLAC

Le code HULLAC [11] est un modèle collisionnel-radiatif basé sur un calcul *ab-initio* de la structure atomique et des sections efficaces des processus collisionnels et radiatifs. Ces données sont essentielles pour simuler l'émission et/ou l'absorption d'un plasma via un modèle collisionnel-radiatif. Il calcule les énergies pour les configurations fondamentales et excitées au premier ordre de la théorie des perturbations, dans un champ central. HULLAC est en fait une chaîne de six programmes, ANGLAR, RELAC, COLEX, COLION, PHOTON et COLRAD dont les fonctions sont précisées dans la référence [11].

3.1.2. Eléments de théorie

La théorie [12-19] appliquée dans le code a largement été développée ces vingt dernières années et de nombreuses versions du code [20-27] existent dans les différents centres de recherche. Nous avons utilisé une de ces versions, mise à disposition du LULI (J.C. Gauthier) par son premier concepteur (M. Klapisch). Nous nous proposons ici de rappeler quelques points essentiels.

Hamiltonien d'interaction

Les états atomiques relativistes sont obtenus en résolvant l'équation de Dirac, qui est la version relativiste de l'équation de Schrödinger. L'Hamiltonien relativiste de Dirac à plusieurs électrons, s'écrit en unité atomique:

$$H = H' + H_{Breit} + H_{QED} \quad (eq. II- 7)$$

avec $H' = \sum_i \left(-\frac{1}{2} \bar{\nabla}_i^2 - \frac{Z}{r_i} \right) + \sum_{i < j} \frac{1}{r_{ij}}$ qui est l'Hamiltonien de Dirac regroupant

l'énergie cinétique des électrons et du noyau, l'énergie potentielle attractive des électrons dans le champ électrostatique du noyau et enfin l'énergie de répulsion électrostatique des électrons entre eux.

H_{Breit} est un Hamiltonien correctif qui prend en considération l'interaction de Breit [28]

H_{QED} est un Hamiltonien qui prend en considération les corrections QED (électrodynamique quantique) [29-32]

En utilisant l'hypothèse du champ central [33], on peut écrire H' sous la forme d'une somme d'un Hamiltonien à l'ordre zéro, noté H_0 et d'un Hamiltonien noté H_1 , petit devant H_0 et tels que:

$$H_0 = \sum_i h_i \quad \text{où} \quad h_i = -\frac{1}{2} \bar{\nabla}_i^2 + U(r_i) \quad (eq. II- 8)$$

l'hamiltonien h_i est associé à une seule particule plongée dans un champ central $U(r_i)$.

Le potentiel central $U(r)$ représente alors la moyenne radiale de l'interaction électrostatique entre les électrons et du potentiel attractif coulombien de l'ion. C'est l'approximation du champ central moyen.

Les solutions des équations $[h_i + U(r)]\varphi_{nlmj} = \varepsilon_{nlmj} \varphi_{nlmj}(r)$ correspondent à des énergies très dégénérées. L'hamiltonien est développé sur la base des états propres et diagonalisé. Les fonctions d'onde sont alors utilisées pour calculer les probabilités des transitions radiatives et éventuellement collisionnelles.

Potentiel paramétrique relativiste

La méthode d'Hartree-Fock et sa version relativiste Dirac-Fock est une des méthodes les plus connues pour calculer les fonctions d'onde d'un système. Elles sont basées sur un mode de calcul variationnel.

L'idée principale de la méthode du potentiel paramétrique relativiste est de transcrire l'un des principes de base en mécanique quantique qui est le principe de moindre action. Il faut trouver des solutions de l'équation en minimisant l'énergie moyenne du système, i.e. des configurations.

Le potentiel central $U(r)$ a priori quelconque, dépend d'un certain nombre de paramètres décrivant les effets d'écran des différentes couches. On optimise ces paramètres pour minimiser l'énergie du système atomique étudié.

Pour décrire les ions de grand Z , les potentiels intéressants sont de la forme :

$$U(\alpha, r) = -\frac{1}{r} \left[I + \sum_s q_s g(L_s, \alpha_s, r) + \sum_t q_t f(l_t, \alpha_t, r) \right] \quad (\text{eq. II- 9})$$

où les indices s et t indiquent qu'il s'agit d'une couche ouverte et fermée respectivement. I est le degré d'ionisation plus un.

$\alpha = \{\alpha_s, \alpha_t\}$ est le jeu de paramètres à optimiser

les paramètres libres q_s et q_t représentent le nombre d'électrons effectifs dans la couche et satisfont à l'égalité $I + \sum_s q_s + \sum_t q_t = Z$

la fonction f est une fonction exponentielle décroissante de r

g est une fonction linéaire de f

Pour plus de précision, le lecteur est invité à la page 173 de la référence [11].

Il y a plusieurs avantages à utiliser la méthode du potentiel paramétrique relativiste pour les ions de grand Z : les niveaux d'énergie sont calculés directement et non comme des différences (petites) d'énergies totales (très grandes) calculées par valeurs de j séparées. Pour des états doublement excités (voire triplement), on s'affranchit de problèmes de convergence difficiles à maîtriser.

3.1.3. Utilisation du code

Les calculs théoriques réalisés par J.F. Wyart au laboratoire Aimé Cotton (voir chapitre 4, § 2) sont exclusivement issus des programmes ANGLAR et RELAC de la chaîne HULLAC. Dans une première étape, RELAC optimise les paramètres du potentiel paramétrique relativiste. Dans un deuxième temps, le nom des configurations que l'on veut calculer est introduit dans le programme ANGLAR. Ce dernier calcule alors tous les éléments de matrice de l'hamiltonien perturbateur. On revient ensuite dans

le programme RELAC, où l'on calcule la partie radiale de la fonction d'onde. RELAC diagonalise la matrice, et détermine ainsi les énergies et les fonctions d'onde propres. Il en déduit enfin les taux de transitions radiatives.

La méthode du potentiel paramétrique relativiste a été utilisée pour calculer, au premier ordre, les niveaux d'énergie des transitions entre 8.5 et 9.6 Å pour le xénon et entre 5 et 8 Å pour le krypton, et les taux de transition radiative associés. Le calcul des ions iso-électroniques du nickel (Ni-like) et iso-électroniques du néon (Ne-like) sont relativement simples puisque leur état fondamental est composé de couches électroniques complètes. Pour les autres ions (en s'éloignant des séquences nickeloïdes et néonoïdes), le nombre de niveaux possibles résultant du couplage des moments angulaires de plusieurs sous-couches ouvertes augmente très rapidement. Ceci constitue une limite au calcul détaillé de toutes les transitions. L'unique approche crédible à ce jour est une description globale en termes de faisceaux de transition non-résolus, (UTA)s entre configurations non relativistes $(nl)^N$ ou SOSA (Spin-Orbit Split Arrays) entre configurations relativistes $(nlj)^N$ [34,35].

3.2. TRANSPEC

3.2.1. Description du code TRANSPEC

TRANSPEC [36-38] est un modèle collisionnel-radiatif incluant le transfert de rayonnement dans les raies, écrit pour l'analyse spectroscopique des plasmas. Il a été initialement écrit pour la spectroscopie de couche K, s'appliquant à toute une classe de plasmas chauds (température électronique allant de quelques dizaines d'eV à quelques milliers d'eV) constitués d'ions de numéro atomique intermédiaire tels que $6 \leq Z \leq 26$. La spectroscopie de couche K est celle qui concerne principalement des ions ayant 1, à 3 électrons liés. Ces restrictions initiales correspondent en fait aux bornes de certaines tables de données atomiques disponibles dans la littérature. L'émission en couche K présente l'avantage d'être simple dans la mesure où les raies intenses sont peu nombreuses, bien résolues les unes des autres. Comme le numéro atomique n'est pas très élevé, les profils de raies sont sensibles à l'élargissement Stark. Ces profils de raie sont perturbés par le plasma existant autour de l'ion émetteur. Ainsi, comme les raies sont bien individualisées, leur largeur est caractéristique de la densité électronique du plasma. TRANSPEC inclut donc la modélisation de l'élargissement Stark sur des raies de couche K (raies de résonance et satellites).

Les plasmas étudiés ici sont des systèmes ouverts : les photons émis ne sont pas tous réabsorbés, les plasmas sont donc loin de l'équilibre thermodynamique. Il faut donc faire un bilan de tous les processus si l'on veut connaître la répartition des électrons liés sur les différents niveaux d'énergie. Le code contient donc une description détaillée des niveaux pour les espèces ioniques hydrogénoïdes, héliumoïdes, lithiuoïdes. Les autres ions ont une description hydrogénique limitée à la configuration fondamentale et aux configurations excitées correspondants aux excitations d'un électron jusqu'au niveau de nombre quantique principal $n=10$.

Le code a été, plus récemment, étendu pour traiter des ions de numéro atomique élevé en utilisant les fichiers de données collisionnelles et radiatives globales qui concernent des ensembles de niveaux (configurations et superconfigurations). Ces données comprennent aussi les quantités radiatives spécifiques aux transitions entre configurations (UTA et SOSA) et aux transitions entre superconfigurations (STA). Ainsi, le code TRANSPEC (ainsi que le code générateur de données globales AVERROÈS) permet maintenant d'aborder le problème de l'émission de plasma d'éléments mi-lourds à lourds.

Pour un plasma homogène, le code TRANSPEC peut être utilisé en mode « monocellule ». Dans ce cas, il suffit de rentrer une densité, une température, la nature de l'élément à étudier et la taille du plasma afin d'obtenir le spectre dans une gamme de longueur d'onde donnée. Il prend en compte le couplage radiatif possible entre les cellules qui sont traversées par le rayonnement émis par le plasma lui-même. Le code se révèle être plus qu'un simple code collisionnel-radiatif : il calcule de façon cohérente les populations avec le transfert radiatif sur les raies optiquement épaisses.

Dans cette thèse, les plasmas étudiés sont inhomogènes et instationnaires : le code a essentiellement été utilisé dans sa version « post-processeur » dans laquelle on utilise les résultats des codes hydrodynamiques comme base de données pour TRANSPEC.

3.2.2. Utilisation du code TRANSPEC

Les calculs effectués avec TRANSPEC pour l'interprétation des résultats expérimentaux de cette thèse portent sur deux expériences différentes. Olivier Peyrusse a réalisé les calculs des spectres de xénon dans les gammes spectrales 9 à 14 Å et 10 à 120 Å tandis que notre travail consistait à utiliser TRANSPEC dans sa version post-processeur pour les spectres d'aluminium et de sélénium obtenus en régime femtoseconde.

Le code fonctionne en trois étapes, comme l'indique le schéma de la figure II-2 :

1. Calcul des populations dans les diverses cellules et aux différents instants, de façon cohérente avec le rayonnement. Un fichier contenant les populations des niveaux est alors généré. (POP)
2. Choix d'une gamme spectrale et génération des émissivités et des opacités dans chaque cellule. (HOP)
3. Calcul du spectre émergent du plasma dans une gamme de longueur d'onde donnée. (ETOC)

- Fichier hydrodynamique
- Données interactives : Ne, Te...

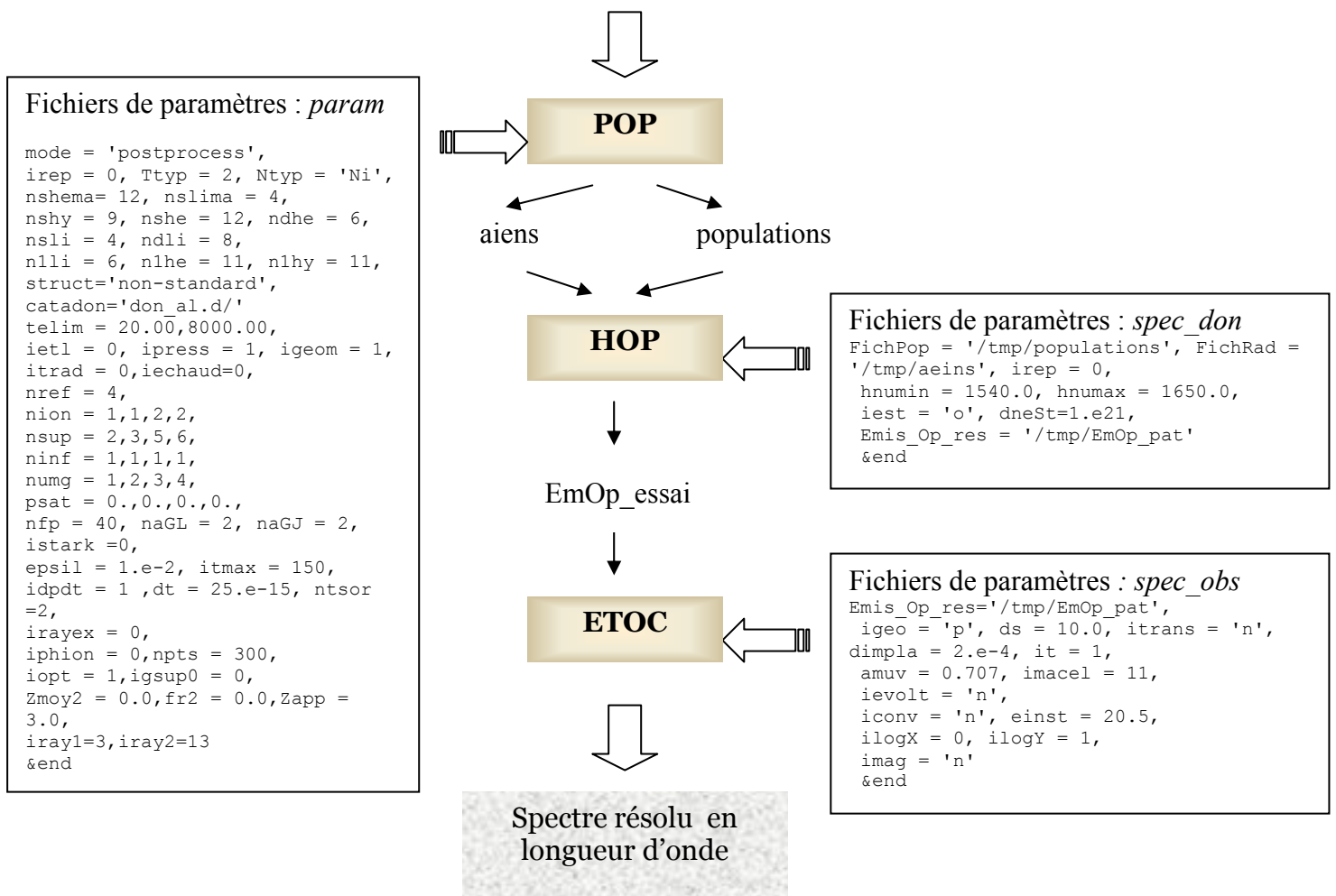


Figure II-2 : Schéma type d'un calcul TRANSPEC

Ainsi, dans un premier temps, on définit les paramètres du calcul dans le fichier « *param* », dont la forme est présentée sur la figure II-2. Nous n'allons pas détailler l'ensemble des paramètres mais préciser ceux qui sont importants. On définit tout d'abord le mode de fonctionnement du code : « monocell » ou « post-process ». Ce dernier mode de calcul signifie que l'on utilise le code pour un calcul instationnaire et faisant intervenir plusieurs cellules de matière. Les données hydrodynamiques sont lues sur un fichier qui comporte pour chaque temps la densité, les températures électronique et ionique, la vitesse et l'épaisseur de chaque cellule. Puis, on considère un plasma avec une ou deux températures (plasma homogène ou pas). On peut effectuer un calcul HETL en choisissant l'option $ietl = 0$. Enfin, on peut tenir compte d'une auto-cohérence entre le rayonnement et les populations en choisissant le nombre de raies que l'on veut coupler au rayonnement $nref = 4$, et de leur type $Ly_{\alpha,\beta}$ et $He_{\alpha,\beta}$, par exemple.

Dans un deuxième temps, le code génère les tables d'émissivité-opacité selon les paramètres que l'on a spécifiés dans « *spec_don* ». Les fichiers des populations et des coefficients d'Einstein sont lus. On indique ensuite la gamme en longueur d'onde à observer et il existe une option qui permet de considérer ou non le calcul Stark sur le profil des raies (spectroscopie de couche K).

Ce calcul terminé, on spécifie enfin les paramètres du fichier correspondant au tracé du spectre « *spec_obs* ». La géométrie du plasma est indiquée (1D plan, sphérique ou cylindrique) et l'on choisit la direction d'observation : par exemple on fait une observation frontale du plasma sous un certain angle ($amw=0.707$ qui est le cosinus de 45°) par rapport à l'axe de discrétisation spatiale. Le spectre en longueur d'onde ou en énergie est alors généré à chaque pas de sortie, défini par $ntsor \times dt$.

**** Références du chapitre II ****

- [1] Bennet B.I. *et al.*, Los Alamos report LA-7130 (1978)
- [2] More R.M. *et al.*, Phys Fluids, **31**, 3059 (1988)
- [3] Luciani, J., Mora, P. & Virmont, J. (1983). Phys. Rev. Lett. **51**, p. 1664
- [4] Fallières, F., *Etude numérique et expérimentale de l'interaction d'une impulsion laser sub-picoseconde avec une cible solide*, Thèse de doctorat, Université de Paris VI (1994)
- [5] Lee, Y.T. & More, R., *An electron conductivity model for dense plasmas*. Phys. Fluids **27** (5), 1273 (1984)
- [6] Ramis, R., Schmalz, R. & Meyer-Ter-Vehn, J., Comp. Phys. Com. **49**, 475-505 (1988)
- [7] Eidmann, K., Meyer-ter-Vehn, J., Schlegel, T. & Huller, S., Phys. Rev. E **62**,1202 (2000)
- [8] Mirone, A., Gauthier, J.C., Gilleron, F., & Chenais-Popovics, C., *Non-LTE Opacity calculations with n-l splitting for radiative hydrodynamics codes*, J. Quant.Spectr. Radiat. Transfer **58**, 791 (1997)
- [9] Busquet, M., Raucourt, J.P. & Gauthier J.C., J. Quant. Spectr. Rad. Trans. **54**, 81 (1995)
- [10] Gauthier, J.C., Geindre, J.P., Granjouan, N. & Virmont, J. Phys. D : Appl. Phys., **16**, 321-331 (1983)
- [11] Bar-Schalom, A. *et al.*, J. Quant. Spectr. Rad. Trans. **71**, 169 (2001), et références incluses
- [12] Klapisch M. Ph.D. Thesis, Orsay, France, 1969.
- [13] M. Klapisch. Comput Phys Comm **2** (1971), p. 239
- [14] M. Klapisch. Comput Rend Acad Sci **265** (1967), p. 914
- [15] M. Klapisch, B. Fraenkel, J.L. Schwob & J. Oreg., J Opt Soc Am **62** (1977), p. 148

- [16] A. Bar-Shalom & M. Klapisch, *Comp. Phys Commun* **50** (1988), p. 375
- [17] A. Bar-Shalom, M. Klapisch and J. Oreg. *Phys Rev A* **38** (1988), p. 1773
- [18] J. Oreg, *et al.* *Phys Rev A* **44** (1991), p. 1750
- [19] A. Bar-Shalom, M. Klapisch & J. Oreg. *Comp. Phys Commun* **93** (1996), p. 21
- [20] A. Zigler, P. Mandelbaum, J.L. Schwob & D. Mitnik. *Phys Scripta* **50** (1994), p. 61
- [21] P. Mandelbaum *et al.*, *Phys Rev E* **49** (1994), p. 5652
- [22] K.B. Fournier, *et al.* *Phys Rev A* **50** (1994), p. 3727
- [23] E. Behar, *et al.* *Phys Rev A* **54** (1996), p. 3070
- [24] D. Mitnik, P. Mandelbaum, J.L. Schwob, A. Bar-Shalom, J. Oreg & W.H. Goldstein., *Phys Rev A* **53** (1996), p. 3178
- [25] K. Moribayashi, A. Sasaki & T. Tajima., *Phys Rev A* **58** (1998), p. 2007
- [26] M. Busquet, *et al.*, *Phys Rev E* **61** (2000), p. 801
- [27] D.M. Mitnik & M.S. Pindzola., *Phys Rev A* **62** (2000), p. 711
- [28] I.P. Grant & N.C. Pyper., *J Phys B* **9** (1976), p. 761.
- [29] P.J. Mohr., *Ann. Phys (New York)* **88** (1974), p. 52
- [30] P.J. Mohr., *Phys Rev Lett* **34** (1975), p. 1050
- [31] P.J. Mohr., *Phys Rev A* **34** (1982), p. 2338
- [32] G.W. Erickson., *J Phys Chem Ref Data* **6** (1977), p. 831
- [33] J.C. Slater., *Phys Rev* **34** (1929), p. 1293.
- [34] J. Bauche, & C. Bauche-Arnoult, *Laser Interactions with Atoms, Solids and Plasmas*, Ed. R. M. More (New York, Plenum Press, 1994)
- [35] C. Bauche-Arnoult, J. Bauche, & M. Klapisch, *Phys. Rev. A* **31**, 2248 (1985)

[36] O. Peyrusse, J. Phys. B, **33**, 4303 (2000) – O. Peyrusse, JQSRT **71**, 571 (2001)

[37] O. Peyrusse, Phys. Fluids B, **4**, 2007 (1992)

[38] O. Peyrusse, JQSRT, **51**, 281 (1994)]

Chapitre 3

Instrumentation

Dans ce chapitre, nous allons apporter une description détaillée des diagnostics qui ont été utilisés dans la mise en oeuvre des différentes expériences. Nous commencerons par évoquer les installations laser du LULI, qui nous ont permis de réaliser nos expériences d'interaction pour ensuite nous intéresser à la nature des cibles utilisées. La troisième partie de ce chapitre aborde une description précise des diagnostics spectroscopiques implantés, aussi bien dans la gamme des X que dans les domaines XUV et visible. Dans cette partie, nous distinguerons les spectromètres intégrés et résolus en temps et apporterons leurs caractéristiques et leurs intérêts respectifs, puis nous décrirons le diagnostic de diffusion Thomson. Le diagnostic d'interférométrie dans le domaine des fréquences, utilisé dans le cadre des expériences d'interaction en régime femtoseconde et la caméra à sténopé, diagnostic simple de contrôle seront ensuite décrits.

1. Les lasers de puissance du LULI

Depuis sa première réalisation en 1958 [1], le laser a permis d'aborder et d'approfondir de très nombreux phénomènes physiques. Ainsi, depuis le début des années soixantes, l'interaction laser-matière n'a cessé de gagner en intérêt et a ouvert la voie à l'étude des plasmas chauds et denses. Désormais, la course aux hautes intensités est engagée...

Durant les deux premières années de ma thèse, le LULI possédait deux installations de puissance néodyme ($\lambda=1.053 \mu\text{m}$): la chaîne six faisceaux nano-seconde et la chaîne 100 TW, sub-picoseconde, beaucoup plus récente, construite essentiellement dans le contexte de l'allumeur rapide. A l'heure de cette rédaction, la chaîne nanoseconde a été démantelée pour laisser place au projet LULI 2000, qui a été décidé en 1998. Cette nouvelle installation, dont la construction repose sur la récupération d'une partie des composants de Phébus (ancienne installation du CEA) comporte deux chaînes principales d'énergie 1 kJ à une longueur d'onde de $1.053 \mu\text{m}$ par chaîne, de durée 1.5 ns, dont une sera utilisable en régime pétawatt (500 J en 500 fs).

1.1. La chaîne nanoseconde

1.1.1. Descriptif de la chaîne

Le laser utilisé pour une partie de nos expériences est le laser de puissance nanoseconde. Il sera ici décrit succinctement, sans détail technique et théorique de fonctionnement. La chaîne laser est constituée d'un banc oscillateur à cristal YLF (Yttrium Lithium Phosphate), dopé au néodyme. C'est sur une transition de ces ions néodyme, qu'apparaît l'effet laser à $1.053 \mu\text{m}$, avec une durée d'impulsion variant entre 100 ps et 4 ns à mi-hauteur. En sortie de ce banc oscillateur, une énergie de 10 mJ est disponible. La chaîne d'amplification est l'élément qui va servir d'une part à amplifier l'impulsion mais aussi à la modéliser spatialement. L'amplification a lieu dans des barreaux de verre-phosphate dopés au néodyme de diamètre croissant. Cette chaîne se termine par 6 bras de diamètre $\varnothing=90 \text{ mm}$, permettant ainsi d'obtenir 6 faisceaux délivrant chacun 100 J d'énergie, pour une durée d'impulsion de 600 ps.

Dans nos expériences, nous n'avons utilisé qu'un seul faisceau pour l'étude de l'émission X. Nous avons la possibilité de doubler, voire de

quadrupler la fréquence fondamentale du laser en utilisant certains cristaux, comme le KDP, dont le rendement de conversion est d'environ 50% à chaque étape de doublage. Dans notre cas, le faisceau était doublé en fréquence et focalisé au centre de l'enceinte au moyen d'une lentille, doublet asphérique de distance focale 250 mm, ajustable en position par rapport à l'axe laser grâce à des platines de translation. Avec une tache focale, d'environ 80 μm à mi-hauteur, l'intensité sur cible pouvait atteindre 10^{15} W/cm^2 .

1.1.2. Etude de la tache focale

En régime nanoseconde, la répartition spatiale de l'énergie dans le faisceau est, généralement, loin d'être homogène, ce qui provoque l'apparition de points chauds dans la tache focale, après passage du faisceau dans la lentille de focalisation. Nous avons donc préféré optimiser l'uniformité du faisceau au détriment de l'intensité sur cible en utilisant une lame à retard de phase aléatoire (RPP pour Random Phase Plate) devant la lentille. Ces lames sont destinées à limiter les sur-intensités et sont construites de manière à rendre le faisceau laser incohérent. Pour cela, on a déposé aléatoirement sur une lame de verre des petits carrés, qui introduisent un déphasage de 0 ou π sur le front d'onde incident. Ces éléments diffractants constituent donc un ensemble de sources ponctuelles dont la somme est une figure de diffraction. Le faisceau résultant est en fait un ensemble de pics très rapprochés (qui seront lissés par conduction thermique), dont l'enveloppe est gaussienne. La dimension D au pied de la tache focale ainsi obtenue est directement proportionnelle à l'inverse de la taille d des éléments diffractants, comme l'indique la formule qui suit :

$$D = 2.44 f \lambda / d$$

où f est la focale de la lentille de focalisation, λ la longueur d'onde du laser et d la dimension des carrés.

Dans nos expériences, nous avons utilisé des lames de phase dont l'élément diffractant était un carré de 1mm de côté, ce qui permettait d'obtenir une tache focale de 160 μm à mi-hauteur. Le contrôle de la tache focale se fait par imagerie X du plasma vu de face, au moyen d'une caméra à sténopé (voir description au paragraphe §5).

1.2. Le laser 100TW

Pour augmenter l'intensité sur cible, deux possibilités s'offrent à nous : augmenter l'énergie, ce qui est l'option mise en oeuvre sur la chaîne nanoseconde décrite précédemment, et/ou diminuer la durée d'impulsion : la combinaison de ces deux points est la solution choisie pour l'édification de la chaîne 100 TW du LULI. La technique utilisée afin de comprimer la durée du faisceau est celle de la dérive de fréquence, notée CPA pour Chirped Pulse Amplification, mise au point par Strickland et Mourou [2].

1.2.1. Schéma descriptif de la chaîne

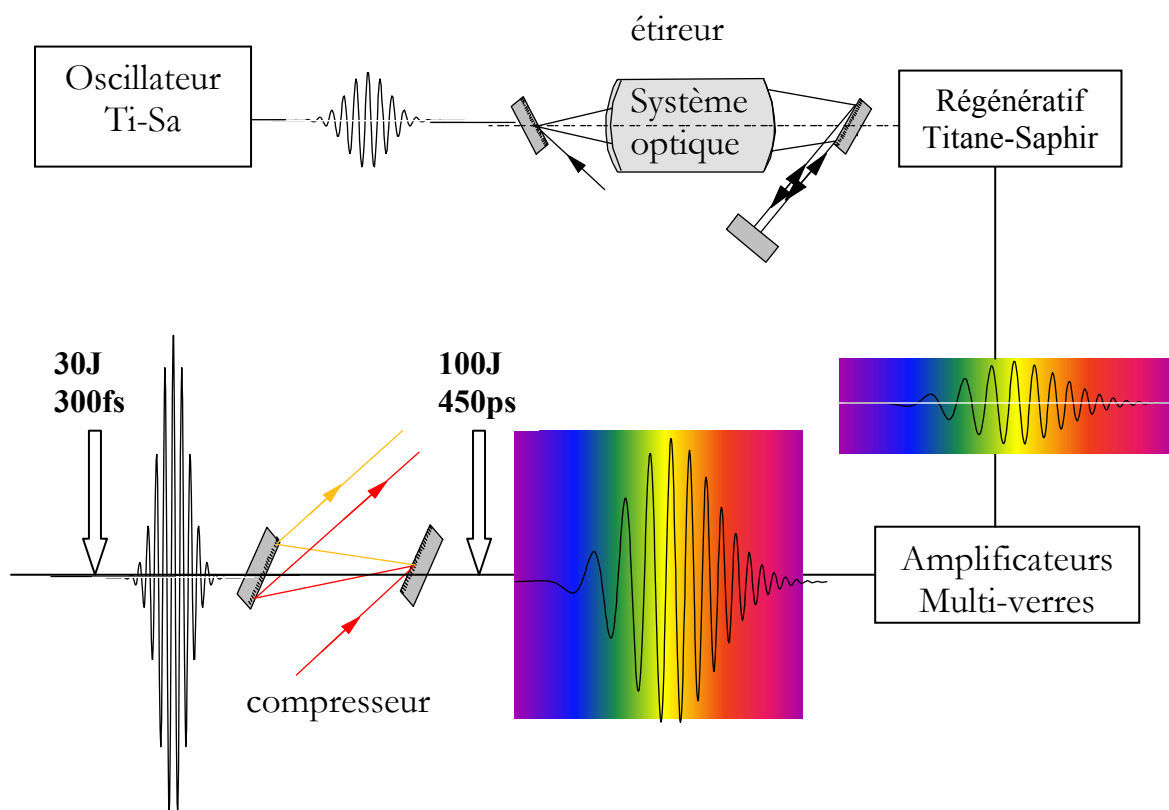


Figure III-1 : Schéma de la chaîne 100TW

La chaîne femtoseconde, qui a été développée par les équipes du LULI dans les années 93/96 [3], est capable de produire une impulsion laser dont

l'intensité sur cible est supérieure ou égale à 10^{19} W/cm². L'impulsion initiale (quelques 80 fs, avec un spectre large de 15 nm environ autour de 1057 nm), issue d'un oscillateur Tsunami, est dans un premier temps étirée temporellement par un étireur à réseaux, comme l'indique la figure III-1. L'énergie de cette impulsion longue (500 ps) est ensuite injectée dans une chaîne d'amplification composée d'un amplificateur régénératif, de type Titane-Saphir, qui fonctionne à 10 Hz et est caractérisé par un gain de 10^6 . Elle est ensuite envoyée vers une chaîne amplificatrice à multi-verres (phosphate et silicate), qui maintient une bande spectrale relativement large (6 nm), en atteignant une énergie de 80 J.

La figure III-2 présente le schéma des faisceaux dans la salle d'interaction du laser 100 TW. A l'entrée de cette salle, le faisceau est divisé en deux par une lame séparatrice (R=40%) :

- Une partie du faisceau (30 J maximum, pour raison de tenue au flux des réseaux) entre dans un compresseur sous vide, constitué de 2 réseaux de diffraction qui compensent le retard sur les longueurs d'onde induit par le précédent étireur. Cette impulsion est donc comprimée temporellement à 350 fs, et devient alors le faisceau d'interaction à proprement parler. Elle traverse ensuite un sas sous vide et est focalisée au moyen d'une parabole hors-axe au centre de l'enceinte d'interaction.
- L'autre partie du faisceau est récupérée pour des expériences type pompe-sonde. Issue du faisceau initial, elle est chirpée mais non-comprimée : sa durée est de 500 ps et possède environ 50 J d'énergie. Nous n'avons pas sollicité ce bras pour les expériences qui font l'objet de cette thèse.

Il existe enfin un troisième faisceau, appelé faisceau-sonde, d'énergie 100 mJ et de 10 mm de diamètre, prélevé le long de la chaîne d'amplification et comprimé par un réseau à l'air de petite taille. Grâce à ce dernier, il est possible de contrôler la durée de l'impulsion-sonde : sa durée pouvant alors varier de quelques centaines de picosecondes jusqu'à 350 fs minimum. Dans nos expériences, on utilisait ce faisceau à 1057 nm pour le diagnostic d'interférométrie dans le domaine des fréquences.

Il faut noter que le faisceau ultra-intense présente un piédestal dû à l'émission spontanée amplifiée (ASE) des têtes amplificatrices. Ce piédestal, mesuré avec une photodiode rapide, s'étale sur environ 3 ns et contient une petite fraction de l'énergie (10^{-4} environ). Cette pré-impulsion présente ainsi toutes les caractéristiques pour générer un pré-plasma. Il faudra donc tenir

compte de cette remarque, qui s'avérera essentielle pour l'interprétation d'une partie des résultats présentés dans cette thèse.

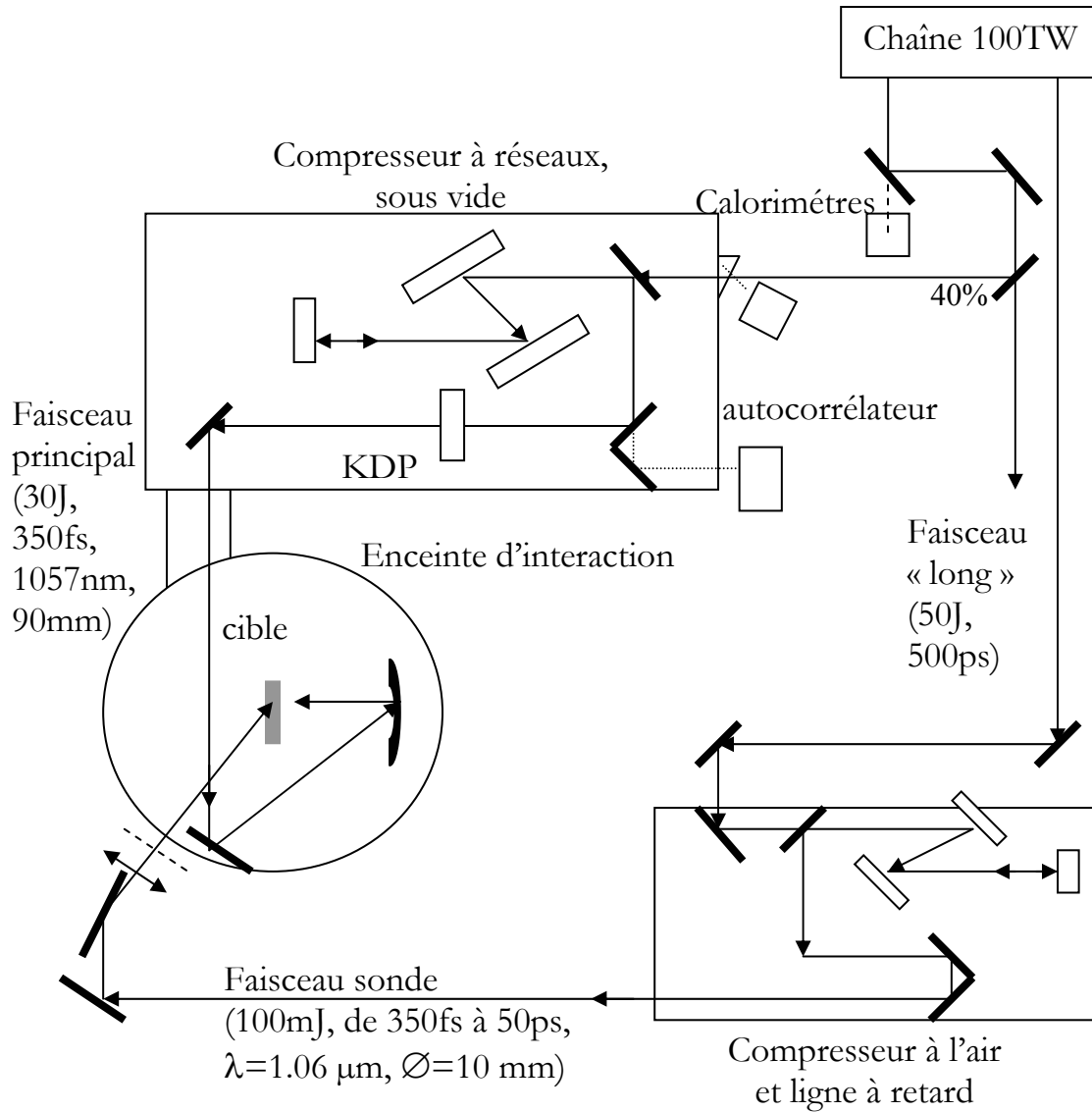


Figure III-2 : Schéma de la salle expérimentale de la chaîne 100TW du LULI

1.2.2. Caractérisation de la tache focale

Pour effectuer une irradiation d'une cible de petite taille (quelques dizaines de microns) dans de bonnes conditions, il est capital de fournir une

tache focale non seulement très petite mais également la plus homogène possible. Ceci s'est avéré réalisable avec la mise en place récente d'un miroir déformable [4,5] sur le laser 100TW du LULI.

Le faisceau principal de la chaîne (30 J comprimés) était focalisé au moyen d'une parabole hors-axe ($f=300$ mm). La mesure de la tache focale du laser a été réalisée grâce à une lentille de reprise d'image, de focale 150 mm qui renvoyait l'image du foyer sur une CCD ARP 12 bits ou une caméra CCD vidéo 8 bits. Le grandissement du système était $G=20$, soit $1 \mu\text{m}/\text{px}$. Les taches focales obtenues avec et sans miroir déformable sont présentées respectivement sur les figures III-3a et III-3b. On constate une nette amélioration de la tache.

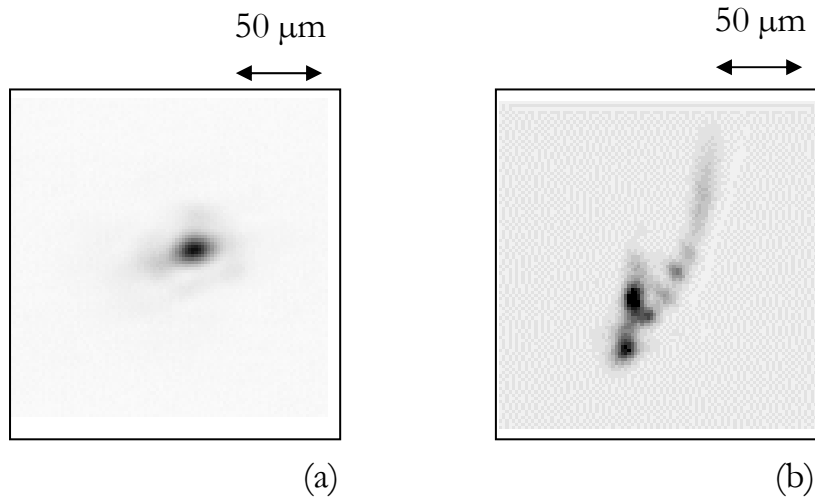


Figure III-3 : Images de la tache focale obtenue pour la focalisation optimale ;
(III-3a) avec , (III-3b) sans miroir déformable

L'analyse des image a été réalisée avec le logiciel TSIGAN, récemment introduit au LULI [6]. Des coupes effectuées sur ces images montrent que le diamètre minimum à mi-hauteur (FWHM) de la tache focale mesuré était de $7 \mu\text{m}$ dans les deux cas. Cependant, sans miroir, une partie de l'énergie se retrouve dans une tache en forme de virgule. En corrélant les mesures d'intensité totale et d'aire, nous avons pu déterminer l'intensité laser. L'intensité obtenue, avec ou sans miroir est du même ordre de grandeur : $10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$ en focalisant le laser et $2.10^{17} \text{ W}/\text{cm}^2$ en le défocalisant. Focalisé avec un miroir déformable, le faisceau a un profil quasi-gaussien. Dans tous les autres cas, l'illumination est très inhomogène.

Une méthode habituelle pour baisser l'intensité du laser sur cible consiste soit à réduire le pompage des amplificateurs du laser, soit à défocaliser la parabole. Pour certaines expériences, il peut être intéressant d'avoir une tache plus grande mais homogène. Toutefois maintenir cette homogénéité est un problème. La figure III-4 montre l'enregistrement de deux taches focales défocalisées, l'une avec miroir (III-4a) et l'autre sans miroir déformable réglé pour optimiser la tache au meilleur foyer (III-4b). La figure III-4a montre clairement des franges d'interférence sur la tache focale, pour une défocalisation de 1 mm de la parabole. Celles-ci conduisent à une grande inhomogénéité de la tache, dont le diamètre extérieur a été mesuré à 50 μm . La figure III-4b montre, que sans miroir déformable, la tache est également très inhomogène et présente une sur-intensité semblable à celle obtenue en position focalisée.

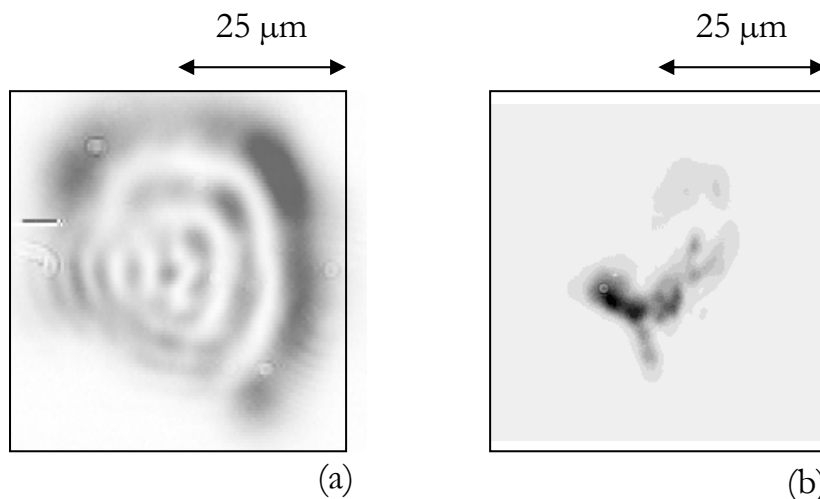


Figure III-4 : Taches focales obtenues avec (III-4a) et sans (III-4b) miroir déformable, en défocalisant la parabole de 1 mm.

2. Caractéristique des cibles

Dans cette partie, nous allons répertorier les diverses cibles qui ont été au centre des expériences de cette thèse. Et nous allons pour chacune d'entre elles, exposer les motivations qui nous ont poussé à les sélectionner et ce que l'on attendait de leur interaction avec un laser de puissance. Trois

types de cibles ont été employées : des cibles gazeuses, telles que le jet de gaz mis en oeuvre pour l'identification de raies puis des feuilles minces et enfin des cibles cubiques de faible volume pour l'interaction en régime femtoseconde.

2.1. Cibles gazeuses

Les expériences que nous avons réalisées avec des cibles gazeuses s'inscrivent dans le contexte général de la production de spectres expérimentaux d'éléments de Z élevé pour la validation des codes hors ETL. Plusieurs études ont été conduites ces dernières années [7,8,9], mais le point novateur de nos expériences, consiste à utiliser un jet de gaz produisant alors un plasma dont les paramètres caractéristiques sont contrôlés, dépourvu de gradients trop raides, et ce dans une gamme allant des X durs au domaine XUV. De précédentes études utilisant des jets de xénon [10,11,12] ont été réalisées mais sans aucune caractérisation de l'état du plasma.

Tout d'abord, l'utilisation du jet de gaz présente l'avantage d'avoir un contrôle relativement sûr de la densité de neutres et donc de la densité ionique, par simple ajustement de la pression. Le dispositif délivrant le jet de gaz était constitué d'une buse cylindrique en laiton de 1 mm de diamètre interne. Une électrovanne dont l'ouverture était synchronisée avec l'impulsion laser, propulsait le jet de gaz à une vitesse sonique, à une pression entre 1 et 9 bars, typiquement.

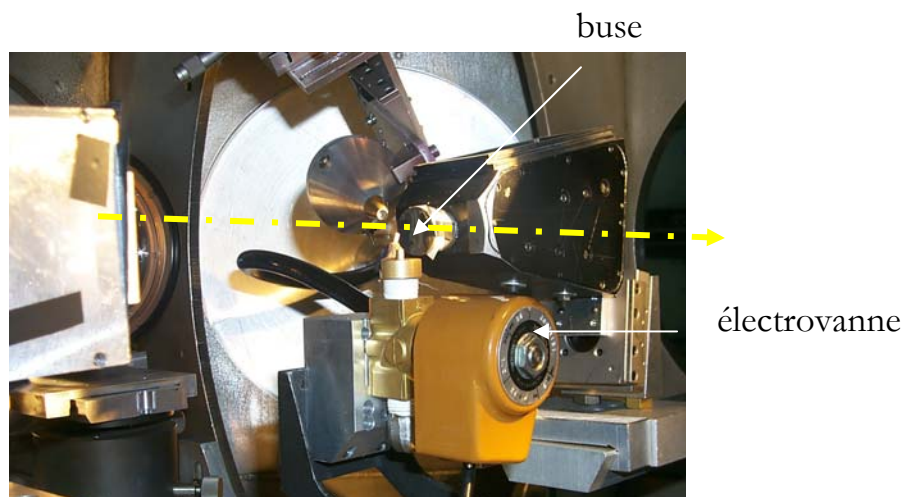


Figure III-5 : Photographie réalisée dans l'enceinte d'interaction . La buse et l'électrovanne sont repérées. Le trajet du laser est matérialisé en pointillés.

Le profil de densité de neutres du jet de gaz était entièrement caractérisé par un dispositif interférométrique, décrit sur la figure III-6 [13]. Celui-ci est un dispositif à part entière, monté de façon permanente dans un laboratoire, indépendamment de nos expériences.

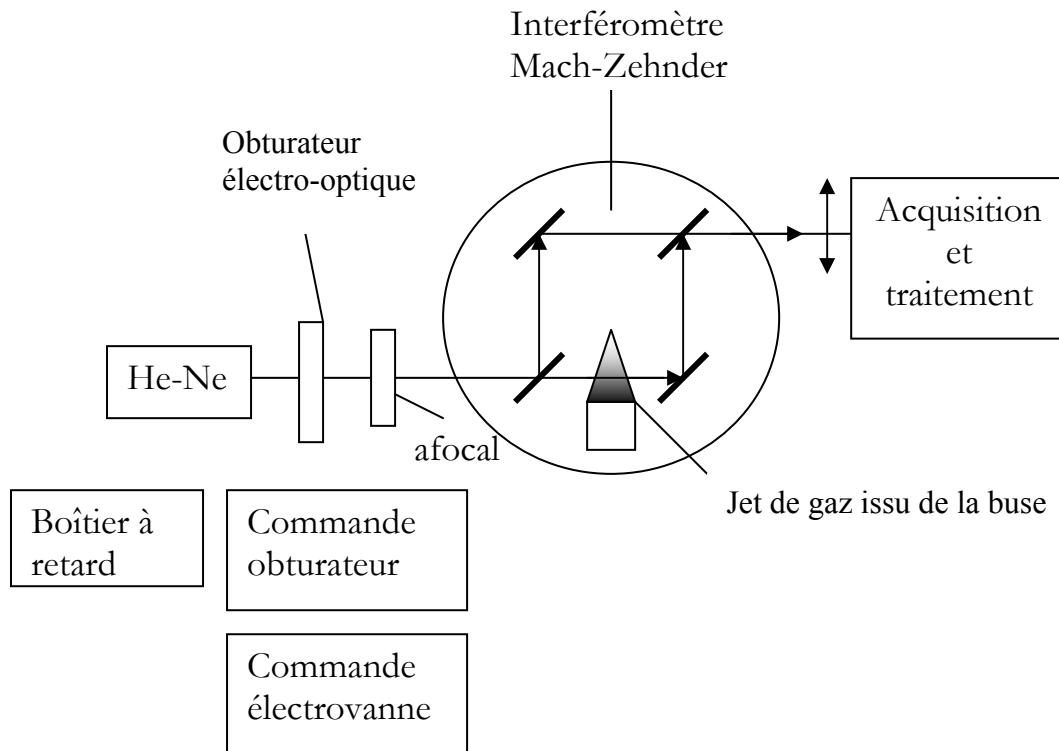


Figure III-6 : Dispositif expérimental de mesure des profils de densité d'atomes dans le jet de gaz

Dans ce dispositif, un laser vert He-Ne à $\lambda=0.53 \mu\text{m}$, élargi puis collimaté à 1 cm de diamètre, pénétrait dans l'enceinte sous vide. Le faisceau était alors séparé en deux à l'intérieur de la chambre d'interaction par un interféromètre de Mach-Zehnder. Les séparatrices et les miroirs de ce dispositif traités à $0.53 \mu\text{m}$ présentaient une planéité inférieure à $\lambda/20$. Le jet de gaz était placé sur l'un des bras de l'interféromètre comme l'indique la figure III-6. La reprise d'image était faite en dehors de l'enceinte par une lentille sphérique de focale $f/5$ et envoyée sur une CCD 8 bits, afin de limiter le bruit dû aux vibrations mécaniques. L'électrovanne était ouverte pendant 130 ms environ assurant un écoulement constant du jet pendant environ 80 ms. Un interrupteur électro-optique de temps d'ouverture 2 ms

utilisé en série avec une boîte à retard Stanford permettait de suivre l'histoire de l'écoulement du jet de gaz.

Les interférogrammes ainsi obtenus constituent en fait une cartographie de la variation de phase induite par la présence du jet de gaz. Ils permettent d'accéder à une mesure de la densité de neutres résolue radialement sur toute la largeur du jet. Celle-ci était alors déduite des interférogrammes par inversion d'Abel [14]. Le principe repose sur la mesure de variation du système de franges due à la présence du jet de gaz. Le profil de densité de neutres mesuré à 51 bars réels est tracé sur la figure III-7. La densité était directement proportionnelle à la pression du jet de gaz dans la gamme de pression explorée. A une distance de 0.6 à 1 mm du nez de la buse, le maximum de la densité de neutres approchait les $5.2 \cdot 10^{19}$ atomes/cm³ pour une pression de 51 bars réels. Le profil expérimental de la densité de neutres (en trait plein sur la figure III-7) a été ajusté par un profil parabolique (en pointillés sur la figure III-7) dont l'expression mathématique est :

$$n(r) = 5.210^{19} (1 + 0.1686r - 1.8556r^2) \quad (eq. III-1)$$

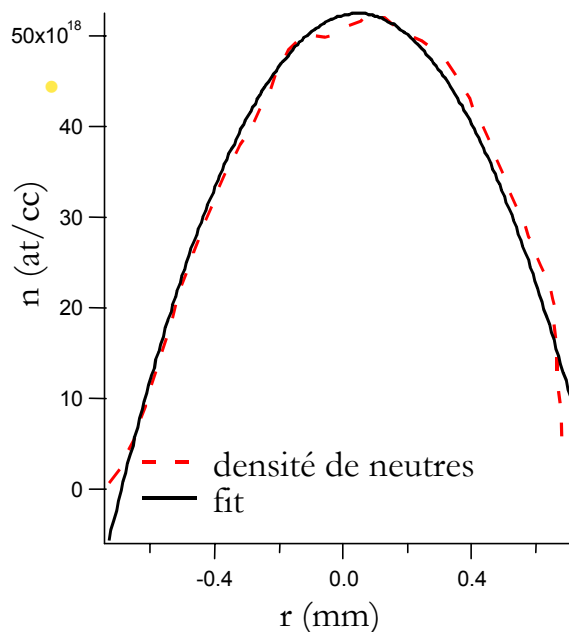


Figure III-7 : Profil expérimental de la densité de neutres et ajustement parabolique à 1.4 mm de la buse, pour une pression de 51 bars réels.

L'avantage d'un tel jet était de pouvoir connaître les paramètres caractéristiques du plasma, tels que la densité mais aussi la température électronique et l'état de charge moyen $\langle Z \rangle$. Cela était rendu possible par la collection du rayonnement diffusé dans le jet. Nous verrons dans le paragraphe §3.4., les généralités sur la diffusion Thomson et les moyens expérimentaux employés pour collecter cette lumière.

2.2. Feuilles minces vues à travers un sténopé

Les cibles présentées dans les deux paragraphes suivants sont au cœur d'expériences réalisées sur le laser 100 TW du LULI.

L'objet de l'expérience dans laquelle sont mises en oeuvre les cibles présentées ci-après était de générer des plasmas les plus homogènes possibles et de caractériser l'émission X avec résolutions spectrale, spatiale et temporelle. Les cibles, produites par le Lawrence Livermore National Laboratory [15], ont donc été conçues de façon à avoir une expansion du plasma la plus mono-dimensionnelle possible.

Ainsi, l'étude spectroscopique du rayonnement X émis permettra de faire un test de la modélisation de la physique atomique HETL en régime fortement instationnaire.

Typiquement, l'utilisation de feuilles minces permettait de limiter les gradients longitudinaux induits lors du chauffage. Nous avons ensuite raffiné cette étude en limitant l'extension radiale de cette feuille : le plasma d'une telle feuille mince était observé à travers un sténopé de diamètre variable. Les figures III-8 et III-9 présentent ces feuilles minces munies d'un sténopé.

L'émission X est observée en face arrière pour les feuilles minces. Le faisceau vient d'abord chauffer la couche de Si_3N_4 , nécessaire dans les différentes étapes de fabrication de la cible et qui en assure la rigidité. Cette couche est suffisamment mince (250 Å) pour être rapidement ablatée et permet également de limiter le gradient longitudinal. Le laser chauffe ensuite le dépôt métallique qui se détend à travers le trou de la couche d'or (trous de 50, 100 ou 300 µm de diamètre). Cette couche d'or (5000 Å d'épaisseur) permet de contenir la zone de la détente hydrodynamique du plasma à travers le trou et de limiter la zone utile de la tache focale à sa partie la plus homogène.

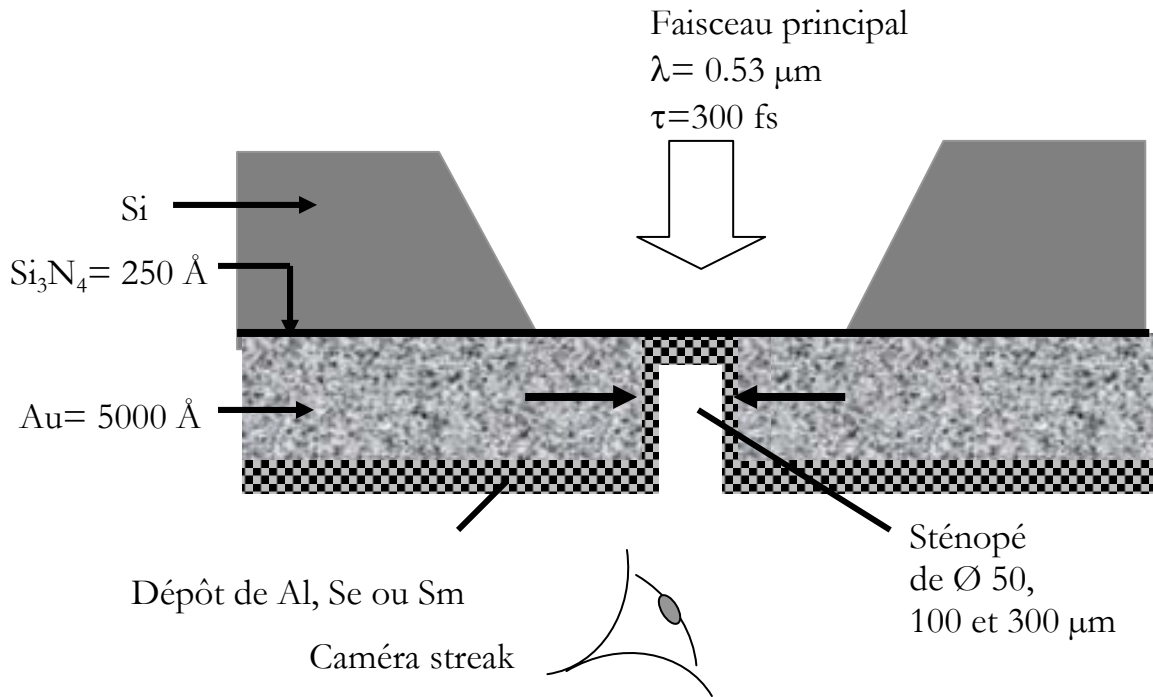


Figure III-8 : Schéma d'une feuille mince vue à travers un sténopé. Le diamètre du trou vaut 50, 100 ou 300 μm et l'épaisseur du dépôt varie selon l'élément, avec une densité surfacique constante de 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

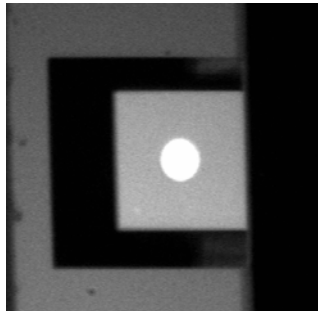


Figure III-9 : Image de la face avant de la cible, prise au microscope

Nous avons utilisé deux types de cibles solides avec trois matériaux possibles (Al, Se, Sm) :

- des feuilles minces de densités surfaciques 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour toutes, afin d'obtenir la même masse de cible ablatée :

- Aluminium ($Z=13$) : dépôt de 800 Å sur silicium
 - Sélénium ($Z=34$) : dépôt de 460 Å sur silicium
 - Samarium ($Z=62$) : dépôt de 330 Å sur silicium
-
- des feuilles minces munies de sténopées de différentes tailles
 - Aluminium ($Z=13$) : feuille mince de 800 Å avec des trous de 50 ou 100 μm de diamètre
 - Sélénium ($Z=34$) : feuille mince de 460 Å avec des trous de 50, 100 ou 300 μm de diamètre
 - Samarium ($Z=62$) : feuille mince de 330 Å et trous de 50, 100 ou 300 μm de diamètre

2.3. Cibles cubiques de faible volume

Depuis l'apparition des lasers ultra-intenses et ultra-courts, de multiples expériences d'interaction ont été menées, notamment dans le but de produire des particules rapides.

Les électrons rapides ainsi générés se propagent dans la cible. L'hypothèse motivant l'expérience que nous avons mise en place suppose que ces électrons pourraient alors chauffer efficacement le solide. Ce mécanisme atteindrait alors son maximum d'efficacité pour des cibles de très petite taille (aussi bien d'un point de vue radial que longitudinal). Dans ce cas, les électrons chaufferaient le cœur de la cible de façon homogène et à une température de quelques centaines d'eV. De plus, le dépôt d'énergie par les électrons rapides serait d'autant plus efficace que les effets de charge d'espace sont grands, ce qui implique un plasma avec un gradient de densité aussi court que possible.

Pour répondre de manière efficace à ces attentes, notre choix s'est porté sur des cibles micrométriques d'aluminium, fabriquées à la Direction des Applications Militaires par le Département de Recherche sur les Matériaux Nucléaires (CEA-Valduc). La figure III-10 représente une telle cible : il s'agit d'un cube d'aluminium de 20, 30 ou 50 μm de côté, supporté par un fil de carbone de 3 μm de diamètre, isolé par un fil de quartz de 45 μm de diamètre. Nous avons fixé cet ensemble sur une tige en verre et disposé cet édifice au centre de l'enceinte d'interaction sur un porte-cible trait-point-plan.

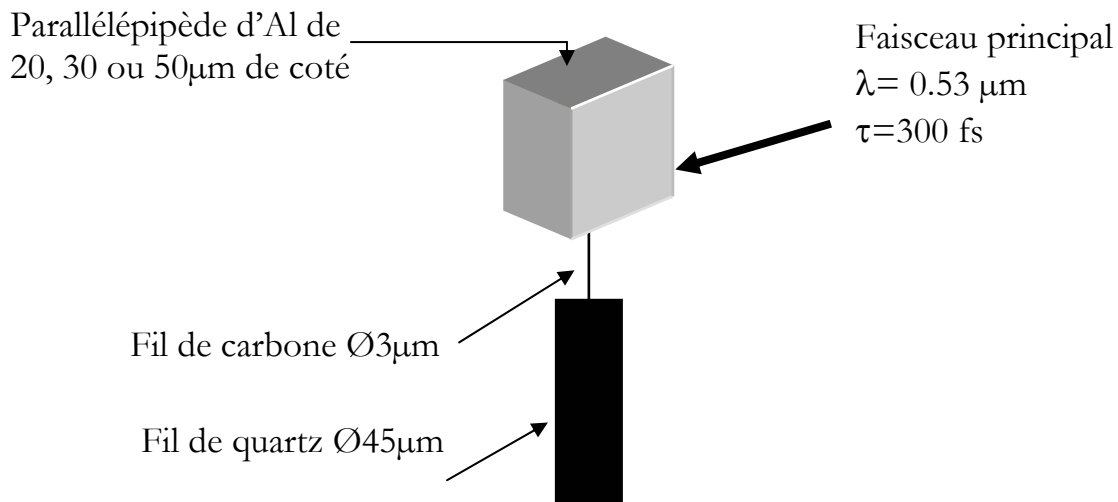


Figure III-10 : Schéma d'une cible cubique d'aluminium supportée par un fil de carbone de diamètre 3 µm, isolé par une tige de quartz de 45 µm de diamètre. Le cube d'aluminium a une arête de 20, 30 ou 50 µm.

Une cible, plus particulière a été élaborée dans le but d'observer exclusivement le chauffage du cœur de la cible, elle est composée de deux couches de CH de 15 µm d'épaisseur, entre lesquelles a été placée une feuille d'aluminium de 800 Å.

Nous allons brièvement résumer les étapes de fabrication de ces cibles et présenter quelques photographies prises au microscope électronique. La difficulté principale pour réaliser ce type de cible réside dans l'assemblage d'éléments d'aussi petite dimension. Les fils de carbone de 3 µm de diamètre sont au préalable collés sur un fil de quartz de diamètre 45 µm, pour faciliter les manipulations. La photographie de la figure III-11 montre la découpe des cubes réalisée avec un laser YAG dans des feuilles d'épaisseur 20, 30 ou 50 µm. La précision est garantie par les platines de déplacement du laser. On remarque que les coupes sont assez franches et que les bords sont bien délimités. La cible est suite récupérée par un système de préhension puis collée sur l'assemblage de fils. La figure III-12 montre cet ensemble fixé sur les supports en verre du LULI.

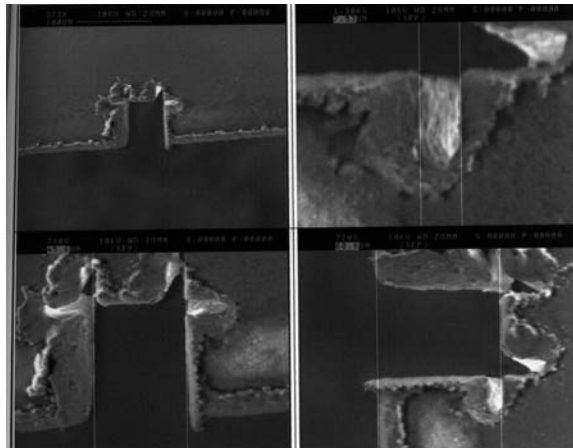


Figure III-11 : Zoom sur une découpe au laser YAG d'un cube dans une feuille d'aluminium.

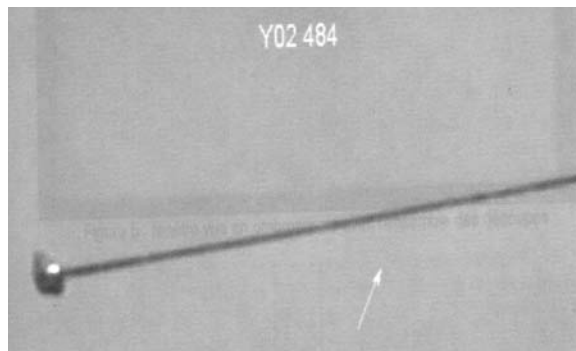


Figure III-12 : Cible cubique d'aluminium collée au bout d'une fibre de carbone.

L'alignement de telles cibles est assez délicat, vue la dimension des cubes. Nous avons à disposition les trois télé-microscopes fixés sur l'enceinte et une reprise d'image, avec une lentille $f=150$ mm. Lors de la mise en route du pompage de l'enceinte, nous constatons que les cubes collés sur leur fil de carbone oscillaient fortement. La fragilité de cet ensemble nous a fait perdre quelques échantillons.

3. Diagnostics spectroscopiques

Nous décrivons dans cette partie les différents instruments employés pour enregistrer le spectre de rayonnement X dans le domaine spectral désiré. Dans un premier temps, nous nous intéresserons à la spectroscopie intégrée en temps et détaillerons les différents éléments dispersifs qui nous ont fourni nos spectres expérimentaux. Dans un deuxième temps, nous étudierons les détecteurs qui nous ont permis d'enregistrer ces spectres. Nous nous pencherons ensuite sur le couplage réalisé entre un spectromètre à cristal et une caméra à balayage de fente pour obtenir des spectres résolus en temps. Enfin, nous décrirons le diagnostic de diffusion Thomson.

3.1. Spectroscopie X et XUV

3.1.1. Spectromètre à cristal plan

Ce type de spectromètre a été utilisé dans nos expériences pour enregistrer d'une part, les raies $3l-nl'$ du xénon, pour $n=4-10$, qui se situent dans la gamme en longueur d'onde de 7.12 à 10 Å et les raies $2l-nl'$ pour $n=3,4$ du krypton entre 5.32 et 8.44 Å. D'autre part, nous avons également employé ce type de spectromètre pour les transitions $3d-4f$, $3p-4d$ et $3d-5f$ du xénon situées entre 9 et 14 Å.

Principe de diffraction par un cristal

La fonction du spectrographe est d'enregistrer le rayonnement X émis par un plasma dans une gamme de longueur d'onde donnée avec une bonne résolution spectrale. Pour cela, nous utilisons des cristaux dont le rôle est de diffracter le rayonnement X. Un faisceau X incident sur un cristal selon un angle donné est réfléchi par les différents plans atomiques. La condition de diffraction est donnée par la loi de Bragg : un rayonnement de longueur d'onde λ arrivant sur le cristal avec un angle θ est réfléchi si

$$k\lambda = 2 d \sin \theta \quad (\text{eq. III-2})$$

où k est l'ordre de réflexion (nous travaillons à l'ordre 1)

d est la distance inter-réticulaire, comme l'indique la figure III-13.

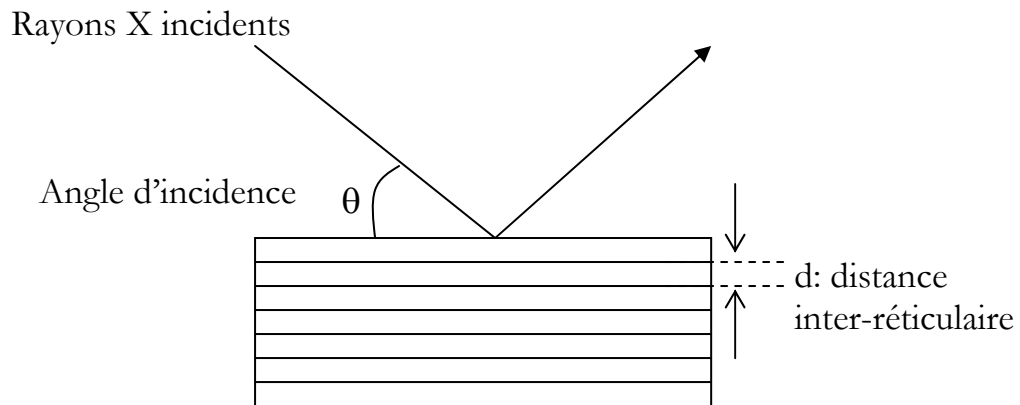


Figure III-13 : Réflexion de Bragg sur un plan réticulaire de cristal plan.

Les principaux éléments du spectrographe sont rappelés sur la figure III-14.

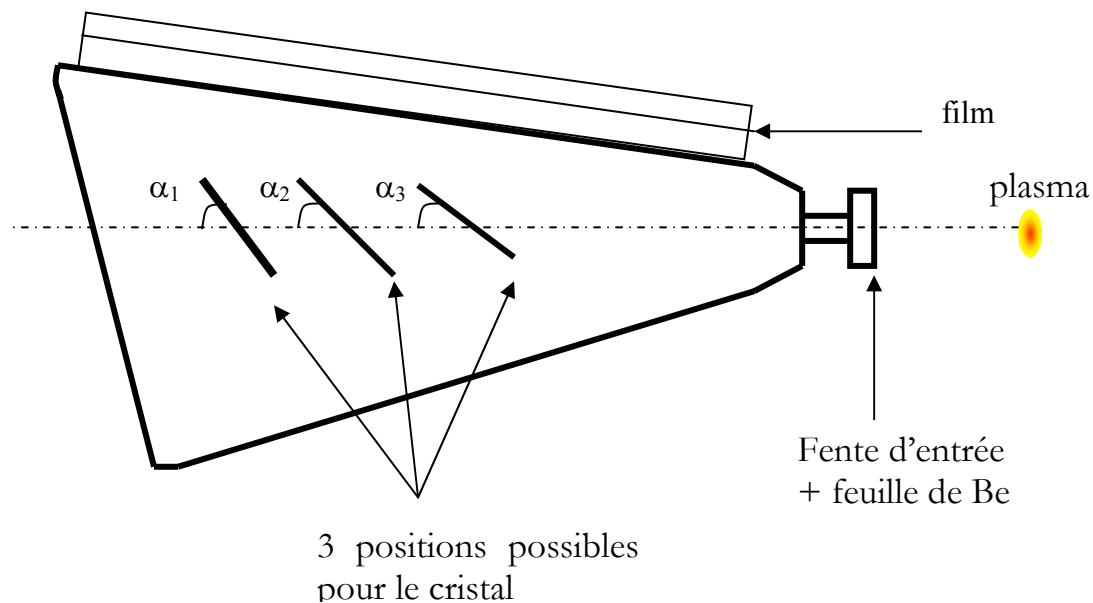


Figure III-14 : Représentation schématique d'un spectrographe à cristal plan utilisé dans nos expériences.

Une fente d'entrée de $250 \mu\text{m}$ placée devant le spectrographe permet d'obtenir la résolution spatiale et détermine en partie l'ouverture angulaire

d'entrée de l'appareil. L'ensemble du dispositif cristal-film est enfermé hermétiquement à la lumière visible.

Nos spectromètres possèdent la particularité de positionner le cristal selon trois angles différents. Nous recherchions une gamme de petites longueurs d'onde (entre 5 et 10 Å et de 9 à 14 Å), il nous fallait donc utiliser des cristaux de faible d . Il se trouve que pour explorer la gamme de 5 à 10 Å zone, le cristal d'ADP convient parfaitement avec $2d=10.648$ Å. Les deux spectromètres employés étaient tels que :

- le premier spectromètre utilisait un cristal d'ADP de 50 mm de long avec un angle de 41.7° par rapport à l'axe plasma fente (voir figure III-14), il permettait donc de couvrir une gamme entre 5.32 à 8.44 Å. Une mince feuille de béryllium d'épaisseur 7 μm , située devant la fente protège l'ensemble du rayonnement visible. Cette fente est placée à 26 mm du plasma (cette distance permettant d'éviter les projections issues du plasma et d'obtenir un bon éclairage sur le film).
- le deuxième spectromètre utilisait un cristal d'ADP de 60 mm de long avec un angle de 58° par rapport à l'axe plasma fente (voir figure III-14), il permettait donc de couvrir une gamme entre 7.12 et 10 Å. Une mince feuille de mylar aluminisé (2.3 μm de mylar et 0.2 μm d'aluminium) tapissait la fente, placée à 11 mm de la source de rayonnement.

Ces deux spectromètres travaillaient en complémentarité et étaient positionnés dans l'enceinte telle que l'indique la photographie III-15.

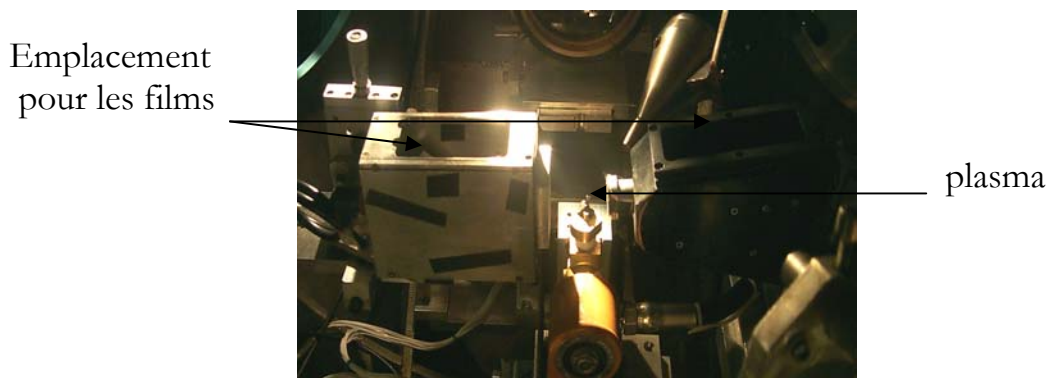


Figure III-15 : Positionnement des spectromètres à cristal plan dans l'enceinte.

Afin d'étudier la région 9-14 Å, nous avons choisi d'utiliser le cristal de TLAP ($2d=25.763$ Å) :

- le spectromètre utilisait un cristal de TlAP de 50 mm de long avec un angle de 31.8° par rapport à l'axe plasma fente. Une mince feuille de béryllium d'épaisseur $7 \mu\text{m}$, située devant la fente de $250 \mu\text{m}$ protège l'ensemble du rayonnement visible. Cette fente est placée à 28 mm du plasma.

L'angle du film est adapté de façon à minimiser les variations d'intensité sur le film, tout en gardant une géométrie simple à réaliser mécaniquement.

Résolution spectrale

Dans le cas d'un spectrographe à cristal plan, plusieurs facteurs contribuent à l'élargissement des raies, mais la taille du plasma reste l'effet dominant. Ainsi, pour une source de taille Δx , la résolution spectrale vaut :

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta x}{D(\lambda)} \quad (\text{eq. III-3})$$

où $D(\lambda)$ est la fonction de dispersion du cristal.

La figure III-16a représente la fonction de dispersion pour le cristal d'ADP utilisé dans la position expérimentale de 58° et 41.7° respectivement. La figure III-16b est la fonction de dispersion pour le cristal de TlAP utilisé dans à la position 3, soit un cristal tourné de 31.8° par rapport à l'axe laser.

Ainsi, dans l'expérience qui visait à mesurer les transitions du xénon et du krypton entre 5 et 10 \AA , on pouvait espérer une résolution moyenne de 9 m\AA , pour un plasma dont le diamètre à mi-hauteur était de $160 \mu\text{m}$, à 8 \AA . On remarquera que celle-ci se dégrade nettement pour les courtes longueurs d'onde.

Dans l'expérience utilisant le cristal de TlAP, la résolution spectrale variait de 18 à 25 m\AA pour $\lambda=9.1 \text{ \AA}$ et 17 \AA respectivement et ce, pour une taille de plasma de $160 \mu\text{m}$ à mi-hauteur.

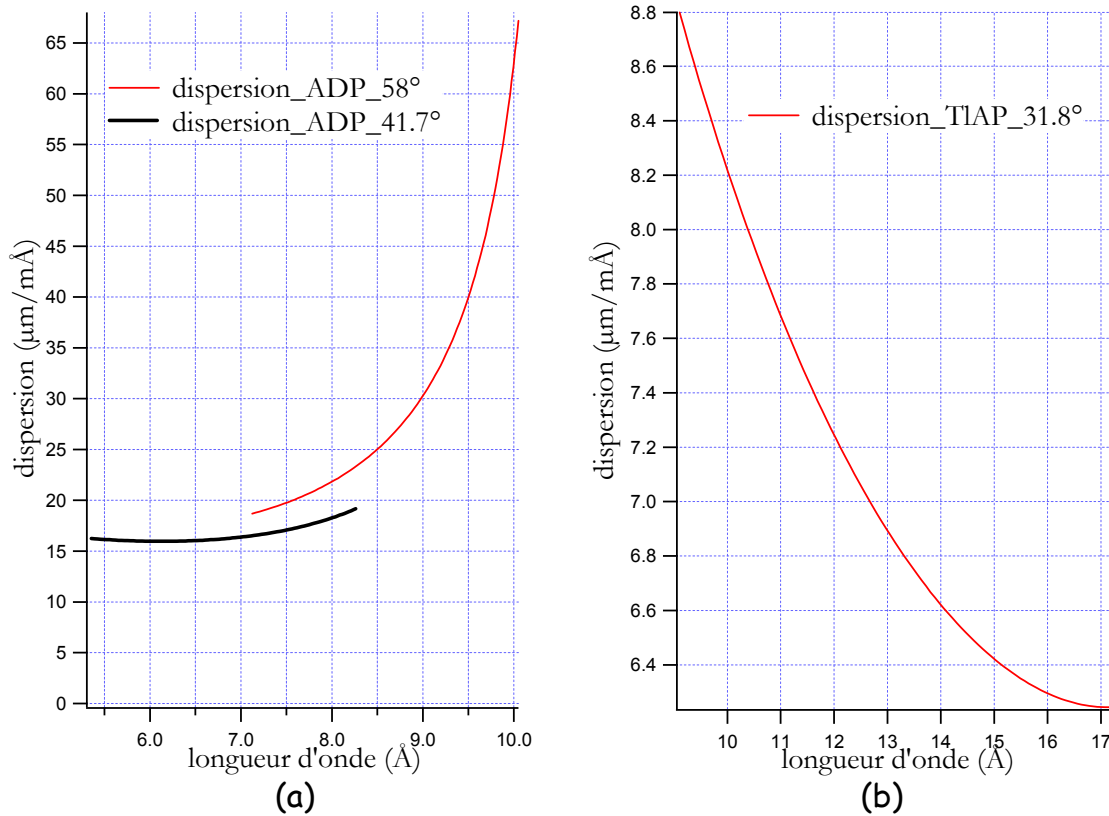


Figure III-16 : a) Courbes de dispersion pour les positions respectives de 58° et 41.7° du cristal d'ADP.
b) Courbe de dispersion du cristal de TIAP, tourné à 31.8° .

3.1.2. Spectromètre à cristal conique

Les spectromètres à cristaux plans habituellement utilisés en régime nanoseconde ne permettent pas de collecter un nombre de photons honorable, en régime femtoseconde. Pour obtenir une intensité suffisante, il est nécessaire d'utiliser un cristal focalisant. La géométrie classique Von Hamos qui focalise selon l'axe d'un cristal cylindrique, est peu adaptée au couplage avec une caméra à balayage de fente. En effet, pour des raisons techniques et d'encombrement, il est difficile de positionner la caméra autrement que sur un rayon de l'enceinte expérimentale. Cela implique que le plan focal du cristal soit perpendiculaire au rayon de l'enceinte.

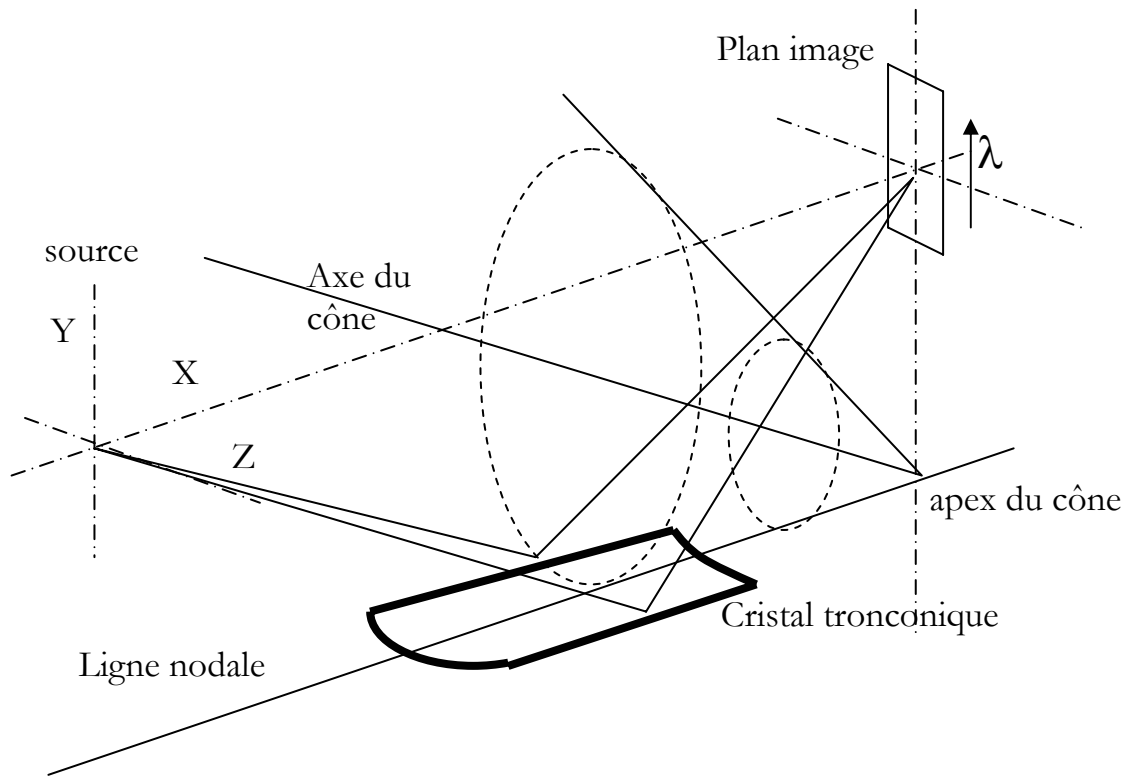


Figure III-17 : Schéma de principe d'un spectromètre à cristal conique

Le cristal de forme tronconique [16] de KAP utilisé pour les expériences permet cette focalisation, comme représenté sur la figure III-17. La ligne focale d'un tel cristal est orthogonale à l'axe et se situe dans un plan vertical. Celui-ci contient l'apex du cône et est orthogonal à la ligne nodale (ligne tracée sur la surface du cône, passant le long du cristal).

Le cristal conique peut être considéré localement comme un cylindre, avec un rayon de courbure qui décroît en s'approchant du plan image. Pour une ouverture assez grande du cristal, cette géométrie présente des aberrations d'origine sphérique qui élargissent la taille transverse de l'image en réduisant la focalisation. Le calcul analytique de ces aberrations étant difficile, un programme de tracé de rayons a été développé pour en déterminer les effets.

Pour contrôler les caractéristiques du cristal tronconique de KAP (fourni par « Saint-Gobain Crismatec »), nous avons enregistré l'image de la ligne focale obtenue en utilisant un laser He-Ne focalisé comme source. Nous avons représenté sur la figure III-18 les différentes lignes focales que l'on enregistrerait lorsque l'on faisait basculer le cristal dans la direction θ (angle de basculement de la ligne nodale). L'épaisseur optimum de la ligne focale obtenue était de $10 \mu\text{m}$. Nous avons également représenté sur la figure III-18 les lignes focales calculées, dans les mêmes conditions, avec le programme Labview de tracé de rayons. On remarque le bon accord entre

les simulations et l'expérience. On voit sur ces images que lorsque l'on défocalise (images de droite), une ligne fine, de forte intensité, persiste avec des ailes de plus en plus larges au fur et à mesure que l'on défocalise. Cette forme est caractéristique de l'aberration sphérique.

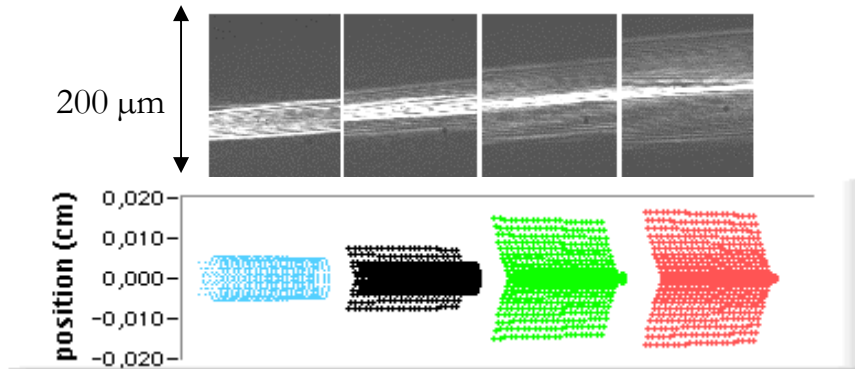


Figure III-18 : Images de la ligne focale du cristal conique obtenues expérimentalement pour différents angles θ du cristal. A chaque image, correspond la ligne calculée avec un programme de tracé de rayons.

A l'aide du programme de tracé de rayons nous avons calculé les différentes courbes de dispersion pour les différentes positions possibles du cristal, représentées sur la figure III-19.

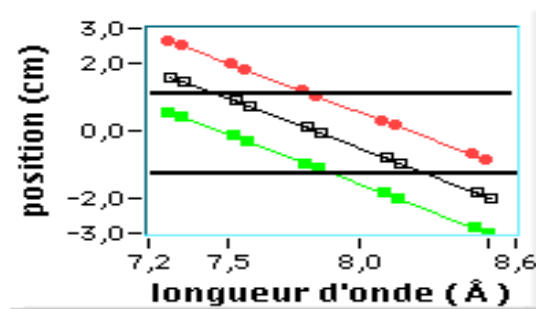


Figure III-19: Courbes de dispersion pour trois positions de basculement du cristal conique. La position de la fente de la caméra à balayage est représentée par les 2 traits noirs horizontaux.

Afin d'étudier la gamme spectrale allant de 7.2 Å à 8.6 Å, nous avons choisi un cristal de phtalate acide de potassium (KAP, $2d=26.64$ Å), de longueur 50 mm et de largeur 40 mm. Le choix de la largeur du cristal dépend de la focalisation tandis que sa longueur est fixée uniquement par l'intervalle spectral désiré. Les paramètres suivants, tels que le demi-angle d'ouverture de 0.3 rad, le rayon de courbure minimum de 88.65 mm et le R_{\max} de 103.42 mm ont été choisis de manière à optimiser la longueur d'onde 8 Å. A l'aide du programme de tracé de rayons, nous avons vérifié que la résolution spectrale dans ces trois positions de cristal reste bonne. Elle est de l'ordre de 5 mÅ, ce qui est bien plus petit que l'élargissement géométrique dû à la taille de la source.

La caméra étant fixée mécaniquement, le domaine spectral observable sur la fente de la caméra à balayage est modifié en effectuant une translation du cristal parallèlement à l'axe plasma-fente et en corrigeant simultanément la focalisation avec le moteur qui induit une rotation du cristal autour du plasma. Dans ce cas la ligne focale reste tangente à la fente de la caméra et le spectre reste focalisé.

Nous avons, en guise de test, utilisé le cristal tronconique pour enregistrer un spectre de l'aluminium héliumoïde Al^{11+} obtenu avec le laser de durée d'impulsion 600 ps du LULI, sur un film placé dans le plan de focalisation (figure III-20). Ce film était placé exactement dans le plan de focalisation (là où sera placée la photocathode). Nous observons sur ce spectre les raies bien connues He_{α} et ses satellites. Comme pour les images obtenues dans le domaine visible, on peut observer que la focalisation des X se fait sur un point central avec des ailes. Ce spectre nous a permis de déterminer la bonne position du plan de focalisation.

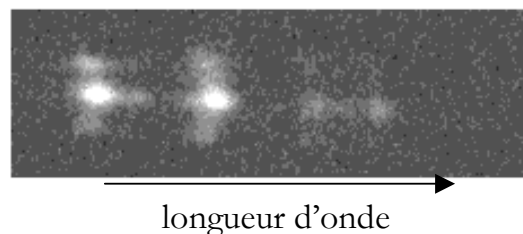


Figure III-20 : Spectre de rayonnement X des raies de l'aluminium héliumoïde obtenu en régime nanoseconde avec un cristal conique de KAP.

3.1.3. Spectromètre à réseaux

Le spectromètre à réseau [17,18,19] que nous avons utilisé a été mis en place de telle façon qu'une grande gamme en longueur d'onde soit accessible. Nous voulions étendre le domaine spectral de 10 à 140 Å. Pour cela, nous avons employé un réseau en transmission, précédé d'un miroir en or. Le rayonnement transmis était recueilli à l'arrière par une CCD 1024×1024 Photometrics refroidie.

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les principes de base du spectromètre à réseau, puis nous donnerons le schéma spécifique à l'expérience ainsi que les caractéristiques du montage.

Montage expérimental et caractéristiques

Le spectrographe est muni d'un réseau en transmission constitué d'une grille en or d'épaisseur 5000 Å avec 5000 traits par millimètre, soit un pas de $a=0.2 \mu\text{m}$. Une fente d'ouverture $A=500 \mu\text{m}$ a été placée devant le réseau au moyen d'un microscope de telle manière que les traits du réseau soient parallèles à la fente. La figure III-21 représente le schéma de principe du spectrographe utilisé pour nos expériences. Les rayons X émis par le plasma sont réfléchis en incidence rasante à 3.6° par un miroir en or puis diffractés par le réseau. La CCD est placée à la distance R du réseau. Sur la figure III-21, on a repéré la position de l'ordre zéro par un trait vertical en pointillés. L'encart sphérique pointillé est un agrandissement du réseau. On distingue la grille qui le constitue et les différents paramètres sont repérés et l'on a précisé leur valeur.

En pratique, on aligne le spectrographe pour que l'ordre zéro du réseau soit au bord de la caméra CCD, de manière à couvrir la plus large gamme en longueur d'onde possible. Le miroir a été placé à mi-distance du plasma et du détecteur afin d'obtenir une image avec un grandissement $G=1$. Ainsi, la distance plasma-miroir est de 318 mm, miroir-réseau de 50 mm et celle séparant le réseau du détecteur de 268 mm. Le chip CCD de la caméra Photometrics mesurant 2.46 cm, on peut donc espérer observer la gamme 0 à 180 Å environ.

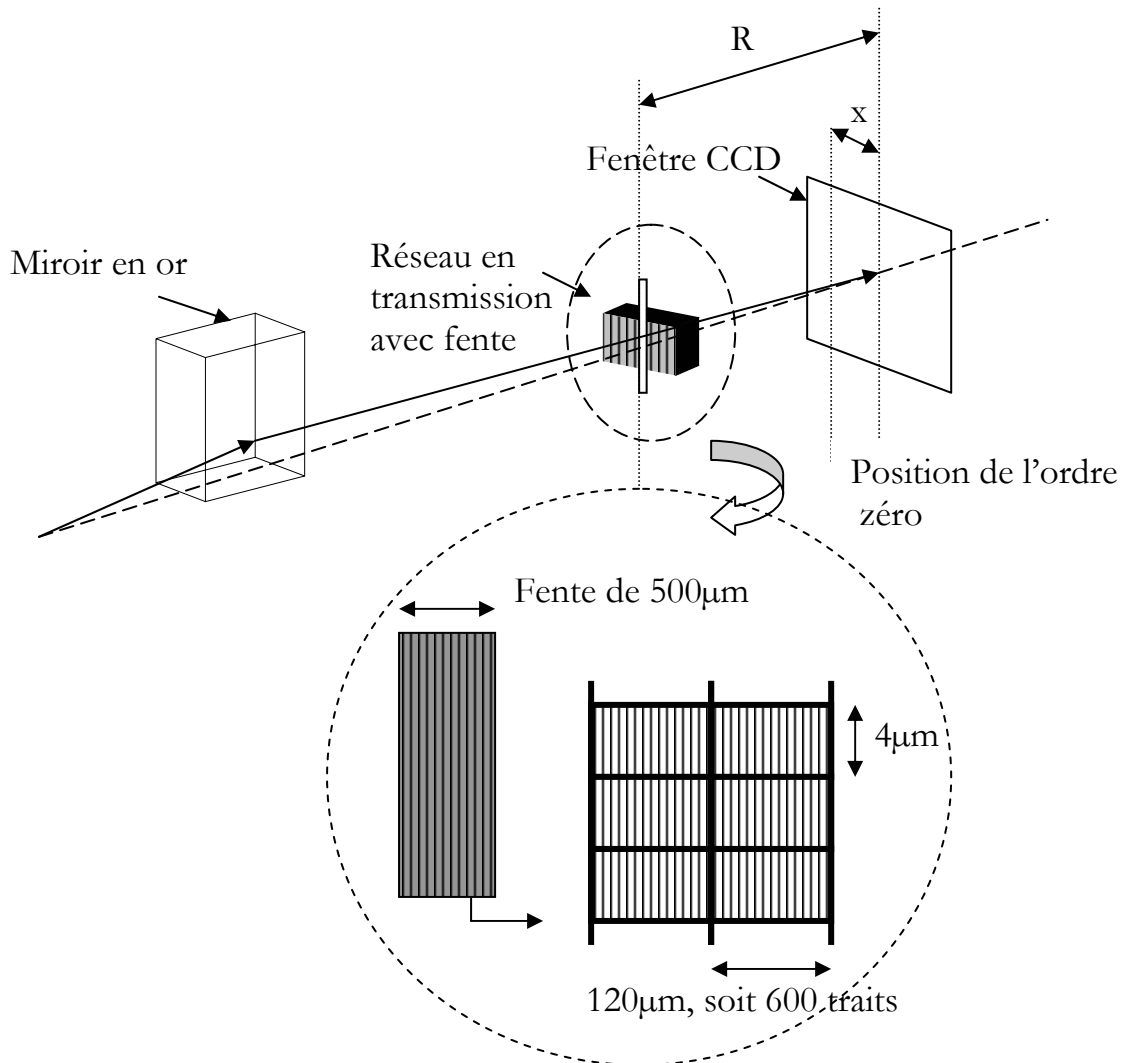


Figure III- 21: Principe du spectromètre à réseau ; la partie en pointillés détaille la géométrie du réseau à transmission et ses caractéristiques principales.

Principe de base d'un réseau

Les spectromètres à réseau de résolution moyenne, ont été largement employés [20,21,22] dans le but de couvrir une gamme large en longueur d'onde, que ne peuvent atteindre les cristaux du fait de leur distance inter-réticulaire trop faible.

L'intensité incidente sur un réseau peut être décomposée en une somme discrète d'ondes planes, qui seront chacune diffractée sur les traits du réseau. Ainsi, chaque trait se comporte comme une source ponctuelle de rayonnement. Considérons deux ondes diffractées selon un angle θ : elles

parcourent un certain chemin optique e . L'intensité sortante sera constructive si et seulement si la différence de chemin optique $\Delta e = a \sin \theta$ est un multiple entier de la longueur d'onde du rayonnement incident. Soit :

$$m\lambda = a \sin \theta \cong a \frac{x}{R} \quad (\text{eq. III-4})$$

où a est le pas du réseau
 x est la position par rapport à l'ordre zéro
 R la distance réseau détecteur
 m est l'ordre de diffraction

La relation de dispersion (eq. III-4) est une fonction quasi-linéaire. En théorie, la longueur d'onde la plus élevée que nous puissions détecter est donnée pour $\lambda = a$, mais elle est en pratique limitée par la taille du détecteur. La longueur d'onde la plus courte que l'on puisse atteindre est, elle, limitée par la coupure induite par le miroir en or.

Transmission d'un réseau

Comme l'indique la relation de dispersion (eq. III-4), une longueur d'onde peut donner une contribution en plusieurs endroits du détecteur. On la retrouvera à la position $\lambda \frac{R}{a}$, $2\lambda \frac{R}{a}$, $3\lambda \frac{R}{a}$, etc. Cependant, chaque ordre ne contribue pas avec la même intensité au spectre (voir figure III-22). Le réseau que nous avons utilisé est de faible épaisseur (5000 Å), une partie du rayonnement X le traverse de part en part. Ainsi, pour tenir compte de cet inconvénient, Ceglie [22] et Braüninger [23] ont donné une expression de la transmission:

$$T_m = \left(\frac{\sin m\gamma\pi}{m\pi} \right)^2 \left(1 - 2b \cos \phi + b^2 \right) \quad (\text{eq. III-5})$$

où γ est le rapport cyclique du réseau (espace vide/pas du réseau)
 b^2 est la transmission à travers les barreaux en or et ϕ le déphasage qui en résulte.

Dans notre cas, $\gamma = 0.38$, ce qui représente une intensité pour l'ordre 2 de 14% de celle de l'ordre 1. Il est donc nécessaire d'éliminer de nos spectres les harmoniques supérieures. Pour cela, un programme de déconvolution, que nous n'aborderons pas ici, a été développé par F.Gilleron [24].

Résolution spectrale du spectromètre à réseau

La résolution spectrale est essentiellement gouvernée par deux facteurs :

- la résolution idéale intrinsèque du réseau $\Delta\lambda_D$
- la résolution géométrique $\Delta\lambda_G$ liée à la taille de source ΔS et à l'ouverture de la fente

La résolution liée à la dispersion dépend du nombre de traits vus à travers la fente :

$$\Delta\lambda_D = \lambda / mN \quad (\text{eq. III-6})$$

Néanmoins, cette résolution ultime est rarement atteinte au cours d'une expérience de spectroscopie. Ce sont plutôt les effets géométriques liés aux aberrations du miroir et à la taille de la source qui déterminent la résolution du spectromètre :

$$\Delta\lambda_G = G \Delta S \frac{a}{R} \quad (\text{eq. III-7})$$

où G est le grandissement du spectromètre.

Pour un plasma de diamètre à mi-hauteur de $160 \mu\text{m}$, en considérant que le grandissement vaut 1, la résolution est constante sur toute la gamme et vaut 1.19 \AA .

Spectre obtenu

Comme nous le précisons en détail au chapitre 4, les spectres enregistrés s'étalent donc entre et 10 et 140 \AA . La figure III-22 présente un spectre typique d'émission XUV d'un plasma de xénon. Celui-ci a été obtenu lors de l'irradiation d'une cible gazeuse de xénon à une pression de 6.6 bars, avec une impulsion laser nanoseconde.

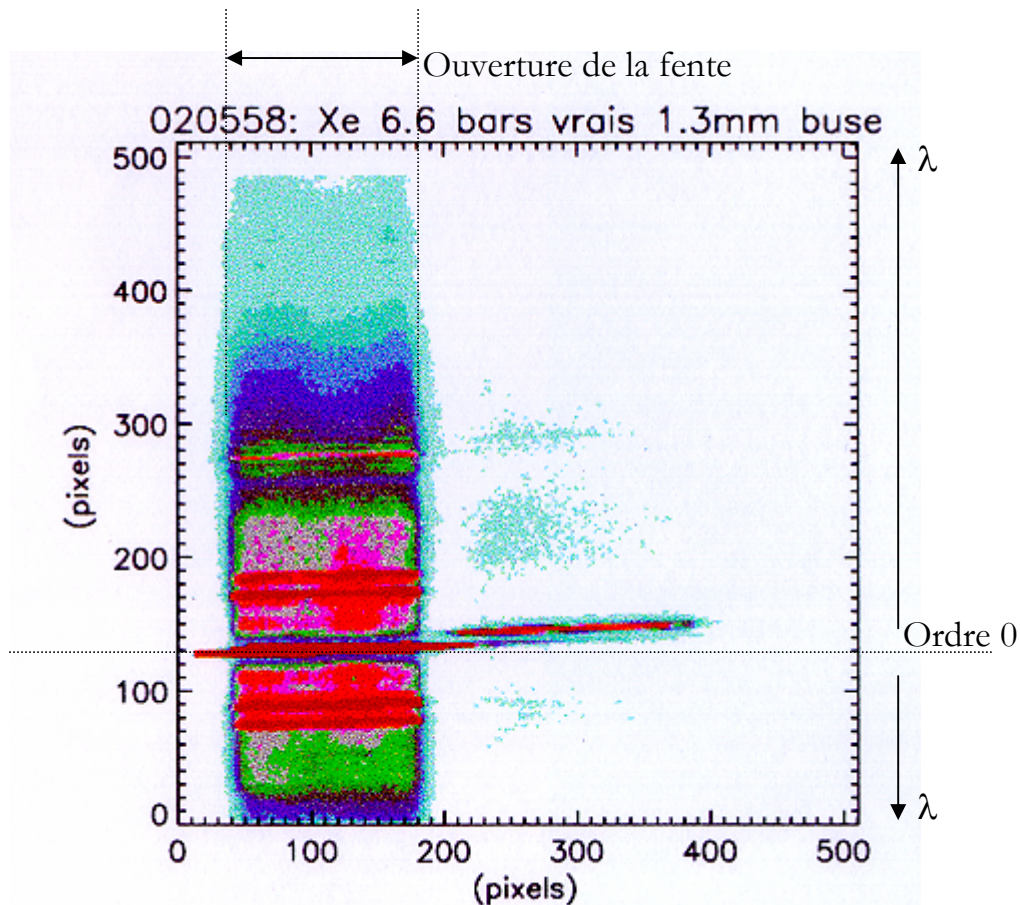


Figure III-22 : Spectre de xénon entre 20 et 140 Å. La pression dans le jet était de 6.6 bars réels, et l'impulsion laser arrivait à 1.3 mm au dessus de la buse. L'intensité avoisinait les 10^{14}W/cm^2 .

Les longueurs d'onde sont le long de l'axe vertical. Sur cette figure III-22, on distingue l'ordre zéro au pixel vertical 125, caractérisé d'une part par sa largeur spectrale et d'autre part par son étalement le long de l'axe spatial. De part et d'autre de celui-ci, on retrouve l'ordre 1 du spectre et éventuellement les ordres supérieurs. Ainsi, symétriquement au pixel 125 et le long de l'axe vertical, on trouvera les longueurs d'onde croissantes dirigées vers le haut pour des pixels supérieurs à 125, et vers le bas pour les pixels compris entre 0 et 125. La calibration des différents spectres sera décrite au chapitre 4.

3.2. Les détecteurs

3.2.1. Les films

Les spectres expérimentaux que nous avons obtenus lors des expériences sur le xénon et le krypton dans la gamme de 5 à 14 Å ont été enregistrés sur film DEF. Les films sont utilisés depuis très longtemps et gardent de nombreux avantages, par rapport aux détecteurs CCD, tels que leur faible coût, leur résolution élevée, leur grande taille et leur souplesse. Le diagnostic de source X nécessite l'utilisation de film capables de détecter des photons d'énergie comprise entre 0.1 et 10 keV. La conception de ce genre de film repose, en général, sur l'utilisation de grains d'AgBr, dont les propriétés optiques et chimiques conviennent à ce domaine en énergie.

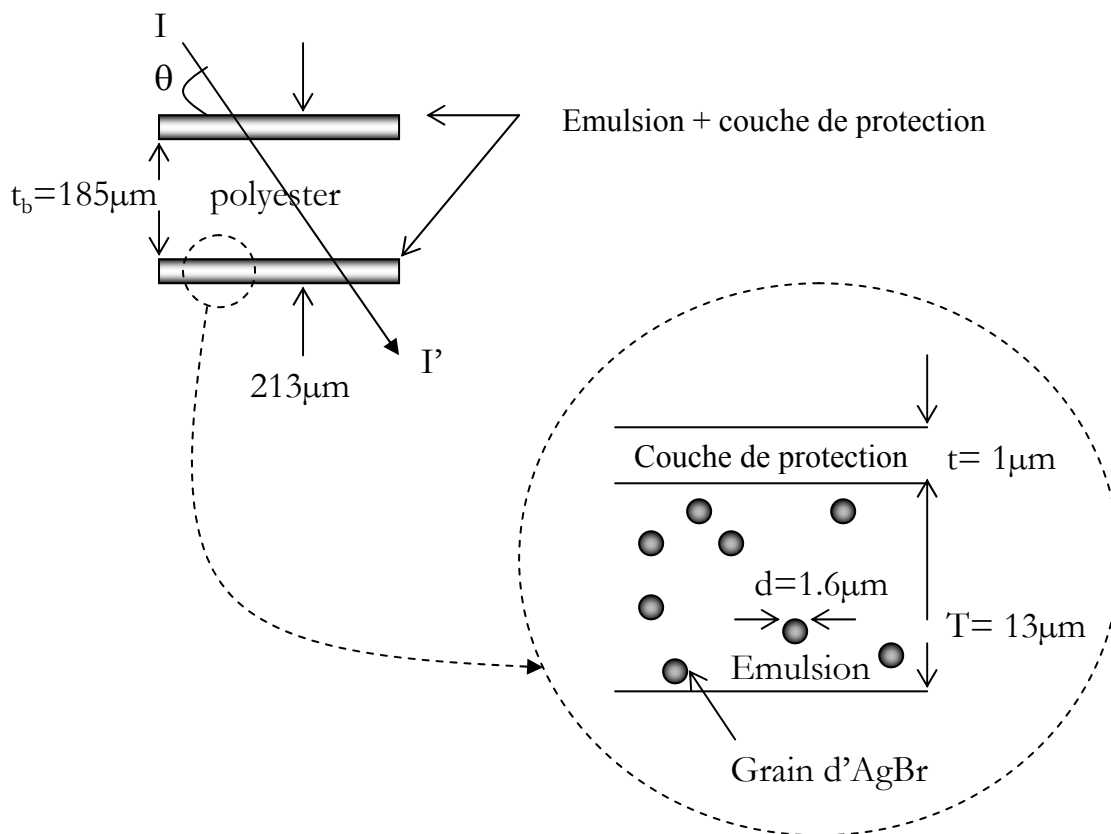


Figure III-23 : Représentation de la composition d'un film DEF.

Pour nos expériences, nous avons employé les films Kodak DEF (Direct Exposure Film). Ces films sont composés d'une double-émulsion de

grain d'AgBr, déposée de part et d'autre d'une matrice de polyester ($C_5H_4O_2$), tel que l'indique la figure III-23. La couche rencontrée par les rayons X incidents résulte de la superposition d'une couche protectrice (épaisse de $1 \mu\text{m}$) et d'une émulsion photosensible d'épaisseur $13 \mu\text{m}$. Celle-ci est constituée de grains d'AgBr répartis de façon hétérogène dans une gélatine ($C_8H_{16}O_5N_2$) avec une concentration volumique $V=0.4$. La taille moyenne d'un grain d'AgBr détermine la résolution du film et vaut en moyenne $d=1.6\mu\text{m}$.

Des modèles mathématiques semi-empiriques [25] permettent de relier la densité optique D du film, le flux incident I (photons/ μm^2), l'angle d'incidence θ et l'énergie des photons E , par l'intermédiaire des coefficients d'absorption de la gélatine μ_0 et des grains d'AgBr, μ_1 . Les films DEF ont une émulsion de type « épaisse », et suivent le modèle de Henke selon la relation :

$$\alpha D = a \ln \left(\frac{1 + b\beta I}{1 + b\beta I \exp\left(-\frac{\mu' t}{\sin \theta}\right)} \right) \quad (\text{eq. III-8})$$

$$\text{où } \alpha = \frac{\mu'}{\sin \theta + \mu' d_0}$$

$$\text{et } \beta = (1 - \exp(-\mu_1 d)) \cdot \exp\left(-\frac{\mu_0 t}{\sin \theta}\right)$$

t est l'épaisseur de la couche protectrice

μ' est le coefficient d'absorption total de l'émulsion

d_0 l'épaisseur effective de la couche d'AgBr

a et b paramètres d'ajustement à l'expérience

Ainsi, de nombreuses corrections sont nécessaires pour obtenir le spectre en intensité. En premier lieu, la densité optique en un point du film n'est pas une fonction linéaire de l'intensité reçue dans toute la gamme obtenue et peut saturer. Ce phénomène de saturation du film tend à écraser le sommet des raies intenses, ce qui modifie leurs caractéristiques apparentes.

Pour obtenir le spectre, plusieurs étapes sont nécessaires : les films sont tout d'abord développés sous lumière rouge dans un bain de révélateur

puis de fixateur à 20°. Une fois séchés et numérotés, les films sont numérisés. On sélectionne à l'aide du programme ColorBrain, la partie intéressante du film de façon à ne perdre aucune information. La figure III-24 est un spectre de krypton numérisé : l'axe horizontal représente les longueurs d'onde et l'axe vertical nous donne la résolution spatiale. Les images ainsi sélectionnées sont ensuite analysées par le programme de dépouillement de spectres ALUMGK (décrit dans la thèse de C.Fievet). Ce programme permet notamment de corriger la courbure des raies, due à l'intersection du cône de rayonnement avec le film. Des coupes spatiales sont effectuées et les spectres en densité fonction de la position sur le film sont enfin traités par le programme Igor (la calibration en intensité sera largement décrite dans le chapitre 4).

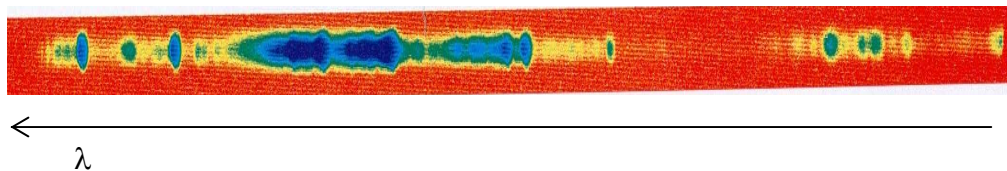


Figure III-24 : Spectre de krypton numérisé.

3.2.2. Les CCD

Nous avons utilisé des CCD (Charge Coupled Device) ARP pour nos expériences réalisées avec le laser 100TW et la CCD Photometrics refroidie pour les spectres dans le domaine XUV en régime nanoseconde.

Avantages de la caméra CCD

L'utilisation de la CCD présente un réel avantage par rapport au film d'un point de vue pratique. En effet, l'emploi d'un film dans une expérience implique l'ouverture de l'enceinte (ou du sas) à chaque tir laser et le pompage de celle-ci à chaque recharge. L'utilisation d'une CCD permet un véritable gain de temps. Un deuxième point fort est leur très forte sensibilité, avantage indéniable en interaction femtoseconde. De plus, leur réponse spectrale est linéaire, ce qui facilite l'analyse des résultats expérimentaux. Néanmoins, leur taille limitée (généralement 2x2 cm² au maximum), leur fragilité, leur résolution spatiale (limitée par la taille du pixel) et leur prix sont quelques inconvénients à prendre en considération.

Principes de la CCD

Le détecteur d'une caméra CCD est un semi-conducteur de type MOS [26] composé par quelques centaines de milliers de sites, appelés pixels, dans lesquels s'accumule la charge induite par les photons incidents. La figure III-25 présente une coupe de CCD.

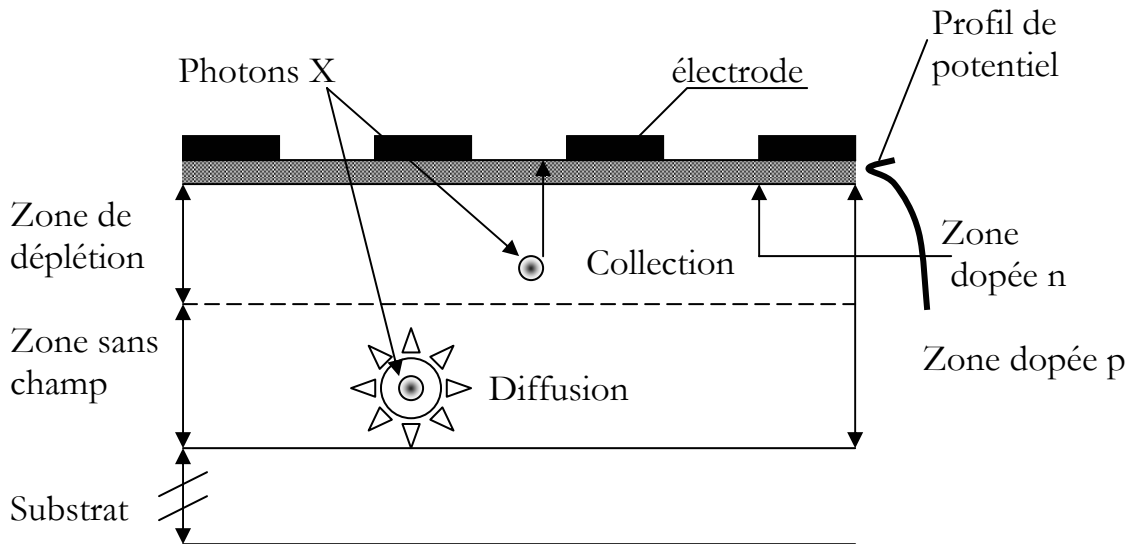


Figure III-25 : Représentation d'une coupe de CCD.

Lorsqu'un photon pénètre dans la zone de silicium dopée p, il crée plusieurs paires électron-trou, dont le nombre est proportionnel à l'énergie du photon. Sur la figure III-25, on remarque que les électrons créés sont collectés vers le minimum de potentiel et stockés dans le canal dopé n, tandis que les trous diffusent vers le substrat. La tension appliquée aux électrodes et la concentration d'accepteurs de la couche de silicium dopée p déterminent la zone effective de collection, appelée zone de déplétion, ainsi que la zone sans champ précédant le substrat.

L'épaisseur de ces différentes zones a une influence sur la réponse finale de la CCD. Le rendement est particulièrement sensible à la couche de silice qui peut limiter la zone de conversion de photons peu énergétiques, et au champ de piégeage.

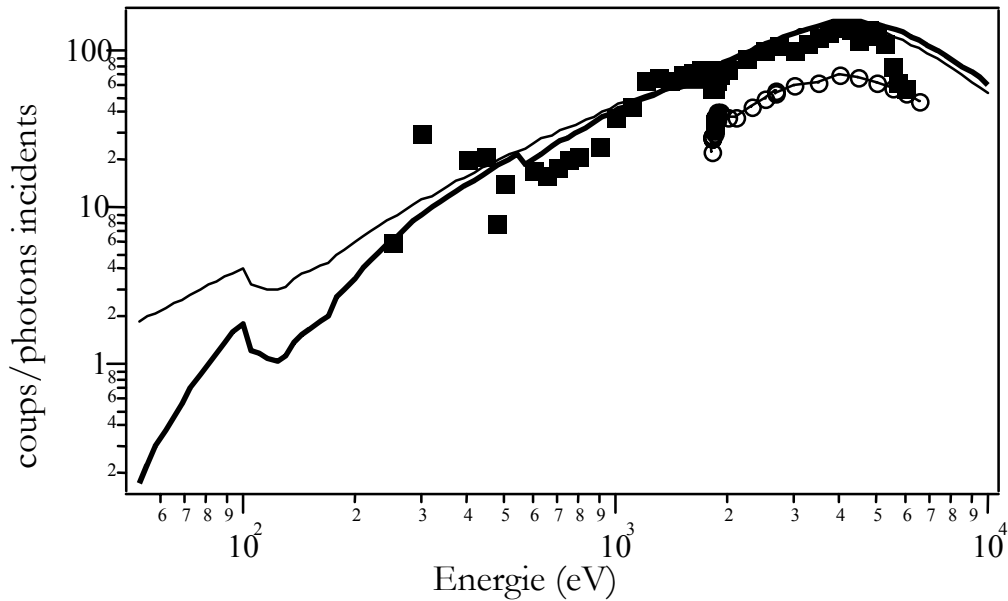


Figure III-26 : Rendement de la caméra XUV amincie Photometrics. Carrés : mesures de 1999; ronds: mesures de 1998, avant nettoyage. Trait plein fin : modélisation avec épaisseur de la couche de silice : 600 μm , épaisseur de la zone de déplétion : 20 μm ; Trait plein épais : modélisation avec : épaisseur de la couche de silice : 60 μm , épaisseur de la zone de déplétion : 17 μm .

Cependant, l'utilisation de la CCD dans le domaine X pose certains problèmes, notamment celui de savoir si le rayonnement étudié est supérieur ou inférieur au seuil K du silicium. Si les photons incidents ont une énergie inférieure au keV, les structures polycristalines ne sont plus transparentes. Il faut donc, soit diminuer l'épaisseur des électrodes à leur minimum soit illuminer la CCD par la face arrière après avoir pris soin de graver le substrat et le silicium à la limite de la zone de déplétion (CCD amincie).

Il est parfois utile de refroidir la CCD afin de diminuer l'une des sources de bruit. En effet, les électrons générés thermiquement dans la CCD ne peuvent être distingués des photo-électrons. Le refroidissement permet de limiter le courant créé par ces électrons thermiques de 50% par 6° , permettant ainsi la détection d'un nombre quasi unique de photon. La CCD Photometrics que nous avons utilisée pour enregistrer le spectre XUV du xénon était refroidie par un système de circulation d'un mélange eau/glycol. Un boîtier Pelletier permettait de descendre rapidement en température. La figure III-26 représente la sensibilité de la caméra XUV à chip aminci, refroidie, 1024*1024, 16 bits (Photometrics). Différentes procédures de calibration ont été réalisées en 1998 et 1999. Un modèle

développé au CEA avait permis de modéliser la réponse de la CCD [27]. On remarquera les incertitudes sur la réponse de la CCD autour de 100 eV : celles-ci seront d'ailleurs en cause dans l'interprétation des spectres de xénon étudiés dans le chapitre 4.

3.2.3. Caméra à balayage de fente

L'évolution des plasmas créés par laser femtoseconde est très rapide et l'intensité de leur émission X est relativement faible (vu la taille réduite de ces plasmas). Développer une instrumentation de bonne luminosité, avec une très grande résolution temporelle, était nécessaire pour répondre aux exigences de nos expériences d'interaction. Pour répondre à ces exigences, nous avons donc employé une caméra à balayage de fente ultra-rapide, ou caméra « streak ».

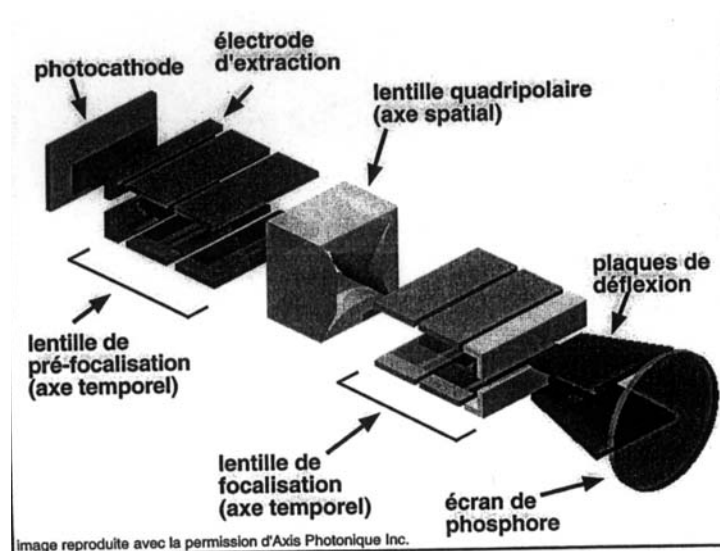


Figure III-27 : Représentation des différents composants entrant dans la mise en oeuvre d'une caméra à balayage de fente.

Le principe de fonctionnement d'une caméra à balayage de fente est détaillé ci-après. Les photons émis par le plasma et focalisés par le cristal conique, sont dispersés le long d'une fente située verticalement devant une photocathode dont le rendement dépend de sa nature [28]. Pour nos

expériences, nous avons utilisé une cathode de KI. La figure III-28 donne la sensibilité des cathodes de KI et de KBr, comparée à la sensibilité des cathodes de CsI. D'après la figure III-27, ces photons sont convertis en électrons, par effet photoélectrique. Ces derniers sont ensuite extraits et cheminent à travers un système d'optiques électroniques qui les accélèrent. Ils traversent tout d'abord dans une lentille de pré-focalisation temporelle, de grandissement 0.4. Les lentilles quadripolaires assurent ensuite la focalisation de ces électrons avec un grandissement de 1.7, le long de l'axe de la fente d'entrée. Une dernière lentille refocalise les électrons temporellement. Ils traversent enfin deux plaques de déflection entre lesquelles est appliquée une différence de potentiel variant dans le temps. Les électrons subissent alors une déviation dépendant du temps auquel ils ont été émis, et terminent leur course en impressionnant un écran de phosphore, qui les transforme en photons visibles. La haute résolution temporelle est obtenue au détriment de la sensibilité, alors compensée par un intensificateur, situé juste avant le détecteur CCD, que l'on distingue sur la figure III-29.

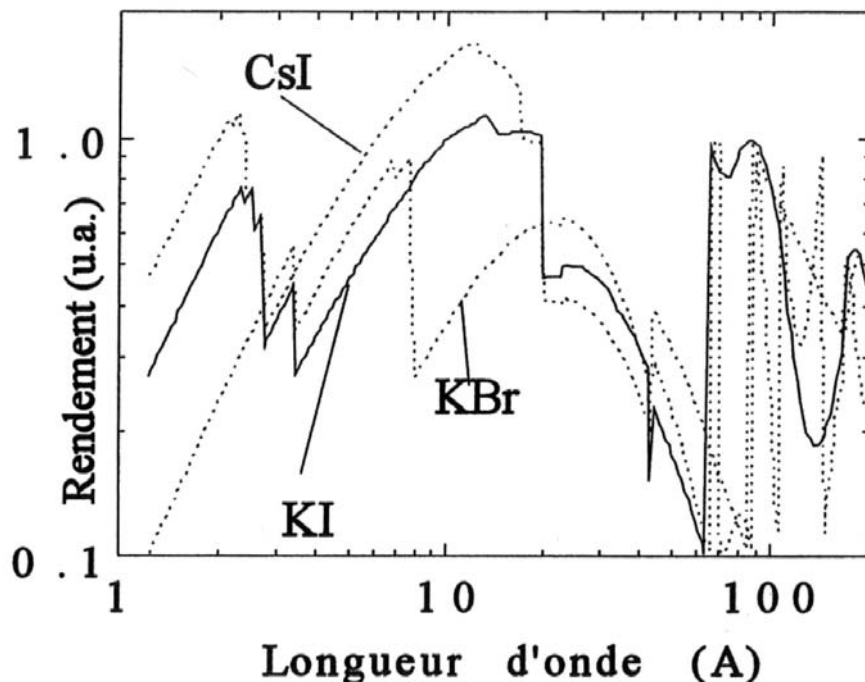


Figure III-28 : Sensibilité des photocathodes de KI, de KBr comparée à celle du CsI entre 1 et 200 Å.

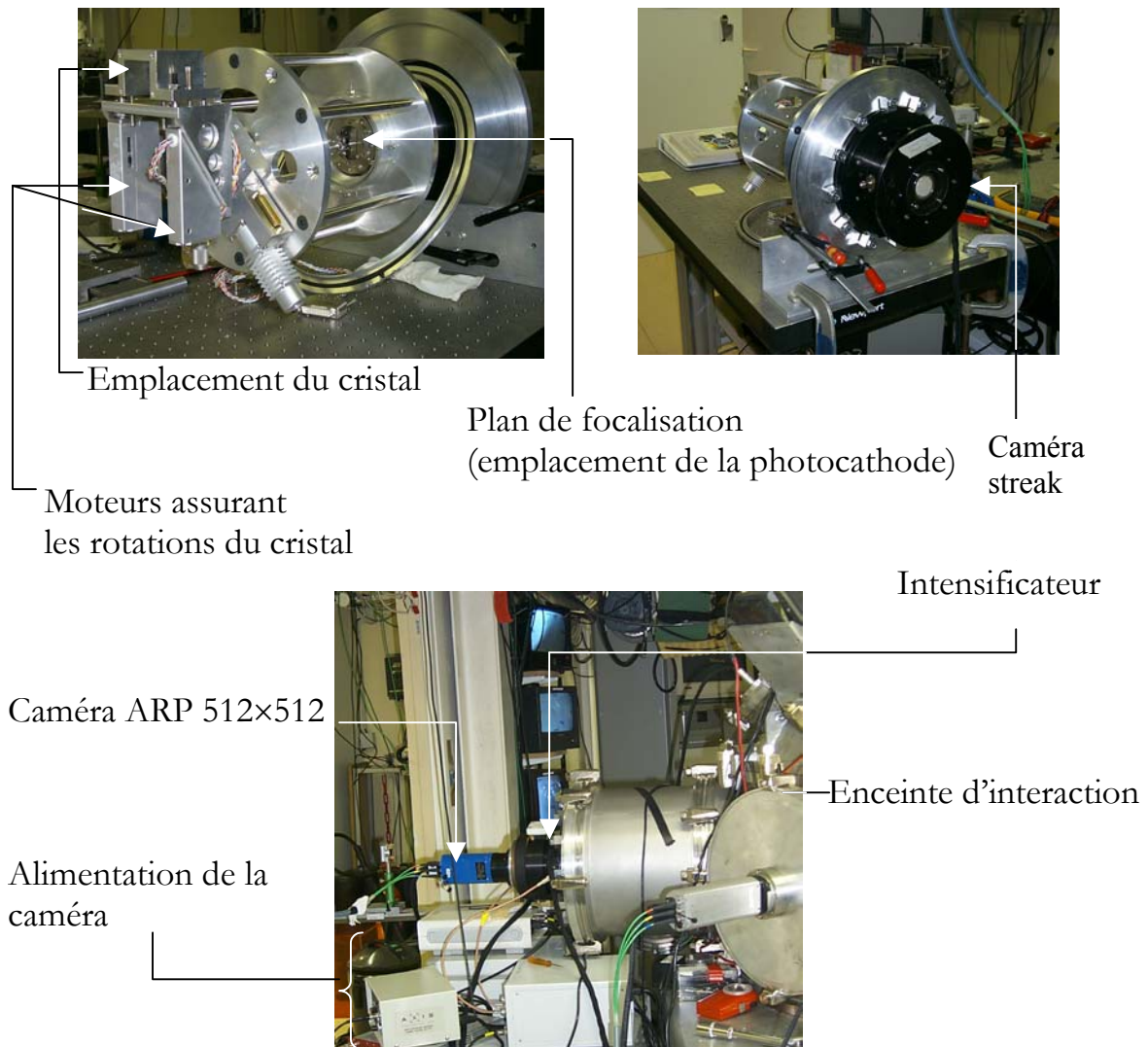


Figure III-29 : Photographie du montage de la caméra à balayage de fente sur l'enceinte d'interaction .

La figure III-29 présente le montage de la caméra à balayage de fente sur l'enceinte d'interaction. Sur la photographie en haut à gauche, on trouve le logement du cristal conique, dont les rotations sont assurées par les moteurs indiqués ci-dessus. Les rayons X diffractés par le cristal sont focalisés dans le plan, où sera mise en place la photocathode. L'intensificateur est situé derrière l'écran de phosphore de la caméra à balayage de fente, il réduisait l'image d'un facteur 4/5. La sortie était reprise par une fibre optique réductrice (facteur 2) et transmise à une caméra ARP 512x512.

Enfin, d'un point de vue pratique, la caméra est prévue pour fonctionner avec un vide de $1.3 \cdot 10^{-5}$ mbars. Cette exigence nous impose de travailler dans des conditions de propreté extrême. De plus, les hautes tensions qui alimentent les lentilles électroniques doivent être montées lentement et uniquement sous très bon vide. Il est également nécessaire de remplir l'enceinte d'azote pour une meilleure conservation de la photocathode.

3.3. Spectroscopie résolue en temps : couplage du cristal conique à la caméra à balayage de fente

L'interaction d'une impulsion laser de courte durée avec le solide permet de chauffer la matière dense à de très fortes températures avec une faible expansion hydrodynamique. Les plasmas créés se prêtent bien à l'étude spectroscopique des milieux denses et chauds car ils sont de faible extension et présentent donc peu de réabsorption. Cependant, la mesure en fonction du temps de ces plasmas nécessite une caméra de très haute résolution temporelle. Cette section présente le couplage d'une telle caméra à un cristal de Bragg conique permettant de mesurer le spectre émis par un tel plasma.

3.3.1. Alignement du système

La mise en œuvre du spectromètre, constitué du cristal conique couplé à la caméra ultra-rapide à balayage de fente Axis demande un bon alignement du cristal et la synchronisation avec l'émission du plasma. On aligne d'abord le cristal pour obtenir le domaine de longueur d'onde que l'on veut observer. Il faut ensuite vérifier que la focalisation dans le plan de la photocathode est correct. Puis il faut que la ligne focale soit superposée à la fente de la caméra. Une fois ces vérifications faites il faut faire balayer la caméra et vérifier qu'elle est bien synchronisée avec le laser.

Pour effectuer tous ces réglages, nous avons utilisé le laser Terawatt du LULI que nous avons focalisé sur une cible de samarium qui émet un continuum entre 7.6 et 8.1 Å.

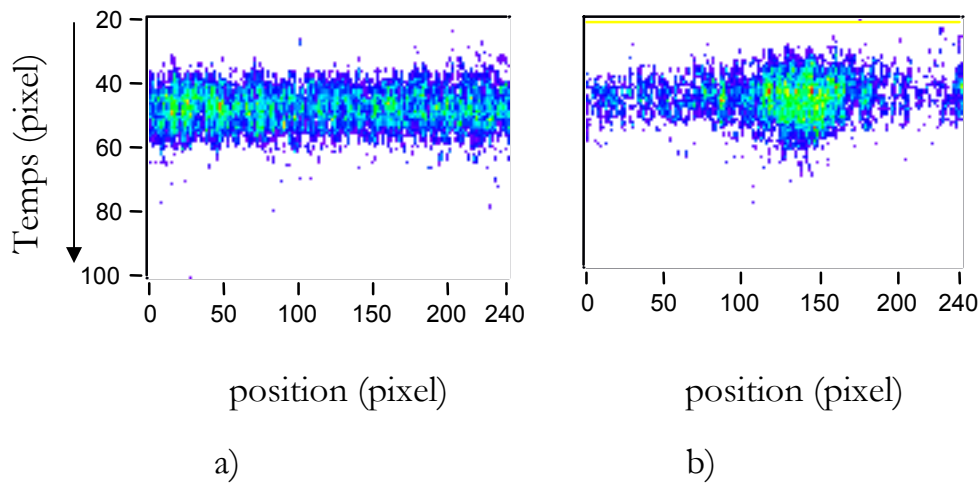


Figure III-30 : Spectres de samarium résolus en temps dans la gamme 7.6-8.1 Å (le temps va vers le bas) ;

- a) la ligne focale coïncide avec la fente de la caméra ;
- b) la ligne focale est tournée de 4.5° par rapport à la fente de la caméra

Sur la figure III-30a, nous présentons un spectre résolu en temps du samarium irradié par une impulsion laser d'environ 1 Joule, et de durée 300 fs, à la longueur d'onde 0.53 μm . Nous pouvons observer l'homogénéité de l'émission sur cette gamme spectrale. La figure III-30b représente le spectre que l'on obtient dans les mêmes conditions de plasma, mais lorsque la ligne focale est tournée de 4.5° par rapport à la fente de la caméra (rotation du cristal selon l'angle θ de la figure III-17). Cette image met en évidence la sensibilité à l'alignement de l'instrument et nous permet d'observer le profil transverse de la ligne focale du cristal conique avec un facteur d'échelle $1/\sin(4.5^\circ)$.

3.3.2. Détermination de la vitesse de balayage

Dans un deuxième temps, nous avons déterminé la vitesse de balayage de la caméra AXIS. Pour cela, nous avons disposé sur le chemin de l'impulsion laser, une lame de verre BK7, d'épaisseur 1 cm masquant à moitié le faisceau et avons enregistré l'émission X d'une cible de samarium. Les traces recueillies par le détecteur apparaissent figure III-31. La vitesse de

balayage est le rapport : distance en pixel entre les deux traces / (temps pour traverser 1 cm de verre BK7 (d'indice $n_{\text{BK7}}=1.50682$) - du temps pour traverser 1 cm d'air). La vitesse de balayage a été estimée à 200 ± 10 fs / pixel, en considérant que la fibre optique assurant le transport de l'information divise le signal par deux, cette vitesse correspond à 5.3 ± 0.2 ps/mm, cette valeur étant en accord avec les données du constructeur [29].

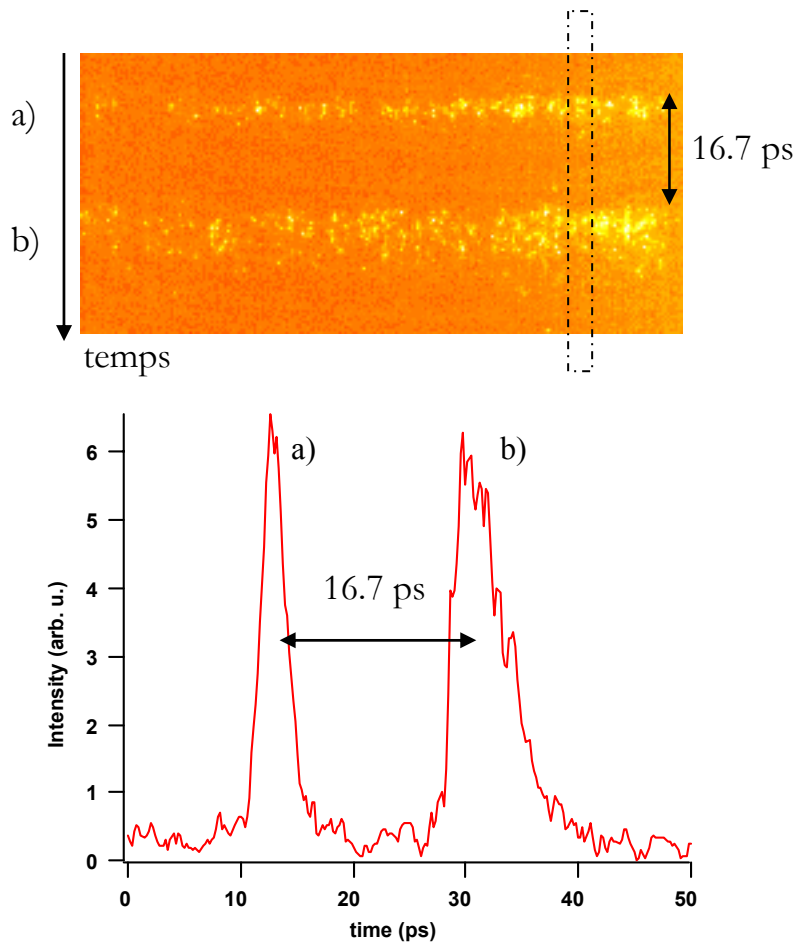


Figure III-31 : (trace a) Spectre de samarium résolu en temps dans la gamme 7.6-8.1 Å ; (trace b) idem, après passage de l'impulsion dans une lame de verre ;

3.3.3. Facteurs limitatifs de la caméra

Contrôle de la déclenche et gigue (ou « jitter »)

Le premier inconvénient de la caméra est le contrôle du signal de déclenche. Le signal qui déclenche la rampe de tension sur les électrodes doit être synchronisé avec l'arrivée de l'impulsion laser. Et pour que celui-ci soit le plus stable possible, il sera pris sur une « fuite » du faisceau laser lui-

même. La caméra a été utilisée avec le signal de déclenche donné par un switch fourni par D. Gonthier (CEA Bruyère-le-Châtel). Le principe consiste à prélever une partie de l'impulsion du laser qui est recomprimée et focalisée dans une fibre multi-mode. Cette fibre est branchée sur le switch qui intègre alors cette fraction d'impulsion. La lame $\frac{1}{4}$ d'onde qui prélevait le signal était tournée de 137° et la tension sur le switch était de 14 V. La déclenche dépend de l'intégrale de l'impulsion. Il est donc important que le laser soit réglé avec un minimum d'ASE et que les variations d'intensité soit les plus faibles possibles.

Ainsi, nous avons adopté ce mode de déclenche rapide pour synchroniser la caméra. Nous avons alors effectué plusieurs tirs identiques de manière à mesurer la gigue : celle-ci a finalement été estimée à 8 ps. Cependant, la gigue aura tendance à augmenter dès que les variations d'énergie laser sont trop importantes.

Résolution temporelle

Les électrons produits par la photocathode ont une certaine distribution en énergie. Ces électrons traversent les électrodes en des temps différents : la durée d'impulsion est donc allongée. Par exemple, pour une cathode de KBr, la dispersion temporelle résultant d'une dispersion en énergie des électrons est de 1.5 ps [30]. La résolution temporelle de la caméra streak a été déterminée par plusieurs mesures effectuées en 1998 avec des impulsions X de durée 900 fs [31,32]. Une première mesure de la résolution est donnée par la forme de l'impulsion mesurée. La résolution instrumentale se déduit de la relation suivante :

$$\Delta t_{\text{réel}}^2 = \Delta t_{\text{mesuré}}^2 - \Delta t_{\text{résolution}}^2$$

Le carré de la durée mesurée d'une impulsion est la somme quadratique de la durée réelle et de la durée due à la résolution de l'appareil.

Au final, le constructeur nous livre l'instrument avec une résolution temporelle de 800fs.

Saturation

Un facteur limitatif important est l'élargissement dû à la charge d'espace, ou encore saturation, qui allonge la durée des signaux mesurés. En effet, des électrons peuvent se retrouver suffisamment nombreux et

modifier ainsi le potentiel d'écrantage. Une étude a été réalisée au début de nos expériences afin de déterminer la dynamique de notre caméra. Pour cela, nous avons confectionné un support pouvant recevoir plusieurs filtres, d'épaisseur différente. Ce système, placé devant le cristal conique, permettait d'atténuer d'un facteur connu, l'intensité du spectre ainsi obtenu. Force est de constater qu'au delà de 75 coups, sur le CCD, le signal sature et commence plus tôt.

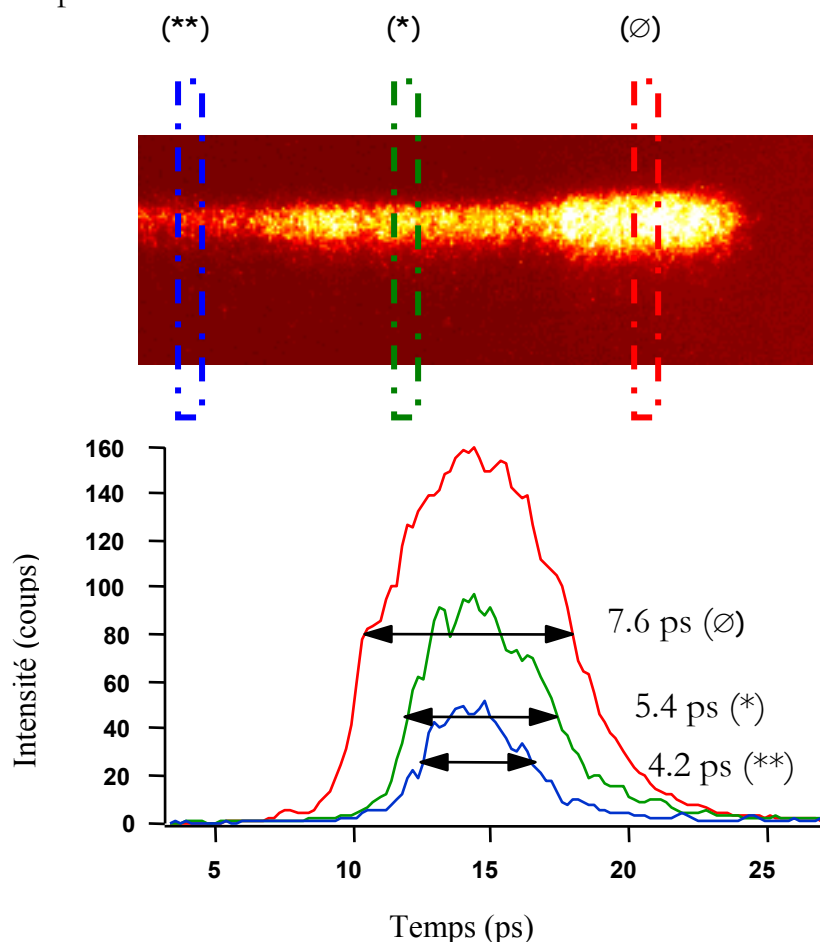


Figure III-32 : Spectre de samarium résolu en temps dans la gamme 7.6-8.1 Å, filtré par 2 (**), 1 (*) et 0 (∅) feuilles de mylar de 6 μm chacune; en dessous : coupes réalisées pour chaque zone de filtrage et détermination de la durée d'émission

On a donc pu mesurer la dynamique de la caméra, qui s'est avérée assez pauvre, avec une valeur inférieure ou égale à 10.

En conclusion, nous avons mis en place un spectromètre constitué d'un cristal de Bragg tronconique couplé à une caméra à balayage de fente ultra-rapide. La rotation du cristal autour de la source permet d'élargir la région spectrale observable en conservant une bonne focalisation sans avoir à bouger la caméra. La qualité de la courbure conique du cristal introduit des

défauts plus petits que ceux liés à l'ouverture géométrique du système. Les degrés de liberté motorisés du système associé à la simulation numérique tracé de rayons permettent une mise en œuvre et un alignement raisonnablement simple.

3.4. Diagnostic de diffusion Thomson

3.4.1. Généralités sur la diffusion Thomson

Ce qui suit se limite à présenter la diffusion Thomson en tant que moyen de diagnostic pour nos expériences. Les principes de base sont brièvement présentés et le lecteur pourra consulter les références données [33,34].

L'irradiation d'un plasma par un laser de puissance peut générer l'oscillation des électrons (onde plasma-électronique) et des ions (onde acoustique-ionique). La diffusion Thomson est le processus qui permet la diffusion de la lumière laser sur ces mêmes ondes. Ce mécanisme peut être vu comme une interaction cohérente à trois ondes, dans lequel une onde électromagnétique incidente (ω_0, \vec{k}_0) interagit avec une onde plasma électronique $(\omega_{pe}, \vec{k}_{pe})$ ou une onde acoustique ionique $(\omega_{io}, \vec{k}_{io})$ pour donner une onde électromagnétique diffusée (ω_d, \vec{k}_d) .

Le principe de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement permettent d'établir les équations de dispersion des différentes fréquences, en fonction de la longueur de Debye λ_D et de la vitesse acoustique ionique c_s .

La longueur de Debye qui caractérise la distance critique d'interaction collective, est la grandeur à comparer aux longueurs d'onde des oscillations électroniques, pour connaître la nature des informations à déduire de l'onde Thomson diffusée. Deux régimes sont à distinguer selon la valeur du paramètre α défini par :

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_D k}$$

où k correspond soit à une onde acoustique ionique caractérisée par k_{io} ou à une onde plasma électronique caractérisée k_{pe} .

Lorsque $\alpha \ll 1$, l'onde traduit le comportement individuel des électrons. Le spectre de l'onde Thomson diffusée traduit alors la fonction de distribution des vitesses et il est alors possible de remonter à la température électronique. C'est le *régime incohérent* de la diffusion Thomson.

Lorsque $\alpha \gg 1$, c'est le comportement collectif des électrons qui est mesuré. Le spectre Thomson présente alors quatre raies situées à $\pm \omega_{io}$ et à $\pm \omega_{pe}$ de la fréquence laser ω_0 . C'est le *régime cohérent* de la diffusion Thomson. La figure III-33 résume les deux régimes possibles.

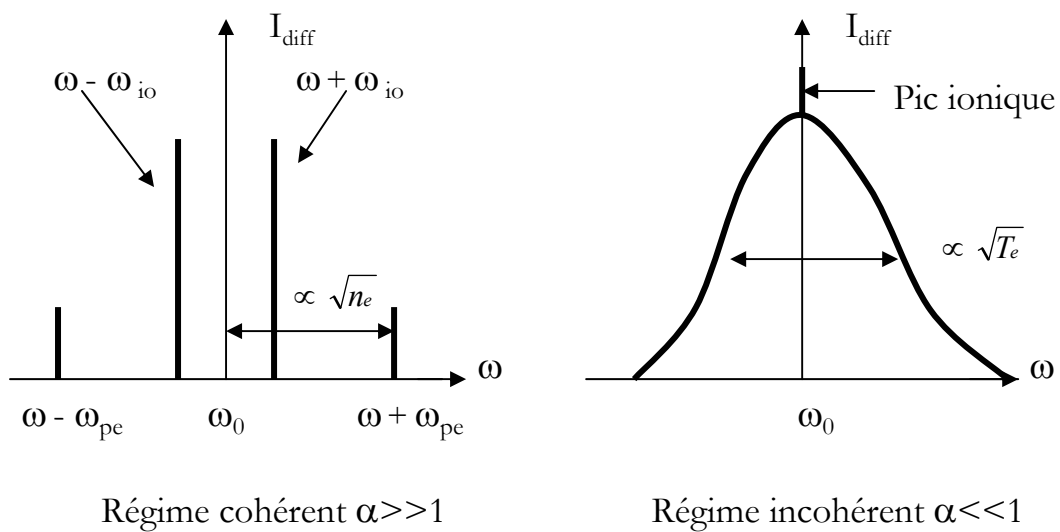


Figure III-33 : Schématisation des deux régimes de la diffusion Thomson

3.4.2. Principe de la mesure

Dans nos conditions expérimentales, c'est le régime cohérent traduisant les effets collectifs que nous avons utilisé. Dans ce cas, des résonances correspondant aux ondes acoustiques ioniques et plasma électroniques apparaissent dans les spectres. Pour les mettre en évidence, nous avons utilisé deux spectromètres à résolution temporelle : l'un résout les spectres électroniques et l'autre les spectres ioniques. Nous détaillerons leurs caractéristiques dans le paragraphe suivant.

Nous allons exposer ci-après la méthode permettant de remonter aux paramètres plasma tels que la densité électronique et la quantité ZT_e grâce à l'analyse des spectres électroniques et ioniques.

Dans un premier temps, nous allons rappeler ici, les étapes du calcul qui permettent de relier la quantité ZT_e à la différence en longueur d'onde, $\Delta\lambda = \lambda_+ - \lambda_-$, entre les satellites ioniques. Les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement nous permettent d'écrire le système suivant :

$$\begin{cases} \omega_+ = \omega_0 + \omega_{io} & \text{(i)} \\ \vec{k}_+ = \vec{k}_0 + \vec{k}_{io} & \text{(ii)} \end{cases} \quad (eq.III-9)$$

$$\text{et} \quad \begin{cases} \omega_- = \omega_0 - \omega_{io} & \text{(i)} \\ \vec{k}_- = \vec{k}_0 - \vec{k}_{io} & \text{(ii)} \end{cases} \quad (eq.III-10)$$

où ω_+ , ω_- , ω_0 sont les fréquences respectives de l'onde diffusée bleue, de l'onde diffusée rouge et de l'onde laser, ω_{io} représentant la fréquence de l'onde ionique. Les vecteurs d'onde \vec{k} sont indicés de la même façon.

Si l'on réécrit la relation *eq.III-9(i)* en fonction des vecteurs d'onde, elle devient :

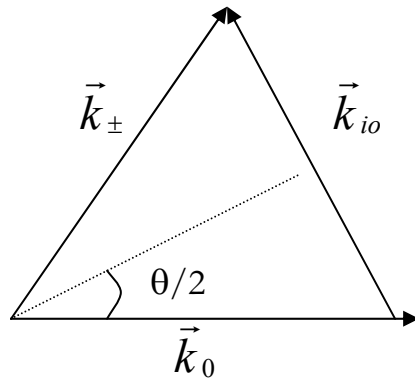
$$k_+ = k_0 + k_{io} \frac{c_s}{c} \quad (eq.III-11)$$

où c_s est la vitesse du son.

Or, le rapport $\frac{c_s}{c}$ est très inférieur à 1, ce qui implique que :

$$k_+ = k_- \approx k_0 \quad (eq.III-12)$$

En représentant de façon géométrique, la diffusion d'une onde laser sur une onde acoustique ionique, on a le schéma suivant :



De cette représentation, et en considérant la quasi-égalité *eq.III-12*, on peut écrire :

$$k_{io} = 2 \sin \frac{\theta}{2} k_0 \quad (\text{eq.III-13})$$

La différence en fréquence entre les satellites ioniques peut s'exprimer à l'aide de la vitesse des ondes acoustiques ioniques c_s , dans le cas où $k_{io} \lambda_D \ll 1$:

$$\Delta \omega = \omega_+ - \omega_- = 2 k_{io} c_s \quad (\text{eq.III-14})$$

En combinant *eq.III-13* et *eq.III-14*, on obtient :

$$c_s = \frac{\Delta \omega}{4 \sin \frac{\theta}{2} k_0} \quad (\text{eq.III-15})$$

Le temps de thermalisation électrons-ions étant plus grand que l'impulsion laser, on peut légitimement supposer que la température électronique est supérieure à la température ionique. Or, c_s s'écrit, dans l'approximation $T_i \ll Z T_e$, comme :

$$c_s = \sqrt{\frac{Z T_e}{m_i}} \quad (\text{eq.III-16})$$

En injectant l'expression de c_s donnée par l'équation *eq.IV-16*, on évalue la quantité ZT_e à :

$$ZT_e = m_i \left(\frac{\pi}{2 \Delta \lambda \sin \frac{\theta}{2} k_0} \right)^2 \quad (\text{eq.III-17})$$

Dans un deuxième temps, nous allons rappeler ici brièvement la méthode qui permet de remonter à la densité électronique du plasma étudié. En écrivant l'équation du mouvement pour les différentes particules composant le plasma, on obtient une relation de dispersion fonction des fréquences plasma électronique et ionique. Cette relation de dispersion s'obtient moyennant certaines hypothèses : on suppose que ce sont des ondes de faible amplitude qui se propagent dans un plasma homogène, non magnétisé, isotrope et en tenant compte des effets de température finie. Cette équation possède plusieurs solutions. Dans le cas des oscillations plasmas électroniques, la solution est proche de $\omega^2 \approx \omega_{pe}^2$, dans la limite $k\lambda_D \ll 1$. En écrivant la fréquence plasma électronique ω_{pe} , en fonction de la densité critique n_c et de la densité électronique n_e , on obtient la relation :

$$n_e = n_c \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^2 = n_c \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{pe}} \right)^2 \quad (\text{eq.III-18})$$

Or d'après la conservation de la quantité de mouvement, on peut écrire que $\frac{1}{\lambda_{pe}} = \frac{1}{\lambda_0} \pm \frac{1}{\lambda_{\pm}}$. Ainsi, en mesurant les écarts en longueurs d'onde $\lambda_- - \lambda_0$ et $\lambda_+ - \lambda_0$, on peut remonter à la densité électronique, telle que :

$$n_e = n_c \left(\frac{\lambda_0 - \lambda_+}{\lambda_+} \right)^2 = n_c \left(\frac{\lambda_- - \lambda_0}{\lambda_-} \right)^2 \quad (\text{eq.III-19})$$

3.4.3. Dispositif expérimental

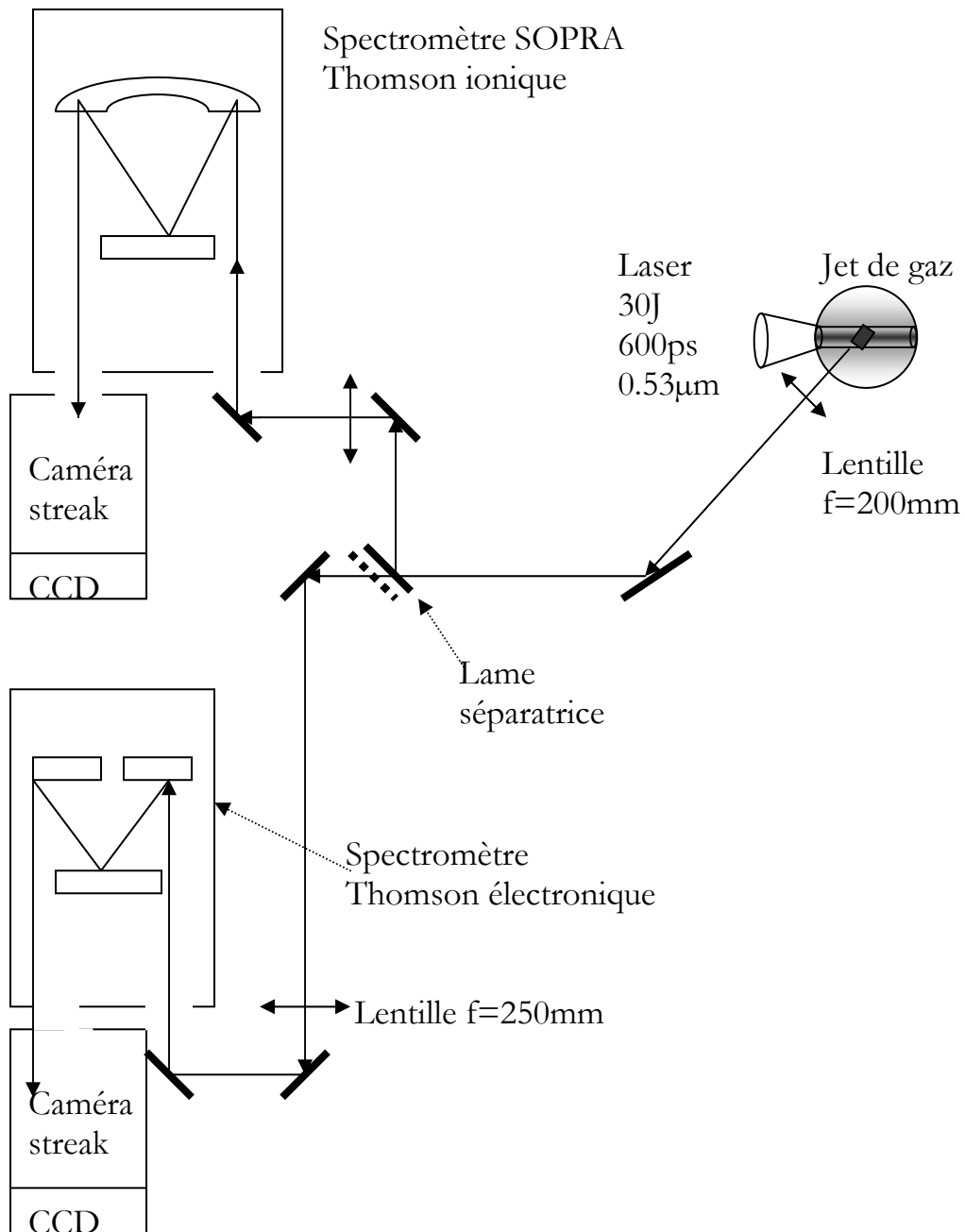


Figure III-34 : Géométrie de la mise en oeuvre expérimentale pour la mesure de la diffusion Thomson

La géométrie rencontrée dans nos expériences est présentée figure III-34. Nous avons utilisé simultanément deux spectromètres à résolution

temporelle pour résoudre les spectres électroniques et ioniques. Une lentille de focale $f=200$ mm était positionnée à 135° du faisceau laser de manière à récolter la lumière Thomson diffusée.

Les spectres Thomson ioniques résolus en temps ont été obtenus grâce au spectromètre SOPRA couplé à une caméra streak IMACON Hatland S20 chromatique. Ce spectromètre, muni d'un réseau de 1200 traits par millimètre, dispersait la lumière diffusée sur la fente d'entrée d'une caméra streak balayant le spectre à une vitesse de 200 ps/mm. Nous avons déterminé une résolution spectrale d'environ 0.25\AA . La résolution temporelle (50ps) était limitée par le spectromètre lui-même, compte tenu de la différence de marche induite par les chemins optiques.

Les spectres Thomson électroniques ont été enregistrés au moyen du spectromètre SPEX, de dispersion moins bonne (100 traits par millimètres), de 100\AA de résolution spectrale. Le spectre ainsi obtenu était ensuite balayé en temps à raison de 100 ps/mm, par une deuxième streak achromatique IMACON Hatland S20 de résolution temporelle de 30ps.

Les deux types de spectres étaient enregistrés par des CCD 12 bits, 512×512 . La calibration en longueur d'onde des spectromètres a été effectuée avec une lampe à mercure: sur les spectres Thomson électroniques 1 pixel est égal à 6.32\AA , et sur les spectres Thomson ioniques 1 pixel vaut 0.060\AA .

4. Interférométrie dans l'espace des fréquences

Le diagnostic d'interférométrie dans le domaine des fréquences (FDI pour Fourier Domain Interferometry) de l'arrière de la cible a été utilisé pour nous fournir une mesure de l'expansion hydrodynamique du plasma fonction du temps. Les expériences mettant en oeuvre ce diagnostic étaient réalisées dans le cadre de l'interaction en régime femtoseconde. Cette méthode est en fait utilisée pour mesurer la phase et l'amplitude d'une impulsion sonde réfléchie par un plasma. Les principes de base de l'interférométrie dans le domaine des fréquences ont été détaillés par ailleurs [35].

4.1. Principe de fonctionnement

La figure III-35 donne une vue schématique du dispositif expérimental. Le faisceau principal chauffe la cible tandis qu'un faisceau

sonde (impulsion chirpée de 100 mJ en 15 ps) est réfléchi à l'arrière de celle-ci. Le plasma est tout d'abord imagé sur le premier cube séparateur, à l'entrée du dispositif de séparation Mach-Zehnder, avec un grandissement de 10. L'image du plasma est donc séparée en deux composantes qui cheminent dans le système pour se re-superposer sur le deuxième et dernier cube. Le décalage spatial entre les deux faisceaux est contrôlé par ce dernier séparateur : 1 mm disjoignent les deux faisceaux (nécessaire pour avoir deux images bien séparées sur l'interférogramme). Le grandissement du dispositif permet de maintenir un nombre suffisant de franges sur le plasma (qui ne mesure que quelques microns sur la cible). A ce stade, nous obtenons un interférogramme spatial bi-dimensionnel.

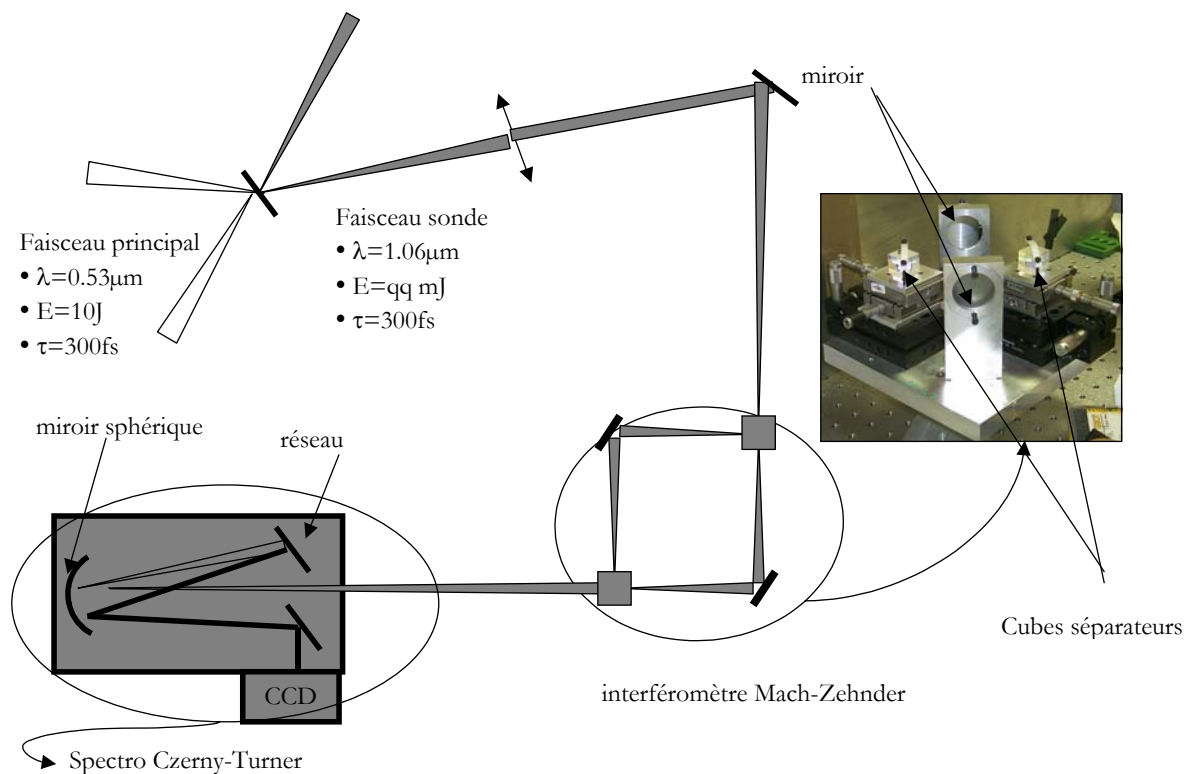


Figure III-35 : Dispositif d'interférométrie dans le domaine des fréquences, noté FDI

Dans notre configuration, l'image est ensuite transportée à la hauteur d'une fente située sur un spectromètre à haute résolution (Czerny-Turner). Il s'agit d'un spectromètre à réseau, de 1800 traits/mm couplé à un miroir sphérique d'un mètre de focale. La résolution spatiale est maintenant unidimensionnelle, puisqu'elle se fait le long de la fente. La résolution spectrale est contrôlée par la dispersion du réseau et la largeur de la fente d'entrée. L'interférogramme alors obtenu est « spatio-spectral ». Une caméra

CCD 12 bit, placée en sortie enregistre le spectre cannelé. Pour chaque tir, un tir de référence est nécessaire afin de déterminer la condition de phase nulle. Ce « tir » est réalisé avec un faisceau sonde sans irradier la cible.

La résolution temporelle des franges spatiales est obtenue via l'utilisation d'un faisceau sonde à dérive temporelle de fréquence (impulsion « chirpée »). On peut ainsi faire un lien entre la longueur d'onde du faisceau sonde et l'instant d'analyse. La technique employée pour créer un faisceau chirpé est de modifier la distance entre les réseaux du compresseur : une phase spectrale quadratique $\phi^{(2)}(\omega_0)$ est alors introduite. L'impulsion gardera le même spectre mais sera plus longue. Dans ce cas, on peut définir la *relation « temps-fréquence »*, à travers le paramètre caractéristique a , telle que :

$$\omega(t) = at + \omega_0$$

où
$$a = \frac{1}{\phi^{(2)}(\omega_0)}$$

Ainsi, une perturbation temporelle dt se traduit par une perturbation spectrale de largeur $d\omega$ sur le spectre, tel que $d\omega = a dt$.

4.2. Analyse d'un interférogramme

4.2.1. Exemple d'interférogramme

Dans ce paragraphe, nous allons présenter un interférogramme caractéristique et nous décrirons succinctement dans le paragraphe suivant les étapes de l'analyse qui permettent de remonter à la connaissance de l'amplitude et de la phase du faisceau sonde perturbé par le plasma. L'interférogramme présenté sur la figure III-36 a été obtenu lors de l'irradiation d'une feuille mince de sélénium, vue à travers un sténopé de 50 μm de diamètre. Nous avons sélectionné l'une des deux images de l'interférogramme brut. Le temps s'écoule du bas vers le haut (on distingue d'ailleurs nettement l'arrivée de l'impulsion laser), et l'axe horizontal représente l'espace (on a référencé la taille du sténopé de 50 μm).

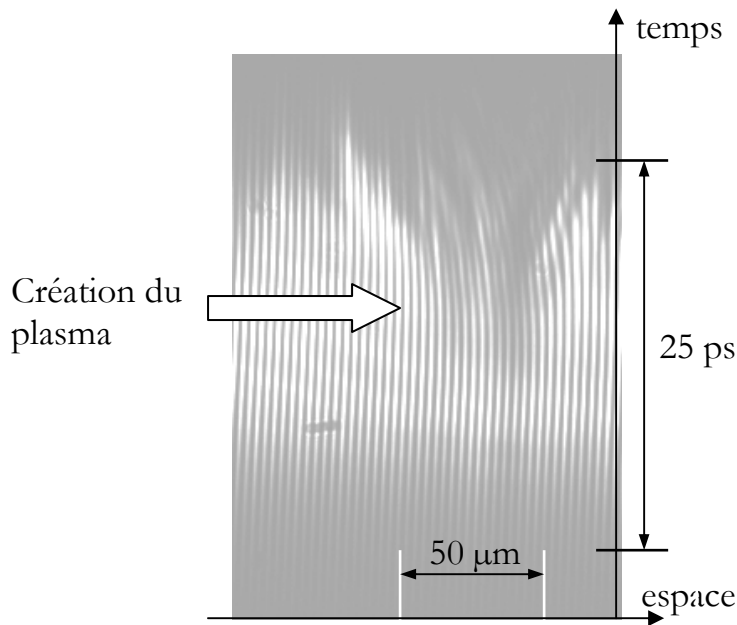


Figure III-36 : Interférogramme « spatio-spectral » brut obtenu lors d'un tir sur une feuille mince de sélénium avec un trou de $50 \mu\text{m}$.

Les franges d'interférence spatiales sont des lignes qui restent verticales tant que le faisceau sonde n'est pas perturbé. Dès que le plasma se crée, elles se courbent et ceci résulte de l'apparition d'un déphasage de l'onde perturbée par rapport à l'onde référence. Les variations de phase sont dues au déplacement au cours du temps du point de réflexion du faisceau sonde à la densité critique lors de l'expansion hydrodynamique du plasma. La résolution des franges limite la résolution spatiale de la phase.

Si la phase nous est donnée par le déplacement des franges de l'interférogramme, l'amplitude nous est, quant à elle, donnée par l'intensité mesurée. Cependant, on ne mesure pas directement l'intensité de l'impulsion sonde perturbée, mais sa somme avec l'intensité de référence, non perturbée. Les modulations de l'intensité des franges au cours du temps sont dues aux variations du coefficient de réflexion du plasma mais aussi à la durée finie du faisceau sonde dont l'intensité augmente puis diminue avec le temps.

De plus amples détails sur le système expérimental et sur l'analyse des signaux sont donnés dans plusieurs publications [36,37,38].

4.2.2. Reconstruction de la phase et de l'amplitude

Ce paragraphe présente succinctement les étapes importantes effectuées pour la reconstruction de la phase et de l'amplitude, les détails des différentes opérations étant explicités dans la thèse de S.Rebibo [39].

Pour résumer l'essentiel, le coefficient de réflexion complexe $R(\omega)$ et le déphasage $\Delta\Phi(\omega)$ sont extraits de la comparaison signal effectif avec le signal de référence à l'aide de la méthode décrite dans la référence [38]. Si l'on connaît le paramètre a du chirp linéaire de l'impulsion sonde, on peut connaître la perturbation temporelle. En effet, le champ créé par l'impulsion chirpée E_{oc} peut être écrit dans le domaine des fréquences, sous la forme :

$$E_{oc}(\omega) = \mathcal{F}[E_{oc}(t)] = E_0(\omega) \exp\{j(\omega - \omega_0)^2/a\}$$

avec E_0 le champ généré par l'impulsion laser, ω_0 la fréquence centrale et a le coefficient linéaire du chirp en fréquence (où \mathcal{F} désigne l'opérateur de transformée de Fourier).

Nous construisons le signal en multipliant le champ par la perturbation plasma, ainsi:

$$E(\omega) = E_{oc}(\omega) \sqrt{R(\omega) \exp[j\Delta\Phi(\omega)]}$$

La perturbation $P(t)$ dans le domaine temporel peut facilement être déduite en effectuant une transformée de Fourier inverse,

$$P(t) = \mathcal{F}^{-1}[E(\omega)] / E_{oc}(t)$$

où $E_{oc}(t)$ est l'impulsion chirpée initiale dans le domaine temporel (où \mathcal{F}^{-1} désigne l'opérateur de transformée de Fourier inverse).

A l'aide de cette procédure de reconstruction de signaux, fondée sur la connaissance des paramètres du chirp, nous parvenons à une résolution temporelle comparable à la durée de l'impulsion du faisceau sonde compressé, i.e., environ 500 fs.

On détermine la vitesse d'expansion de la surface critique du plasma à l'arrière de la cible avec résolution spatiale en mesurant l'évolution temporelle de la phase d'une impulsion sonde réfléchiée par le plasma. La mesure de l'amplitude de l'onde réfléchiée permet d'accéder au coefficient d'absorption du faisceau sonde par le plasma.

5. Caméra à sténopé

La caméra à sténopé donne une image X du plasma, intégrée spectralement et temporellement. Celle-ci est munie d'un nez, percé de sept trous dont la taille est petite devant celle du plasma (2 de $5\ \mu\text{m}$, 3 de $10\ \mu\text{m}$ et 2 de $20\ \mu\text{m}$), placés aux sommets de six triangles équilatéraux de $350\ \mu\text{m}$ de coté formant un hexagone régulier. L'image est enregistrée sur un film sensible aux rayons X (ou une caméra CCD), situé à $10\ \text{cm}$ du nez. Une feuille de béryllium d'épaisseur $23\ \mu\text{m}$ permet d'arrêter le rayonnement visible. L'utilisation de plusieurs trous de taille différente permet de déduire aisément le grandissement et la dimension du plasma.

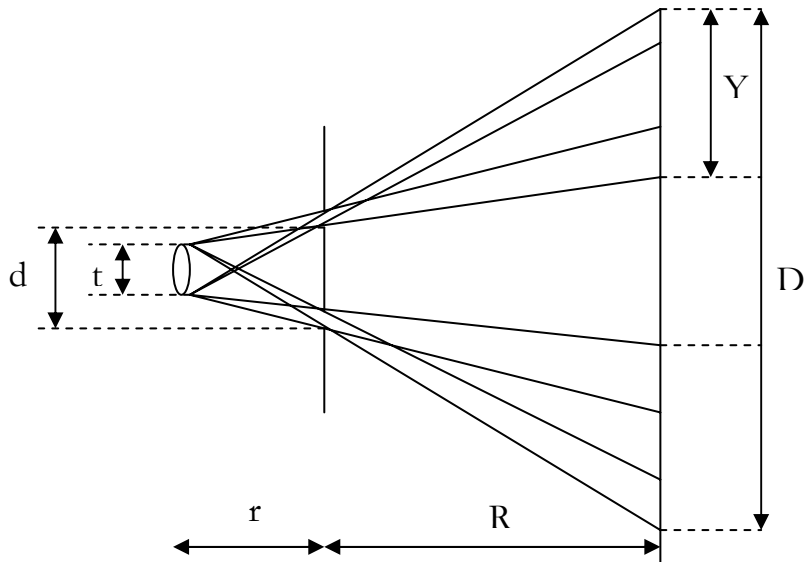


Figure III-37 : Schéma de principe de la caméra à sténopé

Considérant la taille du trou petite devant la taille t du plasma, et $r \ll R$, on peut écrire que la dimension t du plasma est:

$$t \approx Y \frac{d}{D}$$

Avec D distance entre les images des trous sur le film
 d la distance entre les trous ($350\ \mu\text{m}$)
 Y dimension de l'image du trou sur le film

La figure III-38 donne une image de la caméra à sténopé utilisée lors de l'expérience avec le jet de xénon, et une image prise avec cette caméra à sténopé.

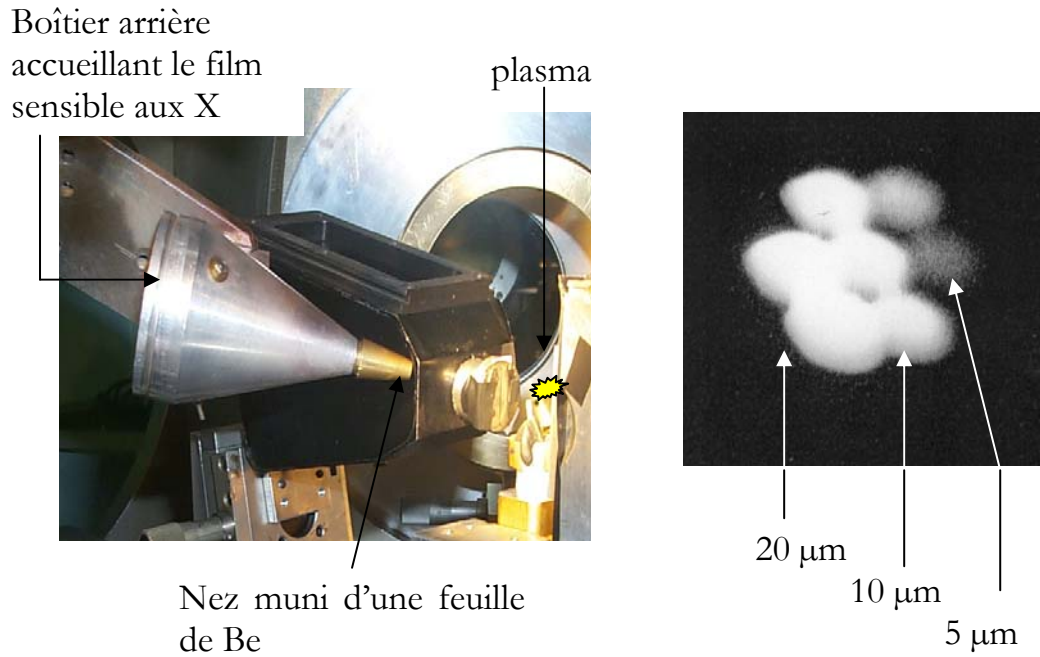


Figure III-38 : A gauche: photographie de la caméra à sténopé dans l'enceinte d'interaction ; à droite : exemple d'image prise avec la caméra à sténopé munie de 7 trous

**** Références du chapitre III ****

- [1] Schawlow, A.L. & Townes, C.H. *Infrared and optical masers*. Phys.Rev. **112**, p.1940 (1958)
- [2] Strickland, D., Mourou, G., *Compression of amplified chirped optical pulses*. Optics Communications **56**, no. 3, p.219 (1985)
- [3] Descamps, D., *Développement d'une chaîne laser Ti :saphir-Nd :verres capable de délivrer une puissance de 200TW et étude d'un amplificateur à verres dopés au néodyme pompé par laser*. Thèse de doctorat, Université de Paris-VI, 1997
- [4] Wattellier, B. *et al.*, rapport interne du LULI 2001, P.93
- [5] Fuchs, J. *et al.*, rapport interne du LULI 2001, P.90
- [6] Gouédard, C., Nicoloso, J., rapport interne du LULI 2001, P.106
- [7] Glenzer, S. *et al.*, PRL **82**, 97 (1999)
- [8] Glenzer, S. *et al.*, PRE **62**, 2728 (2000)
- [9] Glenzer, S. *et al.*, PRL **87**, 045002 (2001)
- [10] Fiedorowicz, H. *et al.*, Appl. Phys. B : Lasers Opt. **70**, 305 (2000)
- [11] Doron, S. *et al.*, Phys. Rev. A **59**, 188 (1999)
- [12] Skobelev, I. Yu. *et al.*, J. Phys. B. A **32**, 113 (1999)
- [13] Malka, V. *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **71**, 2329 (2000)
- [14] Chartier, F., *Inversion de l'intégrale d'Abel pour le calcul d'un profil de densité*, LPMI, Ecole Polytechnique
- [15] Shepherd, R. *et al.*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfert, **71**, 711 (2001)
- [16] Hall, T.A., J. Phys.E: Sci. Instru, **17**, 110 (1984) – E. Martinolli *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 2024 (2004)
- [17] Eidmann, K., Kishimoto, T., Herman, P., Mizui, J., Pakula, R., Sigel, R. & Witkowski, S., *Laser Particle Beams* **4**, 521 (1986)

- [18] Sailaja, S. *et al.*, Meas. Sci. Technol. **9**, 1462 (1988)
- [19] Bourgade, J.L. *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **59**, 1840 (1988)
- [20] Fiedorowicz, H., Bartnik, A., Szczurek, M., Fill, E., Li, Y. & Pretzier, G., *Laser Particle Beams* **14**, 253 (1996)
- [21] Chaker, M., La Fontaine, B., Coté, C.Y., Kieffer, J.C., Pepin, H., Talon, M.H., Enright, G.D. & Villeneuve, D.M., J. Vac. Sci. Technol. B **10**, 3239 (1992)
- [22] Ceglio, N.M., Kauffman, R.L., Hawryluk, A.M. & Medechi, H., Appl. Opt. **22**, 318 (1983)
- [23] H.Braüninger *et al.*, Appli. Optics **18**, 368 (1979)
- [24] Thèse de doctorat F.Gilleron, Ecole Polytechnique (2000)
- [25] Henke, B.L. *et al.*, J. Opt. Soc. Am., B (1), 818-828 (1984)
- [26] Janesick, J.R., SPIE “*Scientific CCD, Short course notes*” Santa Clara (Feb.1990) The international society for Optical Engineering
- [27] Baudens, J.P., Rapport CEA DLPP/EPL n°337/94
- [28] Henke, B., Knauer, J. & Premaratne, K., *The characterisation of X-ray photocathods in the 0.1-10 keV photon energy region* J. Appl. Phys. **52**, P.1509 (1981)
- [29] Coté, C.Y., Kieffer, J.C., & O. Peyrusse *Picosecond time-resolved spectroscopy of a controlled preformed plasma heated by an intense subpicosecond laser pulse*. Phys. Rev. E. **56**, p. 992 (1997)
- [30] Murnane, M., Kapteyn, H., Rosen, M. & Falcone, R. *Generation and application of ultra-fast X-ray sources*. IEEE J. Quant. Elec. **25**,no.12, p.2417 (1989)
- [31] Chenais-popovics, C., *Mise en route de la caméra à balayage de fente Axis-Photonique*. Rapport interne, LULI, Ecole Polytechnique. (1998)

- [32] Chenais-popovics, C., Dorchies, F., Coté, C.Y., Yashiro, H., Fajardo, M., Koenig, M. & Gauthier, J.C., *Premiers tests de la caméra à balayage de fente Axis-Photonique..* Rapport LULI (1998)
- [33] Salpeter, E.E., Phys.Rev., 1528 (1960)
- [34] Sheffield, J., Academic Press Inc. (1975)
- [35] Blanc, P., Audebert, P., Fallières, F., Geindre, J.P., Gauthier, J.C., Dos Santos, A., Mysyrowicz, A. & Antonetti, A., *Phase dynamics of reflected probe pulses from sub-100-fs laser-produced plasmas.* J. Opt. Soc. Am. 1996;**13**:118-124.
- [36] Rebibo, S., Geindre, J.P., Audebert, P., Grillon, G., Chambaret, J.P., Gauthier, J.C., *Single shot spectral interferometry of femtosecond laser-produced plasmas.* Laser & Particles beams 2001;**19**-67-74.
- [37] Audebert, P., Geindre, J.P., Rebibo, S. & Gauthier, J.C. *Direct observation of the ponderomotive force effects in short-scale-length laser plasmas by frequency-domain interferometry,* Phys. Rev E 2001;**64**:056412-1to5.
- [38] Geindre, J.P., Audebert, P., Rebibo, S. & Gauthier, J.C. *Single-shot spectral interferometry with chirped pulses.* Opt. Lett. 1994;**19**:1612-1614.
- [39] Rebibo, S., Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2000)

Chapitre 4

Interaction laser-matière en régime nanoseconde

1. Introduction

L'objectif principal de cette thèse est de fournir des données de référence les plus complètes pour tester les codes de physique atomique dans le cas de plasmas hors équilibre thermodynamique (HETL). La mise en oeuvre expérimentale pour la production et l'étude de tels plasmas s'inscrit dans le cadre général d'une meilleure connaissance de l'émissivité HETL dont les applications sont multiples et variées [1-4]. La plupart de ces plasmas sont issus de l'irradiation d'éléments de Z moyen à élevé, tels que ceux présentés ici, à savoir le xénon ($Z_{Xe}=54$) et le krypton ($Z_{Kr}=36$). Dès que le nombre d'électrons liés devient important, les raies deviennent si proches les unes des autres, qu'il est souvent impossible de les résoudre. De plus, les espèces ioniques présentes simultanément sont plus nombreuses, ce

qui rend le spectre très complexe. Ainsi, il apparaît que le calcul d'un tel type de spectre se révèle être un véritable challenge pour les physiciens atomistes. Dans ce chapitre, nous nous proposons de mettre en oeuvre deux expériences qui serviront respectivement de cas test ('benchmark') aux codes de physique atomique RELAC et AVERROES/TRANSPEC. Dans la première expérience, l'objectif était d'enregistrer les spectres de xénon et de krypton entre 5 et 10 Å, issus de l'irradiation d'un jet de gaz avec une impulsion nanoseconde. Cette expérience prévoyait d'étudier les transitions 3d-nf et 3p-nd (n=4,5) du xénon iso-électronique du nickel et du cobalt, dans le but d'améliorer les résultats précédemment obtenus, dans des conditions d'irradiation similaires [5,6]. De la même façon, l'expérience envisageait d'observer les états d'ionisation du krypton proches du krypton iso-électronique du néon Kr^{26+} . Dans la référence [7], on peut trouver l'identification de certaines raies observées dans nos spectres expérimentaux. Cependant, l'état d'ionisation était ici un peu différent, ce qui nous a permis d'identifier d'autres raies. Ces résultats expérimentaux ont été analysés avec le code de structure atomique *ab-initio* RELAC [8], qui effectue un calcul détaillé des transitions. Ce travail théorique a été réalisé par J.F. Wyart, du laboratoire Aimé Cotton à Orsay. De plus, une méthode d'ajustement du spectre expérimental par moindre carré, élaborée par A. Bachelier, a été employée pour déterminer les fractions ioniques présentes dans les plasmas de xénon et de krypton.

La seconde expérience réalisée sur la chaîne nanoseconde du LULI utilisait un jet de xénon que l'on irradiait avec une impulsion nanoseconde. Les spectres en émission attendus dans la gamme 9 à 16 Å font apparaître les transitions 3d-4f, 3p-4d et 3d-5f [9]. Une restitution satisfaisante de ces spectres par le code AVERROES/TRANSPEC [10] dans cette gamme spectrale a montré que cette configuration expérimentale était bien adaptée à la production et à l'étude de plasmas bien caractérisés. La validité de ces calculs sur l'ensemble du spectre X et XUV n'a pas encore été démontrée : le découpage en superconfigurations restitue bien le spectre d'émission de la couche M, mais il n'est pas forcément adapté pour la gamme spectrale XUV. Ainsi, pour fournir un cas de référence dans une gamme spectrale plus large, couvrant le domaine XUV, nous avons mis en place un spectrographe à réseau pour étudier les transitions $\Delta n=0$ situées dans le domaine en énergie 10-140 Å. Avec ces spectres XUV, on espère donner des indications précises sur le découpage en superconfigurations adéquat à la fois pour le domaine X et XUV. Ce travail théorique a été réalisé par O. Peyrusse (CELIA Bordeaux).

Nous envisageons ainsi dans cette partie d'interpréter les spectres d'émission d'éléments de Z élevé avec deux approches différentes. RELAC effectue un calcul des configurations détaillé, ion par ion et dans un domaine de longueur d'onde restreint. L'autre approche menée par TRANSPEC, basée sur le concept des STA, permet de calculer le spectre

sur une grande gamme spectrale. Cette méthode compacte permet de traiter la complexité des spectres d'éléments de Z élevé et d'estimer l'ionisation moyenne du plasma.

2. Etude du spectre de Xe et de Kr dans la gamme 5-10 Å

2.1. Montage expérimental

Les plasmas de xénon et de krypton ont été produits par l'un des six faisceaux du laser nanoseconde Nd:YAG du LULI. Celui-ci était doublé en fréquence ($\lambda=0.53 \mu\text{m}$) par un cristal de KDP et focalisé au centre de la chambre par une lentille d'une focale de 250 mm, précédée d'une lame à retard de phase aléatoire composée d'éléments diffractant carrés de 1 mm de côté. La tache focale obtenue au centre de l'enceinte avait un diamètre de $160 \mu\text{m}$ à mi-hauteur.

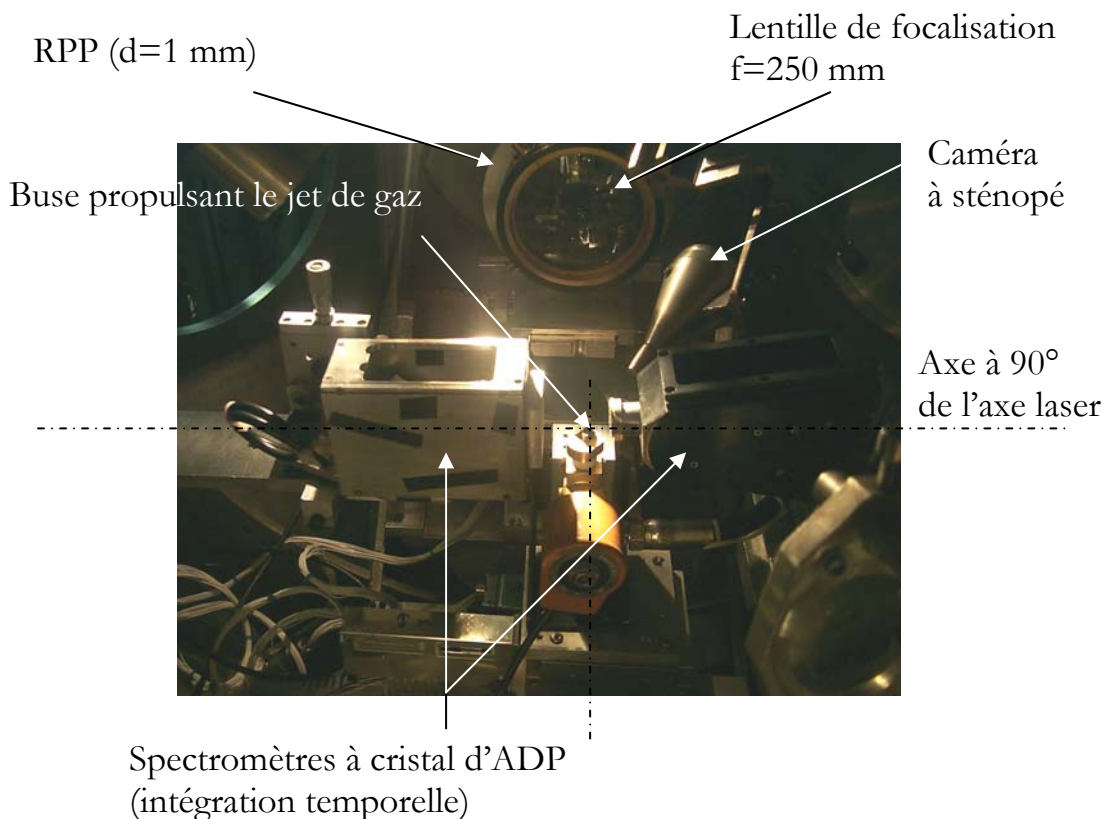


Figure IV-1 : Géométrie de l'expérience et diagnostics utilisés.

L'impulsion laser durait 600 ps à mi-hauteur et l'intensité sur cible était d'environ 10^{14} W/cm². Le jet de gaz était propulsé au moyen d'une buse de 1 mm de diamètre dont les caractéristiques ont été développées dans le chapitre 3. A une distance de 0.6 mm de la buse, la densité ionique maximum atteinte était d'environ 10^{19} atomes/cm³. La figure IV-1 est une photographie du montage expérimental afin d'apprécier l'ensemble des diagnostics.

Une caméra à sténopé, placée à 45° au dessus de l'axe laser contrôlait la position du jet. Deux spectromètres intégrés temporellement étaient placés de part et d'autre du jet à 90° de l'axe laser et équipés d'un cristal d'ADP. Chaque spectromètre couvrait respectivement une gamme entre 7.1 et 9.6 Å, domaine où apparaissent les transitions $3l-nl'$, pour $n=5$ à 10 du xénon et une gamme entre 5.3 et 8.4 Å, domaine où apparaissent les transitions $2l-nl'$, pour $n=3, 4$ du krypton. La résolution spectrale était limitée par la taille de source et variait de 10 à 15 mÅ. Les spectres étaient résolus spatialement grâce à une fente de 250 µm placée devant chacun des spectromètres et étaient enregistrés sur film DEF.

2.2. Résultats expérimentaux

2.2.1. Calibration en longueur d'onde et en intensité

Etalonnage en longueur d'onde

La calibration en longueur d'onde est une étape essentielle et déterminante dans le travail d'identification de raies. Une méthode est d'utiliser un étalon qui fournira les raies caractéristiques très bien connues d'un élément léger. Pour nos expériences, nous avons utilisé les raies hydrogénoïdes et héliumoïdes de l'aluminium et du magnésium [11] respectivement pour étalonner les spectres du krypton et du xénon. En effet, dans la gamme en longueur d'onde étudiée, soit 5 à 10 Å, les raies correspondant aux transitions $n=1 \rightarrow 2$ de l'aluminium et du magnésium, sont très bien isolées et permettent de calibrer le spectre du mélange traceur/élément à étudier.

En pratique, on dispose un fil de l'élément étalon au centre de l'enceinte que l'on irradie avec le laser. En laissant les spectrographes dans la même position, et les films en place, on tire à flux identique sur l'élément à étudier (xénon et/ou krypton) : on réalise alors une superposition de ce spectre avec celui de l'élément traceur sur le même film.

Une fois numérisés, les films sont traités par le programme ALUMGK, qui permet, entre autres choses, de corriger la courbure des

raies. Cette correction de courbure est nécessaire puisque nous effectuons des moyennes spatiales : nous réalisons des coupes d'épaisseur de $1000\ \mu\text{m}$ en général fonction de la distance au centre du plasma (repéré ici par la position 0 sur la figure IV-2).

Au final, il existe autant de spectres que de coupes, chacun étant représentatif de l'intensité moyenne contenue dans la tranche. La figure IV-2 est un spectre de xénon numérisé sur lequel plusieurs coupes ont été effectuées. Chaque spectre ainsi obtenu est identifié par sa position par rapport au centre du plasma.

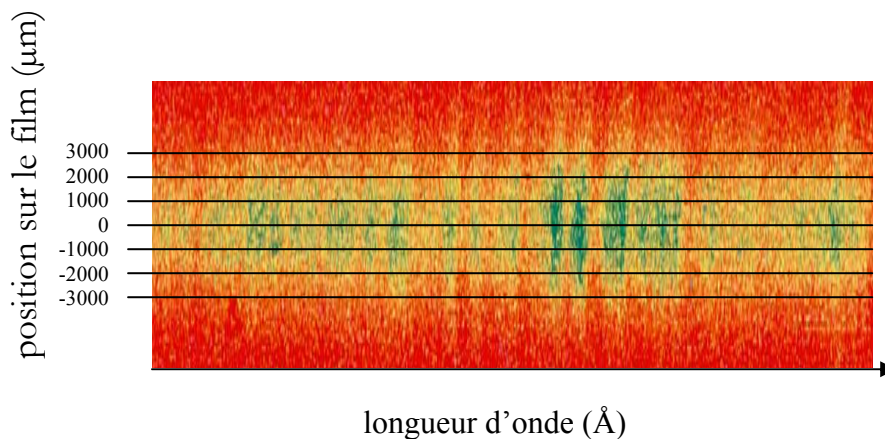


Figure IV-2 : Découpe d'un spectre X dur de xénon, selon des tranches spatiales de $1000\ \mu\text{m}$ de large. L'axe vertical représente la position du spectre sur le film et donne donc la zone du plasma que l'on observe et l'axe horizontal est celui des longueurs d'onde.

Dans le cas du xénon, la calibration en longueur d'onde a été faite en pointant 3 raies du magnésium sur le spectre du mélange en position. Dans le cas du krypton, l'opération est identique à la différence que l'élément marqueur est l'aluminium. Nous avons choisi de calibrer le spectre du krypton sur trois raies bien connues de l'aluminium. Nous avons donc finalement réussi à affecter à chaque raie une longueur d'onde expérimentale, limitée par une barre d'erreur ne dépassant pas la résolution spectrale ($15\ \text{m}\text{\AA}$).

Nous avons également étudié la reproductibilité de nos spectres expérimentaux de manière à séparer clairement les raies de ce qui aurait pu être du bruit. Ceci était particulièrement vrai pour le xénon, dont le spectre est extrêmement complexe.

Etalonnage en intensité

Afin d'interpréter les différentes contributions que nous observons sur les spectres, il est nécessaire d'appliquer les corrections inhérentes à l'expérience pour obtenir le spectre en intensité exprimée en nombre de photons par angström et par stéradian.

En premier lieu, la densité optique en un point du film n'est pas une fonction linéaire de l'intensité reçue dans toute la gamme obtenue. Le traitement que nous avons appliqué à nos spectres résulte d'un modèle théorique dérivé par Henke [12]. Il relie la densité du film au nombre de photons par unité de surface auquel il a été exposé (photons/ μm^2).

Une fois ce traitement réalisé, il reste à corriger l'intensité de ces spectres de la transmission du filtre de béryllium [13] d'épaisseur $7 \mu\text{m}$ placé devant le film. Deuxièmement, il fallait tenir compte de la réflectivité du cristal de ADP [14], que nous avons approchée par un polynôme du troisième degré.

Dans un troisième temps, le spectre X émis par le plasma « chaud » était corrigé par la transmission du gaz « froid » qui n'a pas été chauffé par le laser. Sur la figure IV-3(a), le gaz issu de la buse est représenté en volume issu de la buse. Le plasma chaud issu de l'irradiation laser est représenté sous la forme d'un cylindre à l'intérieur de ce volume. Une coupe dans le plan (xOy) est donnée sur la figure IV-3(b). Le plasma chaud est en gris clair et le reste du gaz froid est représenté en gris plus foncé. On collecte le rayonnement X issu d'une tranche de plasma (zone hachurée). L'auto-absorption dans le plasma chaud a été prise en compte dans les simulations. On définit r_{foc} comme le rayon de focalisation du laser, soit ici $80 \mu\text{m}$ et r_{max} , comme le rayon maximum de la colonne de gaz froid (i.e., le rayon pour lequel la densité devient nulle), soit $780 \mu\text{m}$ (valeur obtenue d'après une mesure de la densité du jet de gaz par interférométrie).

Afin de prendre en compte la réabsorption de ce plasma froid dans nos corrections, nous avons donc estimé la longueur du parcours des rayons X dans ce gaz froid. Pour simplifier les calculs, on a négligé les variations de densité dans le sens de la hauteur (selon (Oz)).

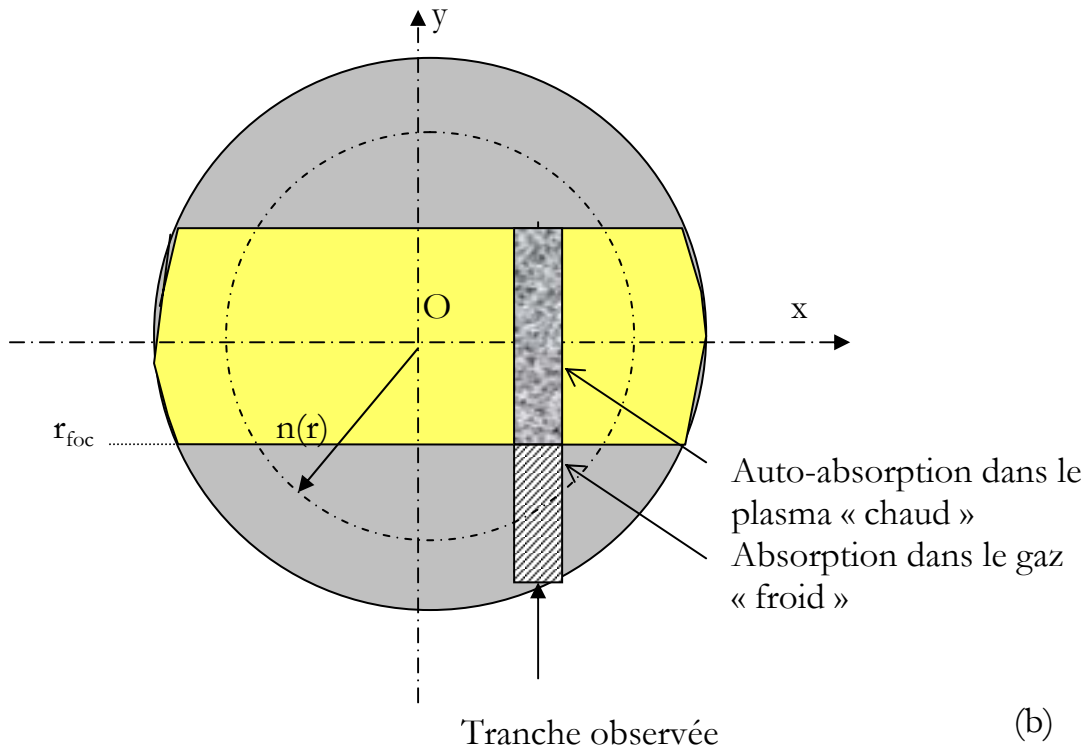
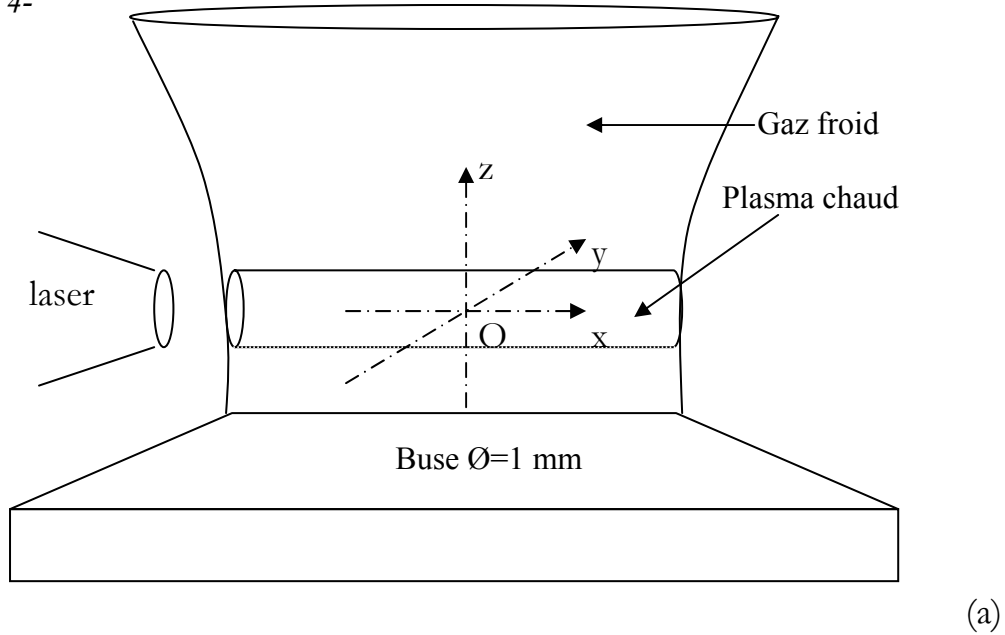


Figure IV-3 : Géométrie d'observation du rayonnement X issu d'une tranche de plasma, ayant parcouru un certain trajet dans le gaz froid.

Le calcul de l'épaisseur de gaz « froid » traversé par le rayonnement s'appuie sur la connaissance du profil de densité utilisé, à une pression donnée : $n(r)_{\text{atome/cc}} = n_0 g(r)$, où n_0 est la densité à $r=0$. L'épaisseur ε traversée est égale à :

$$\varepsilon = \int_{r_{\text{foc}}}^{r_{\text{max}}} g(r) dr$$

Cette épaisseur est fonction de la position x radiale dans le jet. Pour simplifier les calculs, on a uniquement considéré les variations le long de l'axe y . Dans nos conditions expérimentales, le profil de gaz utilisé était approché à une parabole, comme nous l'avons présenté au chapitre 3. Au final, l'expression de l'épaisseur de gaz froid traversé est :

$$\varepsilon = \int_{80}^{780} 1 + 0.1686r - 1.8556r^2 dy$$

Ainsi, pour chaque tranche de plasma sondé, on peut calculer la transmission pour l'épaisseur de gaz « froid » traversé. On comprend aisément que les rayons de la tranche centrale traversent la plus grande épaisseur de plasma tandis que ceux issus de la dernière tranche ne sont pas atténués.

La dernière correction apportée consistait à exprimer l'intensité en nombre de photons par angström et par stéradian. Pour cela, l'intensité initialement en nombre de photons par micron-carrés est multipliée par un facteur de conversion qui tient en tenant compte de la distance source-film et de la dispersion du cristal d'ADP.

2.2.2. Interprétation des spectres du xénon et du krypton

Comme nous avons pu le remarquer dans la section précédente, le spectre des éléments légers tels que l'aluminium ou le magnésium est relativement simple et fait apparaître des raies bien isolées. Plus on augmente le numéro atomique, plus grande sera la complexité du spectre, le nombre de transitions devenant alors très important. L'identification de raies s'avère alors être un problème à part entière : il s'agit de pouvoir déterminer avec précision les énergies d'ionisation pour espérer reconnaître une transition. Il s'agit là d'un problème de physique atomique fondamental.

L'interprétation de ces spectres repose sur le calcul des longueurs d'onde et des taux de transition radiative. Ces calculs ont été effectués par J-F. Wyart, à l'aide d'un code de structure atomique détaillé *ab-initio*, RELAC.

Cas du xénon

Le spectre riche du xénon est composé d'une multitude de raies correspondant à des états d'ionisation différents allant du Xe XXVII (Ni-like) au Xe XXXI (Cr-like). L'interprétation de chacune des raies repose sur

- Chapitre 4-

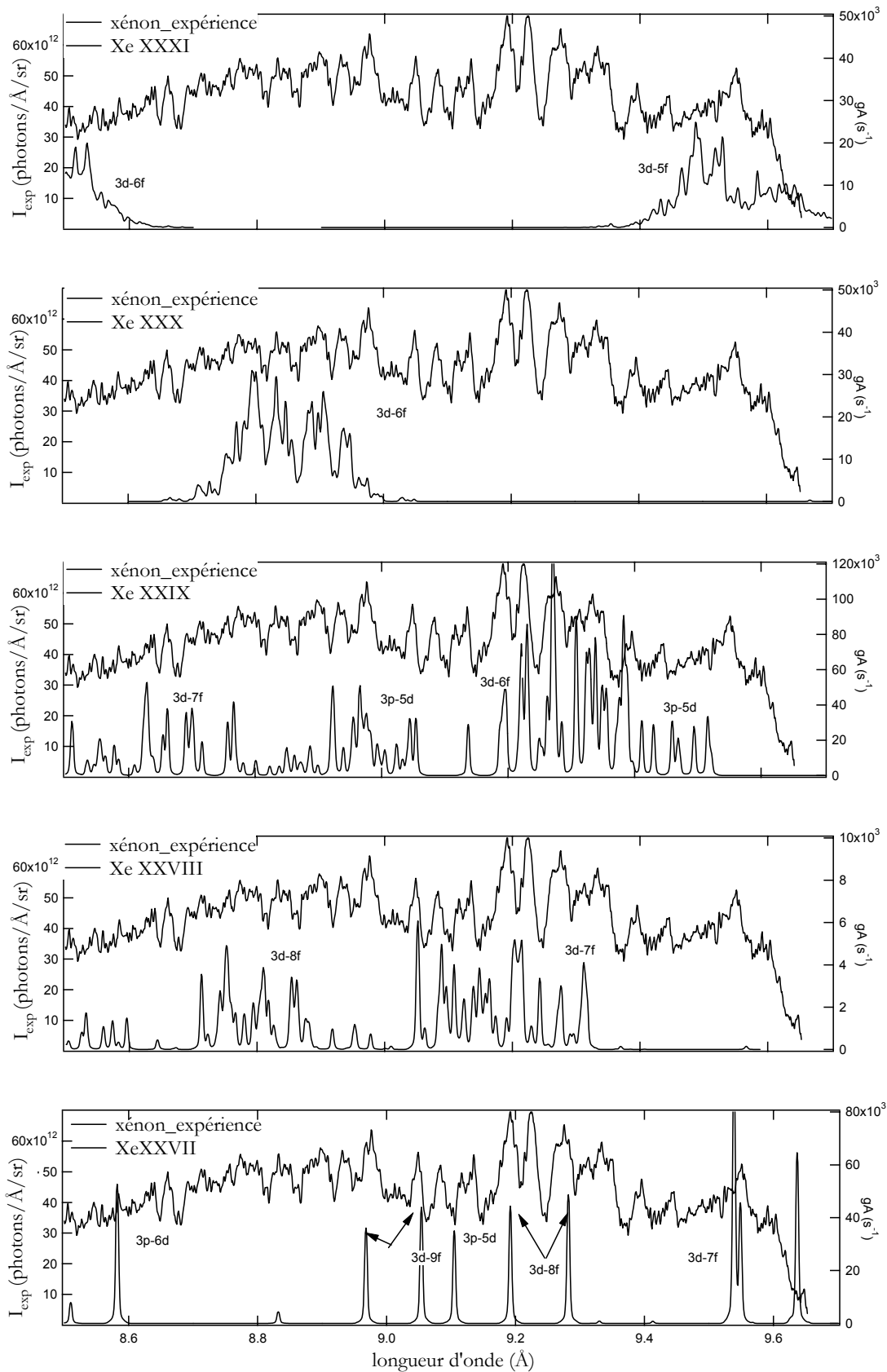


Figure IV-4: Chaque dessin représente la comparaison entre le spectre expérimental entre 8 et 9.6 Å et le spectre synthétique calculé pour un ion donné : du Xe XXVII (Ni-like) au Xe XXXI (Cr-like).

le calcul des longueurs d'onde et des probabilités de transition, répertoriés dans le tableau IV-1. De manière à montrer clairement la contribution de chacun de ces ions, les spectres théoriques calculés pour les ions de xénon de Ni- à Cr-like, apparaissent séparément sur la figure IV-4, sous le spectre expérimental, représenté figure IV-4 et figure IV-6. Sur la figure IV-4, nous avons identifié les groupes de transitions $3l-nl$, avec $n=5$ à 9. Le travail de comparaison indique clairement que l'ion Xe XXIX, iso-électronique du fer, est majoritairement responsable de l'émission X, dont les raies les plus fortes dominent dans la région 9.1-9.4 Å. Les états d'ionisation voisins de cet ion sont aussi visiblement très présents. Le domaine de longueur d'onde 8.7-9.0 Å regroupe principalement des raies émises par l'ion Xe XXX (Mn-like). De 9 à 9.2 Å, les transitions du Xe XXVIII (Co-like) dominent le spectre. Une multitude de raies participent à la complexité du spectre du xénon, mais sont une signature indéniable de la composition ionique du plasma. Toutefois, le Xe XXVII iso-électronique du nickel dont les raies de résonance dominent les spectres d'élément de Z plus élevé, obtenus dans des conditions d'irradiation semblables [15,16] est moins facilement identifiable dans la gamme 8.95-9.60 Å.

On peut, dans une certaine mesure, trouver des similitudes à nos travaux dans les observations récentes réalisées par Skobelev *et al.* [6] dans les régions spectrales 8.65-9.13 et 9.08-9.33 Å. La résolution instrumentale dans la référence [6] était meilleure que dans notre expérience mais les intensités présentaient quelques incohérences dans la région de recouvrement des spectres autour de 9.1 Å. Ainsi, ce problème ne permettait pas d'utiliser les probabilités de transition comme moyen d'identification. La figure IV-5 représente un spectre de xénon obtenu par Skobelev dans les régions spectrales 8.65-9.13 et 9.08-9.33 Å sur lequel 54 raies ont été repérées et numérotées. Ces spectres expérimentaux ont été obtenus avec une résolution comprise entre 0.4 et 1.5 mÅ. Dans ce travail, aucune de ces raies n'a été identifiée. De plus, il semblerait que dans les observations de Skobelev, l'état d'ionisation soit moins élevé et que l'ion Xe XXVII soit plus présent que dans notre expérience. Cependant, nous sommes parvenus à identifier clairement certaines raies en superposant les spectres expérimentaux de Skobelev, les nôtres et le spectre théorique calculé par RELAC. Les raies concernées sont repérées dans le tableau IV-1, quatrième colonne.

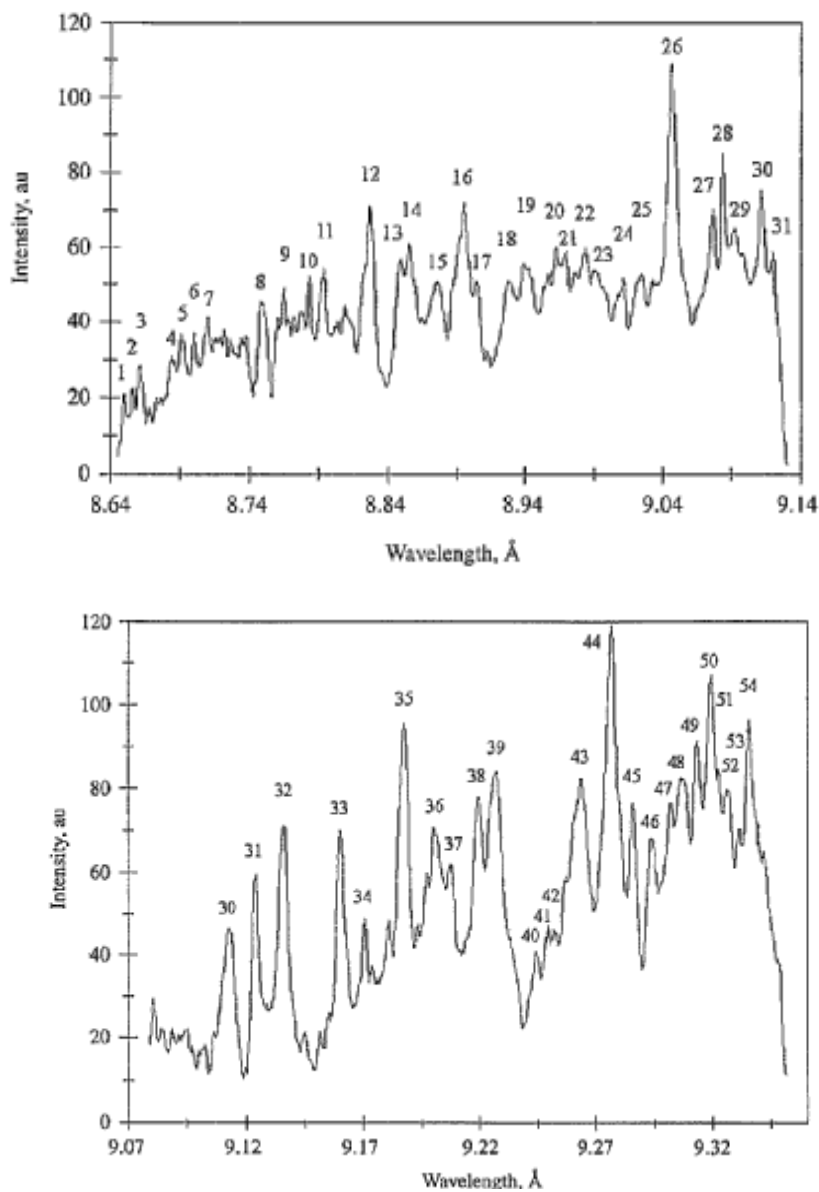


Figure IV-5: Spectres de xénon enregistrés dans la gamme 8.64-9.14 et 9.08-9.34 Å par Skobelev [6]

Le tableau IV-1 donne la classification des raies expérimentales après comparaison avec les raies calculées par RELAC. La figure IV-6 représente le même spectre que celui de la figure IV-4, mais avec une échelle plus adaptée à l'identification de raies, ou de groupement de raies. Avec une largeur expérimentale à mi-hauteur de 10 mÅ, plusieurs transitions de g_A d'un ordre de grandeur suffisamment proche peuvent se retrouver

confondues dans un seul et même pic, lui-même perturbé par ses plus proches voisins. Tous types de transitions confondus, plusieurs centaines de raies ont été calculées et reportées dans le tableau IV-1. Seules les raies les plus intenses ont été associées à des pics d'émission, plus ou moins résolus et numérotées comme indiqué sur la figure IV-6.

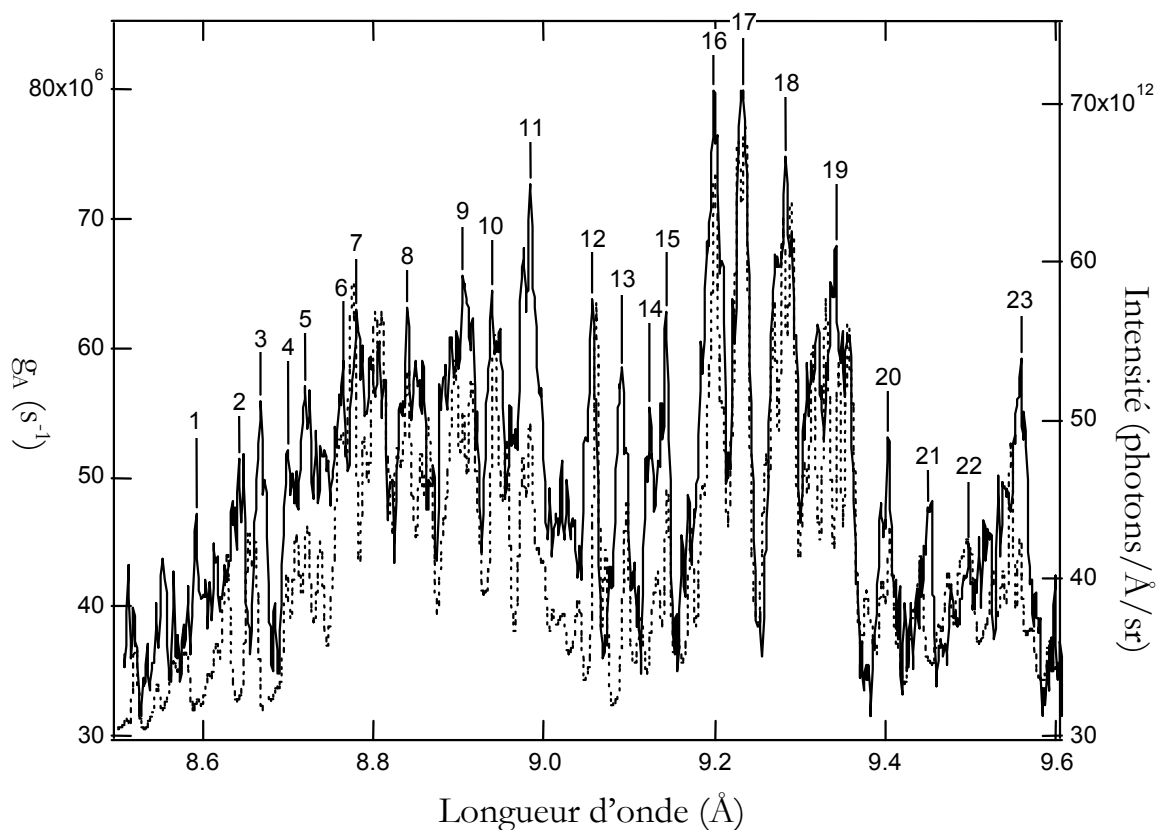


Figure IV-6 : Spectre expérimental (trait plein), présenté figure IV-4 ; en pointillé : meilleur ajustement obtenu pour une température effective de 200 eV et convolué d'un profil instrumental de 12 mÅ. Les raies clairement identifiées portent un numéro que l'on retrouve dans le tableau IV-1.

Lorsque le pic était plus étendu, on n'a retenu la participation que de l'ion majoritaire. La région autour de 9.5 Å n'a pas été interprétée: seules les transitions 3d - 5f du Xe XXXI pouvaient expliquer l'émission X dans cette gamme, mais l'identification précise était impossible. Plusieurs centaines de transitions du Xe XXVII au Xe XXXI n'ont pas été reportées dans le tableau IV-1, mais contribuent largement aux spectres théoriques tracés dans la figure IV-6. Celles-ci ont néanmoins participé à la détermination des

abondances ioniques, dont la méthode de calcul sera décrite dans le paragraphe §2.3.

<i>label</i>	$\lambda_{\text{exp}}(\text{\AA})$	$\lambda_{\text{th}}(\text{\AA})$	$\lambda_{\text{exp}}[G](\text{\AA})$	Ion	g_{λ}	Conf bas	E_{bas}	J_{bas}	Conf haut	E_{haut}	J_{haut}
1	8.584	8.5824		Xe ²⁶⁺ (Ni)	0.176 (14)	3p ⁶ 3d ¹⁰	0	0	3p ³ 3d ¹⁰ 6d	11651.7	1
2	8.629	8.6225		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.111 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	136.1	0	3d ⁷ 7f	11733.6	1
		8.6241		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.228 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	241.9	2	3d ⁷ 7f	11837.3	3
	8.635	8.6278		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.308 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	0	4	3d ⁷ 7f	11590.4	3
	8.640	8.6302		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.227 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	0	4	3d ⁷ 7f	11587.3	4
3	8.654 à	8.6545		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.305 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	0	4	3d ⁷ 7f	11554.7	5
	8.661	8.6619		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.408 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	188.2	4	3d ⁷ 7f	11733.0	5
4	8.665	8.6623		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.126 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	146.9	2	3d ⁷ 7f	11691.2	3
	8.693	8.6904		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.245 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	188.2	4	3d ⁷ 7f	11695.1	4
	8.700	8.6982		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.273 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	0	4	3d ⁷ 7f	11496.7	5
		8.7011		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.237 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	241.9	2	3d ⁷ 7f	11734.7	3
5	8.713	8.7138		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.911 (13)	3p ⁶ 3d ⁹	0	2.5	3d ⁸ 8f	11476.0	1.5
		8.7143		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.777 (13)	3p ⁶ 3d ⁹	0	2.5	3d ⁸ 8f	11475.5	2.5
	8.718	8.7163		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.270 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	388.9	0	3d ⁷ 7f	11861.7	1
	8.732	8.7296		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.149 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	99.2	3	3d ⁷ 7f	11554.4	4
6		8.7298		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.114 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	241.9	2	3d ⁷ 7f	11697.0	1
		8.7430		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.153 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	50.3	2	3d ⁷ 7f	11488.1	3
	à 8.741	8.7439		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.958 (13)	3p ⁶ 3d ⁹	0	2.5	3d ⁸ 8f	11436.5	3.5
	8.749	8.7503		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.161 (14)	3p ⁶ 3d ⁹	107.8	1.5	3d ⁸ 8f	11536.1	2.5
7		8.7507		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.918 (13)	3p ⁶ 3d ⁹	107.8	1.5	3d ⁸ 8f	11535.5	1.5
	8.758	8.7564		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.206 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	188.2	4	3d ⁷ 7f	11608.3	4
		8.7570		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.200 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	188.2	4	3d ⁷ 7f	11607.6	5
	8.770	8.7661		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.279 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	0	4		11407.5	4
8		8.7668		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.291 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	0	4		11406.4	5
		8.7706		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.707 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	188.9	5.5	3d ⁶ 6f	11611.9	6.5
	8.781	8.7706		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.707 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	188.9	5.5	3d ⁶ 6f	11611.9	6.5
		8.7806		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.258 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	330.8	1.5	3d ⁶ 6f	11719.6	2.5
9		8.7815		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.266 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	289.4	4.5	3d ⁶ 6f	11677.0	5.5
	8.790	8.7910		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.665 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	0	4.5	3d ⁶ 6f	11375.3	3.5
		8.7959		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.422 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	0	4.5	3d ⁶ 6f	11368.9	4.5
	à 8.793	8.7962		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.379 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	327.0	3.5	3d ⁶ 6f	11695.5	4.5
10	8.801	8.8018		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.467 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	0	4.5	3d ⁶ 6f	11361.4	5.5
	8.806	8.8046		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.391 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	146.7	4.5	3d ⁶ 6f	11504.4	3.5
	8.814	8.8130		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.325 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	146.7	4.5	3d ⁶ 6f	11493.6	5.5
	8.826	8.8180		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.147 (14)	3p ⁶ 3d ⁹	0	2.5	3d ⁸ 8f	11340.5	3.5
11	8.829	8.8282		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.384 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	188.9	5.5	3d ⁶ 6f	11516.2	5.5
		8.8329		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.423 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	188.9	5.5	3d ⁶ 6f	11510.1	5.5
	8.834	8.8333		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.358 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	188.9	5.5	3d ⁶ 6f	11509.7	4.5
	8.842	8.8479		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.573 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	449.2	2.5	3d ⁶ 6f	11751.3	3.5
12	8.852	8.8543		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.131 (14)	3p ⁶ 3d ⁹	0	2.5	3d ⁸ 8f	11294.0	2.5
	8.862	8.8620		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.157 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	188.2	4	3d ⁷ 7f	11472.3	5
	8.879	8.8825		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.233 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	204.9	3.5	3d ⁶ 6f	11462.9	4.5
	8.886	8.8849		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.360 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	449.2	2.5	3d ⁶ 6f	11704.3	2.5
13	8.891	8.8876		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.289 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	0	4.5	3d ⁶ 6f	11395.0	5.5
		8.8902		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.300 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	146.7	4.5	3d ⁶ 6f	11504.4	3.5
	8.900	8.8983		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.316 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	327.0	3.5	3d ⁶ 6f	11565.1	4.5
	8.904	8.9051		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.611 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	289.4	4.5	3d ⁶ 6f	11518.9	4.5
14	8.9103	8.9082		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.393 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	289.4	4.5	3d ⁶ 6f	11515.0	3.5

- Chapitre 4-

<i>label</i>	$\lambda_{\text{exp}}(\text{\AA})$	$\lambda_{\text{th}}(\text{\AA})$	$\lambda_{\text{exp}}[G](\text{\AA})$	Ion	g_{Λ}	Conf bas	E_{bas}	J_{bas}	Conf haut	E_{haut}	J_{haut}	
10	8.926	8.9204		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.242 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	388.9	0	3p ⁵ 3d ⁸ 5d	11599.1	1	
		8.9238		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.221 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	188.2	4	3p ⁵ 3d ⁸ 5d	11394.1	5	
	8.933	8.9248		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.198(14)	3p ⁶ 3d ⁸	188.2	4	3p ⁵ 3d ⁸ 5d	11393	4	
	8.938	8.9370		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.524 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	188.9	5.5	3d ⁶ 6f	11378.3	5.5	
	8.943	8.9397		Xe ²⁹⁺ (Mn)	0.429 (14)	3p ⁶ 3d ⁷	188.9	5.5	3d ⁶ 6f	11374.9	6.5	
	8.954	8.9565		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.178 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	188.2	4	3p ⁵ 3d ⁸ 5d	11353.2	3	
	8.971	8.9683	8.969 (21)	Xe ²⁶⁺ (Ni)	0.120 (14)	3p ⁶ 3d ¹⁰	0	0	3d ⁹ 9f	11150.4	1	
		8.9657		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.256 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	188.2	4	3p ⁵ 3d ⁸ 5d	11341.8	3	
11	8.975	8.9752		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.202 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	188.2	4	3p ⁵ 3d ⁸ 5d	11330.0	5	
	8.983	8.9788		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.103 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	146.9	2	3p ⁵ 3d ⁸ 5d	11284.2	3	
	8.991	8.9932		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.168 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	0	4	3p ⁵ 3d ⁸ 5d	11119.5	4	
	9.001	8.9979		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.850 (13)	3p ⁶ 3d ⁸	99.2	3	3p ⁵ 3d ⁸ 5d	11212.9	2	
	9.008	9.0069		Xe ²⁸⁺ (Fe I)	0.158 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	0	4	3p ⁵ 3d ⁸ 5d	11102.5	5	
	9.014	9.0211		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.603 (13)	3p ⁶ 3d ⁸	146.9	2	3p ⁵ 3d ⁸ 5d	11231.9	3	
	9.022	9.0245		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.222 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	50.3	2	3p ⁵ 3d ⁸ 5d	11131.2	2	
	9.028	9.0337		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.111 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	50.3	2	3p ⁵ 3d ⁸ 5d	11120	1	
	12	9.042	9.0526		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.143 (14)	3p ⁶ 3d ⁹	0	2.5	3d ⁸ 7f	11046.5	1.5
			9.0531		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.140 (14)	3p ⁶ 3d ⁹	0	2.5	3d ⁸ 7f	11046	1.5
		9.050	9.0544	9.0465	Xe ²⁶⁺ (Ni)	0.147 (14)	3p ⁶ 3d ¹⁰	0	0	3d ⁹ 9f	11044.4	1
		9.054	9.0541		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.317 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	0	4	3p ⁵ 3d ⁸ 5d	11044.7	3
	13	9.082	9.0847		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.164 (14)	3p ⁶ 3d ⁹	0	2.5	3d ⁸ 7f	11007.6	3.5
		à 9.089	9.0898		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.278 (14)	3p ⁶ 3d ⁹	107.8	1.5	3d ⁸ 7f	11109.2	2.5
9.100		9.0906		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.162 (14)	3p ⁶ 3d ⁹	107.8	1.5	3d ⁸ 7f	11108.4	1.5	
14	9.114	9.1055	9.1120	Xe ²⁶⁺ (Ni)	0.117 (14)	3p ⁶ 3d ¹⁰	0	0	3p ³ 3d ¹⁰ 5d	10982.4	1	
	9.121	9.1243		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.104 (14)	3p ⁶ 3d ⁹	0	2.5	3d ⁸ 7f	10959.7	3.5	
15	9.130	9.1372		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.113 (14)	3p ⁶ 3d ⁹	107.8	1.5	3d ⁸ 7f	11052	0.5	
	9.137	9.1370		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.413 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	188.2	4	3d ⁷ 6f	11132.7	5	
	9.163	9.1642		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.214 (14)	3p ⁶ 3d ⁹	0	2.5	3d ⁸ 7f	10912.1	3.5	
	9.178	9.1791		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.170 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	50.3	3	3d ⁷ 6f	10944.6	2	
		9.1852		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.176 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	136.1	0	3d ⁷ 6f	11023.2	1	
	9.185	9.1875		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.343 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	241.9	2	3d ⁷ 6f	11126.3	3	
16	9.193	9.1920		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.464 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	0	4	3d ⁷ 6f	10879.0	3	
		9.1923	9.1872 (35)	Xe ²⁶⁺ (Ni)	0.148 (14)	3p ⁶ 3d ¹⁰	0	0	3d ⁹ 8f	10878.7	1	
	9.196	9.1962		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.376 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	0	4	3d ⁷ 6f	10874.1	4	
		9.1975		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.249 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	0	4	3d ⁷ 6f	10872.6	5	
	9.202	9.2025		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.176 (14)	3p ⁶ 3d ⁹	0	2.5	3d ⁸ 7f	10866.7	2.5	
17	9.224	9.2200		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.528 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	99.2	4	3d ⁷ 6f	10945.1	4	
		9.2223		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.475 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	0	4	3d ⁷ 6f	10843.3	5	
	9.226	9.2290		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.679 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	188.2	4	3d ⁷ 6f	11023.6	5	
	9.246	9.2439		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.234 (14)	3p ⁶ 3d ⁹	107.8	1.5	3p ⁵ 3d ⁹ 5d	10925.8	2.5	
	9.251	9.2490		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.273 (14)	3p ⁵ 3d ⁹	2256.3	4	3p ⁵ 3d ⁸ 6f	13068.3	4	
	9.264	9.2620		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.337 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	188.2	4	3d ⁷ 6f	10985.0	4	
	9.267	9.2663		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.200 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	188.2	4	3d ⁷ 6f	10980.0	5	
18	9.276	9.2723		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.374 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	0	4	3d ⁷ 6f	10784.8	5	
		9.2734		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.374 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	241.9	2	3d ⁷ 6f	11025.5	3	
	9.283	9.2822	9.2765	Xe ²⁶⁺ (Ni)	0.162 (14)	3p ⁶ 3d ¹⁰	0	0	3d ⁹ 8f	10773.4	1	
	9.287	9.2858		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.404 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	388.9	0	3d ⁷ 6f	11158.0	1	
	9.297	9.2984		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.123 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	0	4	3d ⁷ 6f	10754.5	5	

<i>label</i>	$\lambda_{\text{exp}}(\text{\AA})$	$\lambda_{\text{th}}(\text{\AA})$	$\lambda_{\text{exp}}[G](\text{\AA})$	Ion	g_{Λ}	Conf bas	E_{bas}	J_{bas}	Conf haut	E_{haut}	J_{haut}
		9.2955		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.133 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	188.2	4	3d ⁷ 6f	10946.0	5
		9.3077		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.264 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	99.2	3	3d ⁷ 6f	10843.0	4
		9.3083		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.240 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	99.2	3	3d ⁷ 6f	10842.3	3
		9.3132		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.143 (14)	3p ⁶ 3d ⁹	0	2.5	3p ⁵ 3d ⁹ 5d	10737.4	1.5
		9.3173		Xe ²⁷⁺ (Co)	0.206 (14)	3p ⁶ 3d ⁹	0	2.5	3p ⁵ 3d ⁹ 5d	10732.8	2.5
	à 9.322	9.3225		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.240 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	50.3	2	3d ⁷ 6f	10777.0	3
19	9.334	9.3375		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.326 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	188.2	4	3d ⁷ 6f	10897.7	4
	9.341	9.3400		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.211 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	188.2	4	3d ⁷ 6f	10896.0	3
		9.3390		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.258 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	188.2	4	3d ⁷ 6f	10896.0	5
	9.347	9.3482		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.332 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	0	4	3d ⁷ 6f	10697.3	4
	9.350	9.3495		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.320 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	0	4	3d ⁷ 6f	10695.8	5
	9.354	9.3538		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.131 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	0	4	3d ⁷ 6f	10690.8	3
	9.359	9.3561		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.153 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	99.2	3	3d ⁷ 6f	10787.4	4
20	9.387	9.3882		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.121 (14)	3p ⁶ 3d ⁸	136.1	0	3d ⁷ 6f	10787.8	1
	9.395	9.3992		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.261 (14)	3p ⁵ 3d ⁹	1978.8	4	3p ⁵ 3d ⁸ 5d	12618.0	5
	9.446	9.4334		Xe ²⁸⁺ (Fe)	0.267 (14)	3p ⁵ 3d ⁹	2025.2	2	3p ⁵ 3d ⁸ 5d	12625.9	3
	9.469			Xe ³⁰⁺ (Cr)		3p ⁶ 3d ⁶			3d ⁵ 5f		
21	9.490			Xe ³⁰⁺ (Cr)		3p ⁶ 3d ⁶			3d ⁵ 5f		
	à 9.498										
	9.502			Xe ³⁰⁺ (Cr)		3p ⁶ 3d ⁶			3d ⁵ 5f		
	à 9.530										
	9.543	9.5396		Xe ²⁶⁺ (Ni)	0.323 (14)	3p ⁶ 3d ¹⁰	0	0	3d ⁹ 7f	10773.4	1
	à 9.555	9.5497		Xe ²⁶⁺ (Ni)	0.144 (14)	3p ⁶ 3d ¹⁰	0	0	3p ⁵ 3d ¹⁰ 5d	10471.5	1
	9.592			Xe ³⁰⁺ (Cr)		3p ⁶ 3d ⁶	0	0	3d ⁵ 5f		

Tableau IV-1 : Identification des transitions 3l-nl' avec n=5 à 9 du Xe XXVII au Xe XXXI, relatives au spectre expérimental présenté figure IV-4. Les raies théoriques, colonne 3, ont été calculées par RELAC. Les probabilités de transitions sont données colonne 6. Les configurations, énergies et la dégénérescence des niveaux haut et bas sont présentées dans les colonnes 7 à 12.

Cas du krypton

La figure IV-7 représente le tracé du spectre expérimental du krypton, comparé aux spectres théoriques calculés séparément pour chaque ion. Ce spectre expérimental est dominé par l'émission X de l'ion Kr XXVII, iso-électronique du néon. Les ions d'état d'ionisation voisin, Kr XXVI (Na-like) et Kr XXV (Mg-like) jouent également un rôle important. Le Kr XXVIII, iso-électronique du fluor et l'ion Kr XXIX, iso-électronique de l'oxygène participent au spectre dans la partie courte longueur d'onde de l'ion Kr XXVII.

En outre, nous avons mesuré à 6.1 Å une raie bien isolée qui peut être interprétée comme étant une transition quadrupolaire électrique de l'ion

néonoïde Kr XXVII, notée $2p^6 1S - 2p^5 3d 1D$. L'existence de cette transition dans le spectre dépend de la densité du plasma émetteur. On s'attend à l'observer dans un rapport d'intensité plus important lorsque la densité électronique est faible. D'ailleurs, elle a été identifiée pour la première fois dans des spectres de plasmas de Sr à Ar ($Z=38$ to 47) produits par laser [17].

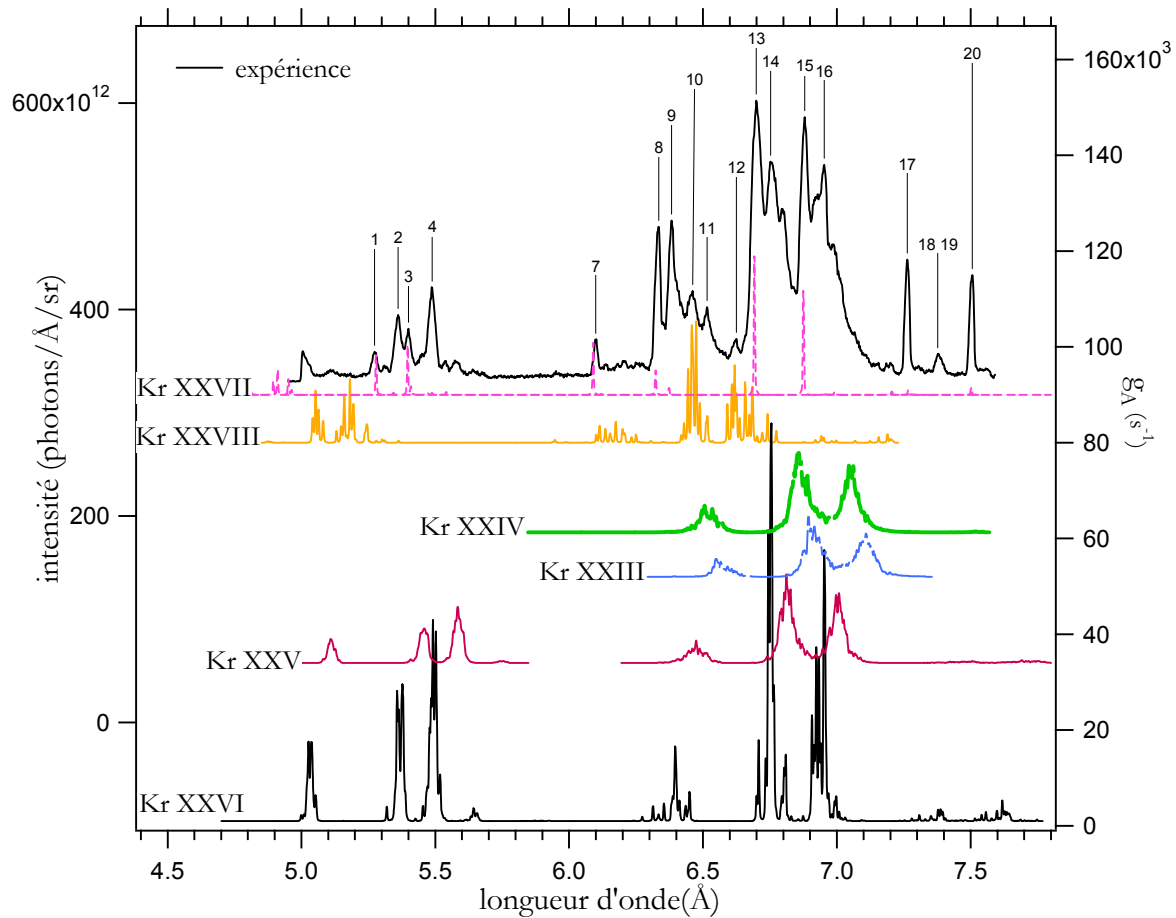


Figure IV-7 : Spectre expérimental du krypton entre 5 et 8 Å comparé aux spectres synthétiques calculés pour chaque espèce ionique : du Kr XXIII au Kr XXIV . Les raies identifiées sont étiquetées et répertoriées dans le tableau IV-2.

Au delà de 6.2 Å, les spectres de krypton générés par Z-pinch et observés par Burkhalter et *al.* [18] montrent des ressemblances avec le spectre de la figure IV-7. Jusqu'alors, seules des expériences réalisées dans le tokamak ALCATOR C ont exploré la région spectrale 5-5.7 Å (raies classées

en [7]) et pour des raisons d'abondances ioniques, les transitions 2-4 semblent assez différentes.

Label	$\lambda_{\text{exp}} (\text{\AA})$	$\lambda_{\text{th}} (\text{\AA})$	$\lambda_{\text{exp}} [7]$	ion	g_{th}	Niveau bas	J_{bas}	Niveau haut	J_{haut}	E_{haut}	
1	5.273	5.2792	5.2787	Kr ²⁶⁺ (Ne)	0.828(14)	2p ⁶	0	2p ⁵ 4d	1	18942.1	
		5.318		5.3193	Kr ²⁵⁺ (Na)	0.303(14)	2p ⁶ 3p	0.5	2p ⁵ 3p4d	1.5	19259.2
2	5.361	5.3575	5.3567	Kr ²⁵⁺ (Na)	0.826(14)	2p ⁶ 3s	0.5	2p ⁵ 3s4d	1.5	18665.3	
		5.3585		Kr ²⁵⁺ (Na)	0.651(14)	2p ⁶ 3d	1.5	2p ⁵ 3d4d	2.5	19830.6	
		5.3631		Kr ²⁵⁺ (Na)	1.20(14)	2p ⁶ 3p	1.5	2p ⁵ 3p4d	2.5	19209.5	
3	5.399	5.3975	5.3964	Kr ²⁶⁺ (Ne)	1.03(14)	2p ⁶	0	2p ⁵ 4d	1	18527.2	
		5.487		5.4781	Kr ²⁵⁺ (Na)	1.17(14)	2p ⁶ 3s	0.5	2p ⁵ 3s4d	1.5	18254.4
4	5.487	5.4843	5.4870	Kr ²⁵⁺ (Na)	0.936(14)	2p ⁶ 3p	1.5	2p ⁵ 3p4d	2.5	18797.4	
		5.4900		Kr ²⁵⁺ (Na)	1.09(14)	2p ⁶ 3p	0.5	2p ⁵ 3p4d	1.5	18674.8	
		5.4928		Kr ²⁵⁺ (Na)	1.44(14)	2p ⁶ 3d	2.5	2p ⁵ 3d4d	3.5	19393.3	
		5.538		5.5413	Kr ²⁶⁺ (Ne)	0.580(13)	2p ⁶	0	2p ⁵ 4s	1	18046.4
5	5.573	5.5737	5.5743	Kr ²⁴⁺ (Mg)	1.39(14)	2p ⁶ 3s3d	2	2p ⁵ 3s3d4d	3	19279.6	
		6.102		6.0910	6.1038	Kr ²⁴⁺ (Mg)	1.74(14)	2p ⁶ 3s3d	3	2p ⁵ 3s3d4d	4
7 (E2s)	6.102	6.0910	6.1038	Kr ²⁶⁺ (Ne)	0.544(12)	2s ² 2p ⁶	0	2s 2p ⁶ 3d	2	16417.9	
8 (3A)	6.335	6.3238	6.3355	Kr ²⁶⁺ (Ne)	0.511(14)	2s ² 2p ⁶	0	2s 2p ⁶ 3p	1	15813.2	
9 (3B)	6.382	6.3732	6.3852	Kr ²⁶⁺ (Ne)	0.144(14)	2s ² 2p ⁶	0	2s 2p ⁶ 3p	1	15690.7	
		6.3843		Kr ²⁵⁺ (Na)	0.493(14)	2s ² 2p ⁶ 3s	0.5	2s 2p ⁶ 3s3p	1.5	15663.3	
		6.3913		Kr ²⁵⁺ (Na)	0.986(14)	2s ² 2p ⁶ 3p	1.5	2s 2p ⁶ 3p ²	1.5	16210.3	
10	6.462	6.4590	6.4660	Kr ²⁷⁺ (F)	4.54(14)	2p ⁵	1.5	2p ⁴ 3d	2.5	15482.3	
		6.4645		Kr ²⁷⁺ (F)	2.98(14)	2p ⁵	1.5	2p ⁴ 3d	1.5	15469.1	
11	6.515	6.5184	6.5194	Kr ²⁷⁺ (F)	1.02(14)	2p ⁵	1.5	2p ⁴ 3d	2.5	15341.3	
12	6.624	6.6193	6.6156	Kr ²⁷⁺ (F)	3.07(14)	2p ⁵	0.5	2p ⁴ 3d	1.5	15552.3	
13 (3C)	6.699	6.6929	6.6973	Kr ²⁶⁺ (Ne)	2.89(14)	2p ⁶	0	2p ⁵ 3d	1	14941.2	
14	6.753	6.7386	6.7414	Kr ²⁵⁺ (Na)	2.91(14)	2p ⁶ 3d	2.5	2p ⁵ 3d ²	1.5	16026.9	
		6.740		Kr ²⁵⁺ (Na)	3.94(14)	2p ⁶ 3d	1.5	2p ⁵ 3d ²	1.5	16001.5	
15 (3D)	6.770	6.7494	6.8787	Kr ²⁵⁺ (Na)	5.20(14)	2p ⁶ 3d	2.5	2p ⁵ 3d ²	3.5	16003.0	
		6.7511		Kr ²⁵⁺ (Na)	2.45(14)	2p ⁶ 3p	1.5	2p ⁵ 3p3d	2.5	15376.4	
		6.7534		Kr ²⁵⁺ (Na)	6.06(14)	2p ⁶ 3d	2.5	2p ⁵ 3d	2.5	15994.3	
		6.7629		Kr ²⁵⁺ (Na)	2.22(14)	2p ⁶ 3s	0.5	2p ⁵ 3s3d	1.5	14786.6	
		6.7912		Kr ²⁴⁺ (Mg)	3.69(14)	2p ⁶ 3s3d	2	2p ⁵ 3s3d	3	16070.9	
		6.7980		Kr ²⁴⁺ (Mg)	2.57(14)	2p ⁶ 3s ²	0	2p ⁵ 3s 3d	1	14710.3	
		6.800		6.8067	Kr ²⁴⁺ (Mg)	2.04(14)	2p ⁶ 3s3d	2	2p ⁵ 3s3d	3	16037.4
		6.880		6.8755	Kr ²⁶⁺ (Ne)	2.17(14)	2p ⁶	0	2p ⁵ 3d	1	14544.4
		6.9191		Kr ²⁵⁺ (Na)	2.29(14)	2p ⁶ 3d	1.5	2p ⁵ 3d	2.5	15620.5	
		6.928		6.9283	Kr ²⁵⁺ (Na)	3.46(14)	2p ⁶ 3d	2.5	2p ⁵ 3d	2.5	15620.5
16	6.9468	6.9468	6.9468	Kr ²⁵⁺ (Na)	2.84(14)	2p ⁶ 3d	1.5	2p ⁵ 3d	2.5	15563.0	
		6.9473		Kr ²⁵⁺ (Na)	1.18(14)	2p ⁶ 3s	0.5	2p ⁵ 3s3d	1.5	14394.1	
17 (3F)	7.268	6.953	7.2675	Kr ²⁵⁺ (Na)	2.78(14)	2p ⁶ 3d	2.5	2p ⁵ 3d ²	3.5	15575.3	
		7.267		7.2670	Kr ²⁶⁺ (Ne)	0.109(14)	2p ⁶	0	2p ⁵ 3s	1	13760.7
18	7.376	7.3733	7.3733	Kr ²⁵⁺ (Na)	0.230(14)	2p ⁶ 3d	2.5	2p ⁵ 3s3d	3.5	14749.5	
		7.380		7.3827	Kr ²⁵⁺ (Na)	0.169(14)	2p ⁶ 3d	2.5	2p ⁵ 3s3d	2.5	14732.3
19	7.387	7.3892	7.3892	Kr ²⁵⁺ (Na)	0.188(14)	2p ⁶ 3p	0.5	2p ⁵ 3s3p	1.5	13993.7	
20 (3G)	7.504	7.5022	7.5044	Kr ²⁶⁺ (Ne)	0.158(14)	2p ⁶	0	2p ⁵ 3s	1	13329.4	

Tableau IV-2 : Identification des transitions 2l-3l' et 2l-4l' du Kr XXV au KrXe XXVIII, relatives au spectre expérimental présenté figure IV-7. Les labels se réfèrent aux raies identifiées figure IV-7 et à la notation utilisée en réf. [7]. En colonne 2 à 4 sont présentées les raies expérimentales, celles calculées par RELAC et celles mesurées par Rice *et al.* [7]. Les espèces ioniques identifiées, les probabilités de transitions et les niveaux sont données dans les colonnes suivantes.

Nous trouvons dans le tableau IV-2, le classement des raies identifiées sur la figure IV-7 en fonction de leur longueur d'onde et de leur probabilité de transition. Ces raies, déjà classées en [7] ont vu leur existence confirmée par nos travaux. Notre plasma étant plus ionisé que dans la référence [7], des transitions relatives aux ions Na- et Mg-like ont été identifiées. Les numéros indiqués sur la figure IV-7 sont reportés dans le tableau IV-2.

2.3. Calcul des abondances ioniques

En première approche, nous avons pu estimer le degré d'ionisation du plasma par simple comparaison du spectre mesuré avec les longueurs d'onde et les g_A calculés, dans les figures IV-4 et IV-7. Dans ce paragraphe, nous allons présenter une méthode de détermination des abondances ioniques beaucoup plus précise. Elle est basée sur un ajustement du spectre expérimental par la méthode des moindres carrés, dont les données atomiques proviennent de RELAC. Cette méthode a été décrite de manière détaillée dans la référence [19], dans le cas de l'absorption du nickel. La mise en oeuvre de cette procédure pour l'analyse de nos spectres expérimentaux a été assurée par A. Bachelier, théoricienne au laboratoire Aimé Cotton à Orsay. Dans le cas présent, d'un plasma hors-EITL, le concept de température effective [20] a été employé pour calculer les populations des niveaux excités et les fonctions de partition en fonction de l'état fondamental, en utilisant un facteur de Boltzmann. La température électronique, mesurée dans une expérience antérieure, s'inscrivait dans une fourchette de 400 à 500 eV [21]. La température effective doit être inférieure à la température électronique. Pour notre plasma, cette température effective a été estimée entre 200 et 250 eV. Les fractions ioniques déterminées ici par un ajustement de moindres carrés du spectre expérimental dépendent de cette température effective. Ainsi, on ne peut espérer plus de 10 % de précision dans notre estimation des fractions ioniques. La somme de toutes les intensités dépend des fractions des ions présents dans le plasma. Ils sont déterminés en minimisant l'expression :

$$\sum_{k=1,N} \left\{ I^{\text{exp}}(\lambda_k) - I^{\text{calc}}(\lambda_k + \Delta\lambda) \right\}^2 / N$$

où N est le nombre de points du profil expérimental, I^{exp} et I^{calc} sont respectivement les intensités totales expérimentale et calculée, à chaque point k . I^{calc} est convoluée par un profil instrumental gaussien. $\Delta\lambda$ est un paramètre ajustable, qui permet de translater le spectre théorique en longueur d'onde. Il s'est trouvé égal à zéro, dans notre cas. On dispose également d'une constante ajustable pour le fond, que l'on peut éventuellement soustraire.

Dans cette approche, la précision au niveau des longueurs d'onde est d'une importance cruciale. La largeur à mi-hauteur des raies du spectre expérimental (15 à 22 mÅ) est sensiblement la même que l'écart en longueur d'onde qui sépare le spectre mesuré du spectre théorique. On en déduira aisément, que si le spectre n'est constitué que de peu de raies (Ni-like ou Ne-like), les erreurs sont inévitables. Ainsi, la distribution ionique calculée dépend d'un grand nombre de paramètres assez variables : par exemple, l'influence du paramètre de température effective est en cours d'étude. Au final, si l'on considère la simplicité de ce modèle, cette approche s'avère très prometteuse comme diagnostic de la distribution ionique et de la charge moyenne du plasma.

2.3.1. Cas du xénon

Dans un premier essai, le cas du xénon a été considéré. Le calcul des fonctions de partition a été réalisé par Annick Bachelier. Les ions du Xe XXVII jusqu'au Xe XXXI à $T_{\text{eff}} = 200$ eV ont été pris en compte en considérant les calculs détaillés de tous les niveaux des complexes $(3)^N$, $(3)^{N-1}nl$ pour $n \leq 6$. Les valeurs de n plus élevées n'ont pas été prises en compte car leur effet sur le rapport des fonctions de partition est très faible. La figure IV-6 montre le spectre expérimental comparé au meilleur ajustement obtenu avec la méthode décrite ci-dessus en supposant une température effective de 200 eV. Un profil gaussien de largeur à mi-hauteur de 10 mÅ a été appliqué pour chaque raie, et un certain fond, soustrait, de manière à obtenir le meilleur fit possible. Bien que le spectre du xénon soit très complexe dans cette gamme de longueur d'onde, un très bon accord a été réalisé, avec en outre une reproduction très satisfaisante de détails expérimentaux. Nous retrouvons dans le tableau IV-1 les numérotations indiquant les raies principales du spectre. Les fractions ioniques déduites du calcul sont reportées dans le tableau IV-3, et tracées sur la figure IV-8.

Séquence	Ni	Co	Fe	Mn	Cr
Charge	26+	27+	28+	29+	30+
Fraction ionique (%)	4.0 ± 0.4	16.5 ± 0.9	35.8 ± 0.7	38.5 ± 0.11	5.2 ± 0.4

Tableau IV-3 : Fractions ioniques du xénon obtenues pour $T_{\text{eff}}=200\text{eV}$ dans la gamme 0.85-0.96 nm.

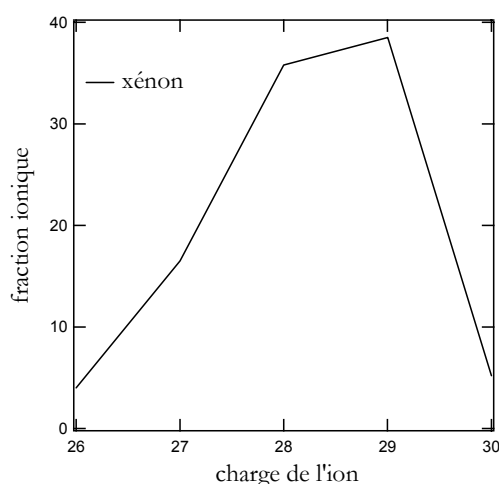


Figure IV-8 : Fractions ioniques du xénon obtenues pour $T_{\text{eff}}=200\text{eV}$ dans la gamme 0.85-0.96 nm..

Les erreurs typiques indiquées dans le tableau IV-3 sont issues du procédé de calcul et ne doivent pas être considérées comme de réelles incertitudes. Pour se rendre compte de l'incertitude effective dans le calcul, il suffit de réduire le fond de deux-tiers : alors, la fraction ionique du Xe XXXI, iso-électronique du chrome, sera la plus affectée par ce changement, elle passe de 5.2 à 8.3%. L'état d'ionisation moyen ainsi obtenu est $\langle Z \rangle = 28.2$. Ce procédé d'ajustement avait déjà été appliqué dans des expériences antérieures réalisées au LULI, dans des conditions similaires [21], sur un spectre enregistré dans la gamme spectrale 10-15 Å. La charge moyenne obtenue alors était $\langle Z \rangle = 26.5$. Ici, le plasma est plus ionisé. La différence est essentiellement due à la densité du plasma de xénon, plus importante ici, vu que l'on est plus près de la buse (0.6 mm au lieu de 1.3 mm). En effet, une densité plus grande implique une plus forte absorption laser et donc une augmentation du chauffage.

2.3.2. Cas du krypton

La comparaison est plus délicate pour le krypton car le rapport d'intensité des raies 2p-4d autour de 5 Å et des raies 2p-3d vers 7 Å est grand. Sur le spectre de la figure IV-7, les raies numérotées 13 et 15 à respectivement 6.7 Å et 6.9 Å sont saturées. Pour la détermination des abondances ioniques, un autre tir dans lequel l'émission X était plus faible que sur la figure IV-7 a été utilisé. Ce spectre est présenté sur la figure IV-9.

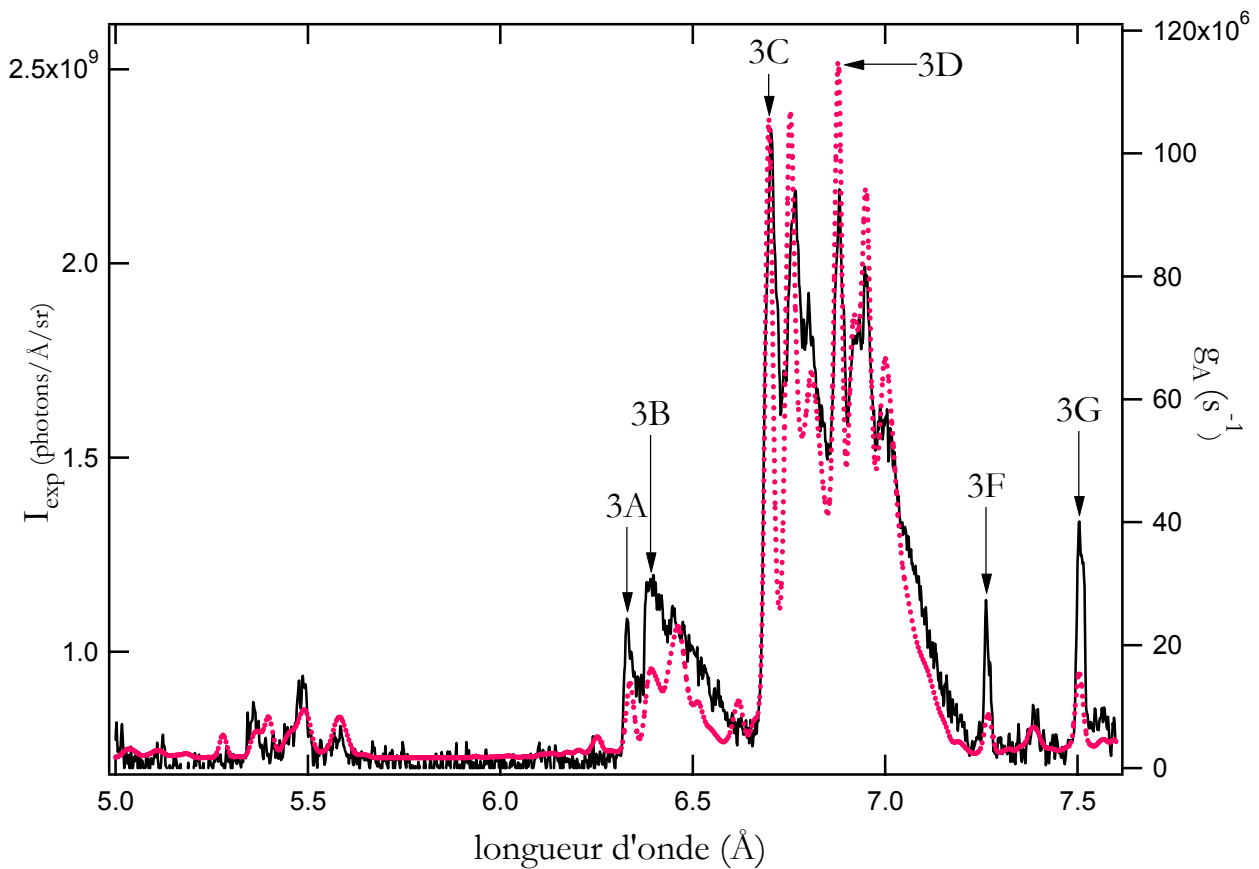


Figure IV-9 : Spectre expérimental du krypton (trait plein) entre 0.5 et 0.8 nm comparé au spectre synthétique (pointillés).

La méthode appliquée pour le krypton est la même que celle utilisée pour le xénon, avec toutefois une température effective de 250 eV, et un spectre convolué par un profil gaussien de 22 mÅ à mi-hauteur. Comme le Kr XXIV et Kr XXV sont "marginaux" dans le spectre mais que leur contribution se superpose à celle du Kr XXVI dans la même gamme de

longueur d'onde, leur pourcentage a été forcé à 30% afin de préserver une distribution homogène. Le spectre calculé reproduit très bien le spectre mesuré, sauf quelques raies néonoïdes dont le rapport diffère. Le rapport entre les raies néonoïdes 13 (3C) et 15 (3D) est inversé par rapport à l'expérience, et la largeur des raies 17 (3F) et 20 (3G) est plus grande dans la simulation que dans la réalité. Il est probable que la largeur de la gaussienne de 22 mÅ soit trop grand et influe sur le rapport des raies. D'ailleurs, on voit qu'autour de 6 Å, le calcul prend en compte un profil trop large par rapport à l'expérience. L'état d'ionisation moyen résultant du calcul est $\langle Z \rangle = 24.7$, l'ion Kr XXVI, iso-électronique du sodium dominant l'émission.

La figure IV-10 représente, en traits pleins, les fractions ioniques obtenues pour le tir ayant produit le spectre de la figure IV-9. En ce qui concerne le spectre de la figure IV-7, nous avons effectué une simulation en éliminant les régions où le spectre était saturé, i.e., entre 6.7 et 7 Å. Le fit réalisé est alors très bon, et la distribution correspondante est reportée en traits pointillés sur la figure IV-10. Le plasma semble plus ionisé dans ce cas ($\langle Z \rangle = 25.4$), les ions Kr XXVI Na-like et Kr XVII Ne-like co-existant en population égale. Ceci est compatible avec une absorption laser plus importante, due à la forte densité atteinte au sein du jet de gaz.

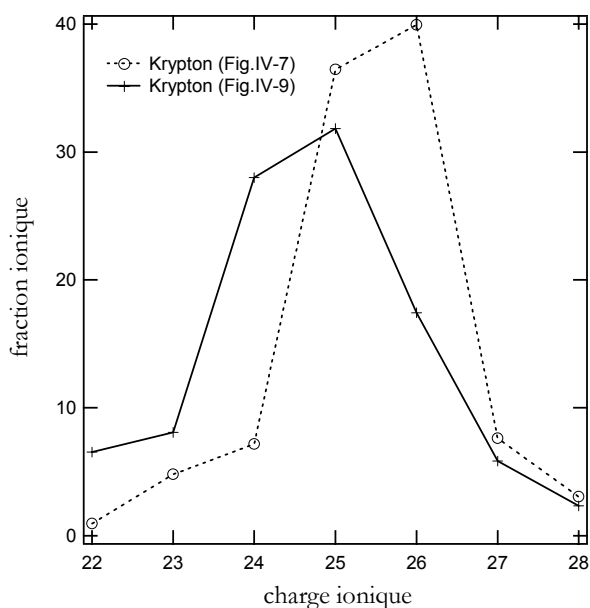


Figure IV-10 : Fractions ioniques obtenues pour deux spectres différents du krypton. La courbe en trait plein correspond au spectre de la figure IV-7 et celle aux traits pointillés correspond au spectre de la figure IV-9.

2.4. Conclusion

L'expérience consacrée à l'émission de plasma de xénon et de krypton entre 5 et 10 Å a donné des cas de référence très complets pour tester le code de structure atomique RELAC. Nous sommes parvenus à identifier une grande quantité de raies dans les spectres du xénon et du krypton, émises respectivement par les ions de xénon iso-électronique du nickel et par les ions de krypton, iso-électronique du néon et d'autres ions d'état d'ionisation voisin. Ces ions d'état d'ionisation voisin ont déjà été étudiés mais les plus complexes d'entre eux, comme les ions Na- et Mg-like du Kr ou Co-like à Mn-like du Xe étaient restés non-explorés jusqu'alors dans la gamme 5 à 10 Å, étudiée ici. En utilisant les spectres héliumoïde et hydrogénoïde des éléments légers, tels que l'aluminium et le magnésium, nous avons pu étalonner les spectres avec une précision de 10 mÅ, précision comparable à celle obtenue dans les expériences précédentes sur les ions nickeloïdes et néonoïdes.

Malgré la grande complexité du spectre de xénon, nous sommes parvenus à identifier une large palette de transitions, pour les ions allant du XeXVII au Xe XXXI. Un groupement de raies a été attribué à l'émission de l'ion chromoïde XeXXXI, sans faire d'identification de raies en particulier. Pour ce genre d'ion qui possède un grand nombre d'électrons, des calculs SOSA seraient plus adaptés.

Dans le cas du krypton, des identifications récentes avaient été faites dans la même gamme en longueur d'onde. Nous avons reconnu ces mêmes raies à des longueurs d'onde très voisines et avons identifié pour la première fois plusieurs raies émises par l'ion sodiumoïde Kr XXVI.

La méthode puissante utilisée ici pour la détermination des fractions ioniques nous a permis de caractériser l'état d'ionisation des plasmas étudiés, la valeur de l'état de charge moyen étant donnée avec une incertitude très raisonnable.

3. Etude du spectre de Xe dans la gamme 9-14Å et XUV

3.1. Montage expérimental

Toutes les mesures présentées ci-après ont été effectuées dans un jet sonique de xénon ou de krypton. Ce jet était issu d'une buse cylindrique de diamètre 1 mm et de densité de neutres caractérisée par un dispositif interférométrique au laboratoire « jet » du LULI/LOA, comme nous l'avons mentionné au chapitre 3, paragraphe §2.1. La densité de neutres présentait un profil parabolique sur toute la longueur du plasma, soit 400 μm environ et variait linéairement selon la pression. Nous avons exploré une gamme variant de 2 à 9 bars (pression atmosphérique incluse). L'un des six faisceaux du laser nanoseconde du LULI était doublé en fréquence ($\lambda=0.53 \mu\text{m}$) par un cristal de KDP et focalisé au centre de la chambre par une lentille ouverte à $f/2.5$.

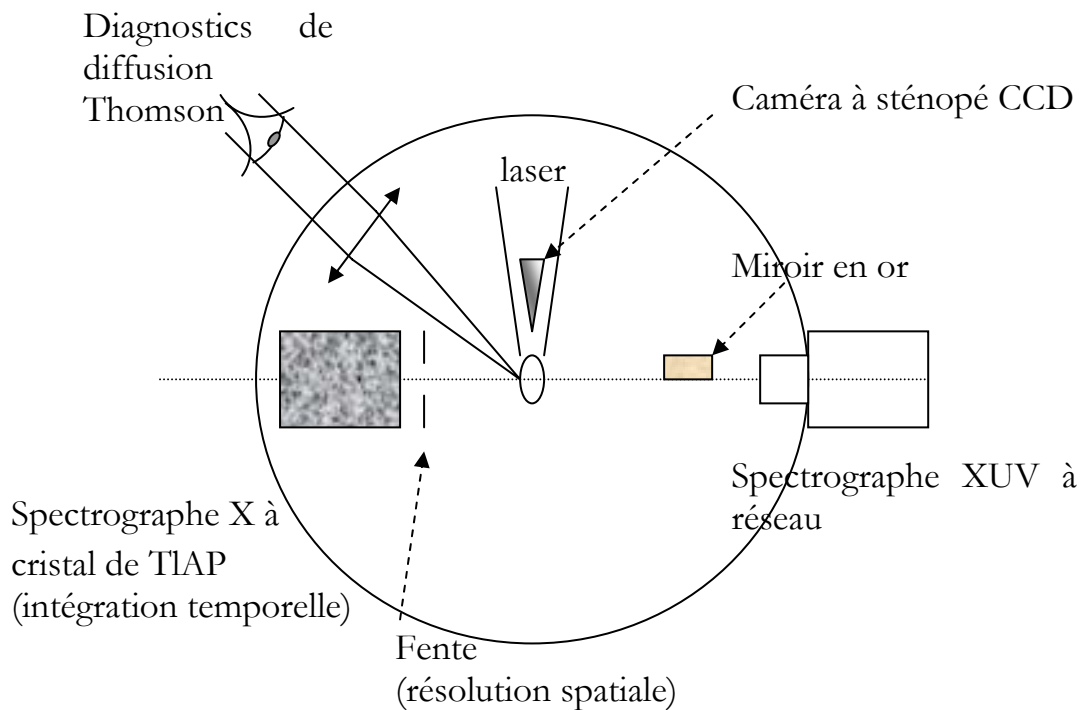


Figure IV-11 : Montage expérimental pour l'étude du rayonnement X et XUV d'un jet de xénon diagnostiqué par diffusion Thomson.

Comme le montre la figure IV-11, nous avons disposé en amont de celle-ci une lame à retard de phase aléatoire afin de rendre le faisceau plus homogène. Les éléments diffractants de cette lame de phase étaient de petits carrés de 1 mm de côté. La tache focale résultante mesurait 160 μm à mi-hauteur. L'impulsion laser était de forme temporelle carrée, dont la largeur à mi-hauteur avoisinait les 600 ps, avec un temps de montée de 100 ps. La plupart des résultats que nous allons présenter ici correspondent à des tirs effectués à 1.3 mm de la buse, pour des pressions de 6.6 bars pour le xénon, soit une densité ionique de $6.73 \cdot 10^{18}$ at/cc (valeur obtenue à partir de la densité obtenue par mesure interférométrique).

Le faisceau laser était focalisé à une distance de 1.3 mm de la buse. Afin de collecter la lumière Thomson diffusée, une lentille de focale 200 mm était placée à 135° du faisceau de chauffage. La géométrie de ces diagnostics a été exposée au chapitre 3. Nous rappellerons simplement ici que les spectres de diffusion Thomson ionique et électronique étaient résolus temporellement au moyen de spectrographes couplés à une caméra à balayage de fente.

Des spectrographes X et XUV intégrés en temps étaient disposés de part et d'autre du plasma, à 90° de l'axe laser, comme l'indique la figure IV-11. Les spectres X étaient résolus en espace au moyen d'une fente de 250 μm , placée devant le spectrographe. Celui-ci était muni d'un filtre de béryllium d'épaisseur 7 μm . Une fente de 500 μm placée devant le spectrographe XUV limitait la lumière parasite. Les principes de fonctionnement de ces instruments ont été détaillés au chapitre 3. On peut toutefois rappeler que le spectrographe enregistrant le spectre de xénon aux courtes longueurs d'onde utilisait un cristal de TlAP ($2d=25.756 \text{ \AA}$) et permettait ainsi d'explorer une gamme de 9 à 16 \AA . Le spectrographe à réseau enregistrant le spectre de xénon dans une plus grande gamme de longueur d'onde était constitué d'un miroir sphérique en or, positionné à 3.6° de l'axe perpendiculaire au laser et d'un réseau en transmission de 5000 traits/mm. Enregistrés sur une caméra CCD 16 bits, les spectres XUV couvraient une région entre 20 et 130 \AA . Enfin, une caméra à sténopé placée au dessus de l'axe laser à 45° d'incidence donnait une image résolue spatialement, intégrée temporellement et spectralement de l'émission X du plasma.

3.2. Détermination directe des paramètres du plasma

Le diagnostic Thomson est un outil indispensable pour la détermination des paramètres caractéristiques du plasma. Les spectres obtenus nous permettent de connaître la température électronique, la

densité électronique ainsi que la charge moyenne $\langle Z \rangle$ du plasma sondé. La géométrie de la mesure est rappelée sur la figure IV-12. La lumière Thomson diffusée est observée à 135° , par rapport à l'axe du laser. Elle est collectée au moyen d'une lentille ouverte à $f/3$, puis envoyée dans les spectromètres à résolution temporelle, détaillés au chapitre 3. Le volume sondé, de dimensions voisines de $200 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$, était limité par le volume focal de la lentille collectrice, tel que l'indique la figure IV-12.

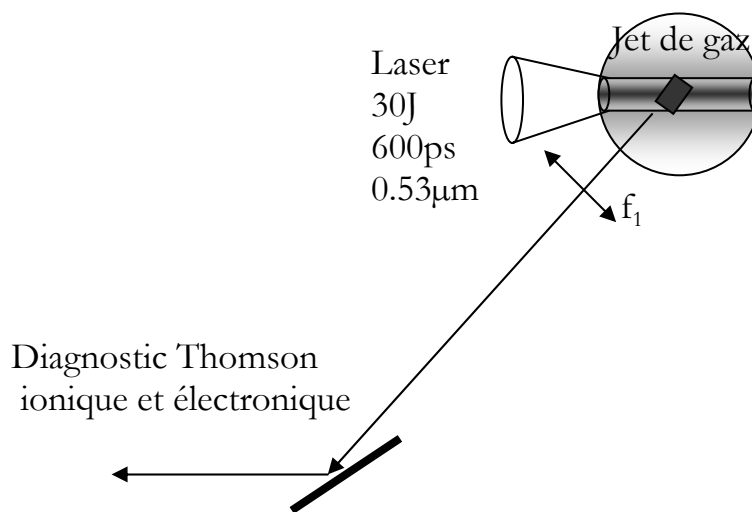


Figure IV-12 : Géométrie d'observation de la lumière Thomson diffusée à 135° dans le jet de xénon.

3.2.1. Spectres Thomson électronique de l'hélium

Pour valider la mesure effectuée au laboratoire « jet », et s'assurer ainsi que nous focalisons réellement le laser à une distance de 1.3 mm de la buse, la densité d'atomes vue par le laser a été mesurée dans un jet d'hélium à une pression de 11 bars. En effet, il est possible de remonter à cette quantité puisque l'hélium est totalement ionisé. Mesurant la densité électronique, et en vertu de la relation $n_e = Zn_i$, avec $Z=2$, on accède à la densité ionique. Nous présentons sur la figure IV-13, le spectre Thomson électronique dans le cas d'un jet d'hélium à 11 bars.

Nous observons deux satellites à $\omega_0 \pm \omega_p$. Après la phase rapide d'ionisation, leur position évolue peu avec le temps, indiquant une faible diminution de la densité électronique au cours du temps (celui-ci allant de bas en haut sur la figure IV-13). La raie laser $\lambda_0=5265 \text{ \AA}$ située entre les deux satellites au pixel 224 a été atténuée par un filtre. Le satellite bleu situé au pixel 153 est plus intense que le rouge situé au pixel 305 : ceci est probablement dû à la réponse spectrale du spectromètre et de la caméra à balayage de fente. Ces valeurs ont été obtenues d'après la coupe longitudinale en pointillés blancs sur la figure IV-13, effectuée suffisamment tard dans le temps pour éviter la phase d'ionisation.

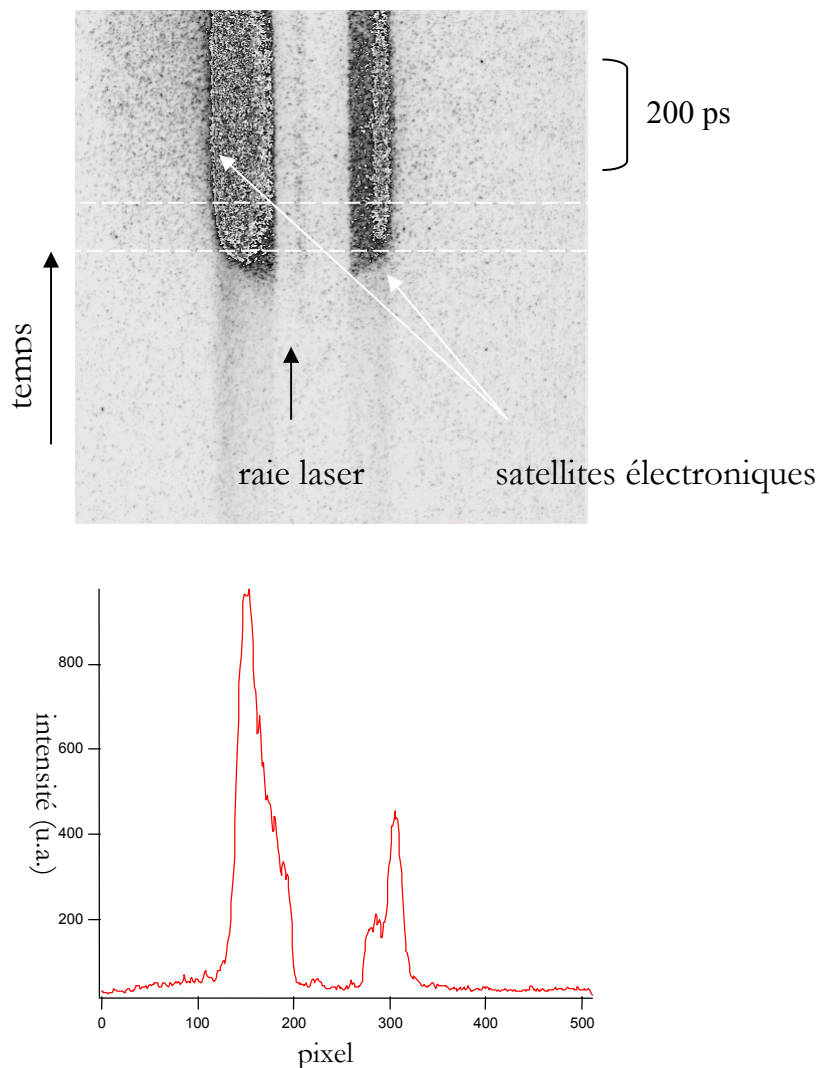


Figure IV-13 : (a) Spectre Thomson électronique mesuré sur un jet d'hélium à une pression de 11 bars
(b) Coupe correspondant au rectangle tracé sur le spectre expérimental

Compte tenu de la dispersion du spectromètre, on peut déduire les positions respectives des raies en angströms. Le spectromètre mesurant les satellites Thomson électroniques a une dispersion de 6.32 Å/px. Ainsi, on peut évaluer l'écart $\lambda_+ - \lambda_0$ à 512 Å et l'écart $\lambda_- - \lambda_0$ à 449 Å, le satellite bleu est donc situé à la longueur d'onde 4816 Å et le rouge à 5777 Å.

La méthode qui permet de déduire la densité électronique a été détaillée au chapitre 3. Une première valeur de la densité électronique est déduite de la relation :

$$n_e = n_c \left(\frac{\lambda_+ - \lambda_0}{\lambda_+} \right)^2 = n_c \left(\frac{\lambda_- - \lambda_0}{\lambda_-} \right)^2 \quad (eq.IV-1)$$

Cette valeur est ensuite affinée en tenant compte d'une certaine correction thermique. Pour cela, on utilise le spectre de diffusion Thomson ionique qui nous permet d'estimer de façon précise la température électronique ($T_e \gg T_i$), l'état d'ionisation valant 2 dans l'hélium (dès 30 eV). La densité d'atome est alors parfaitement connue à l'endroit exact de l'interaction.

En tenant compte de la correction en température, on trouve une densité électronique de $n_e = 1.0 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pour 11 bars. En utilisant le fait que l'hélium est totalement ionisé, on peut déduire la valeur de la densité ionique : $n_i = 0.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pour 11 bars. Ainsi, pour une pression de 1 bar, la densité ionique vaut $n_i = 4.54 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Cette valeur varie d'un facteur 2 par rapport à la valeur donnée par la mesure interférométrique réalisée au laboratoire « jet », qui était $n_{\text{atome}} = 1.02 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, à 1.4 mm de la buse. Cette différence peut s'expliquer par les conditions de mesure au laboratoire « jet ».

3.2.2. Spectres Thomson électronique et ionique du xénon

Connaissant la densité d'atomes, on peut remonter à l'état d'ionisation du plasma, dans le cas d'autre gaz (xénon ou krypton).

Nous présentons sur la figure IV-14, un spectre Thomson électronique et un spectre Thomson ionique, enregistrés simultanément dans le cas d'un jet de xénon à 6.6 bars. Pour remonter à l'état d'ionisation et à la température, il faut tenir compte de la correction thermique pour le spectre Thomson électronique et effectuer un calcul complet sur l'ensemble du spectre ionique qui approche au plus le spectre expérimental. Il s'agit d'un calcul auto cohérent en densité et en température (électronique et ionique).

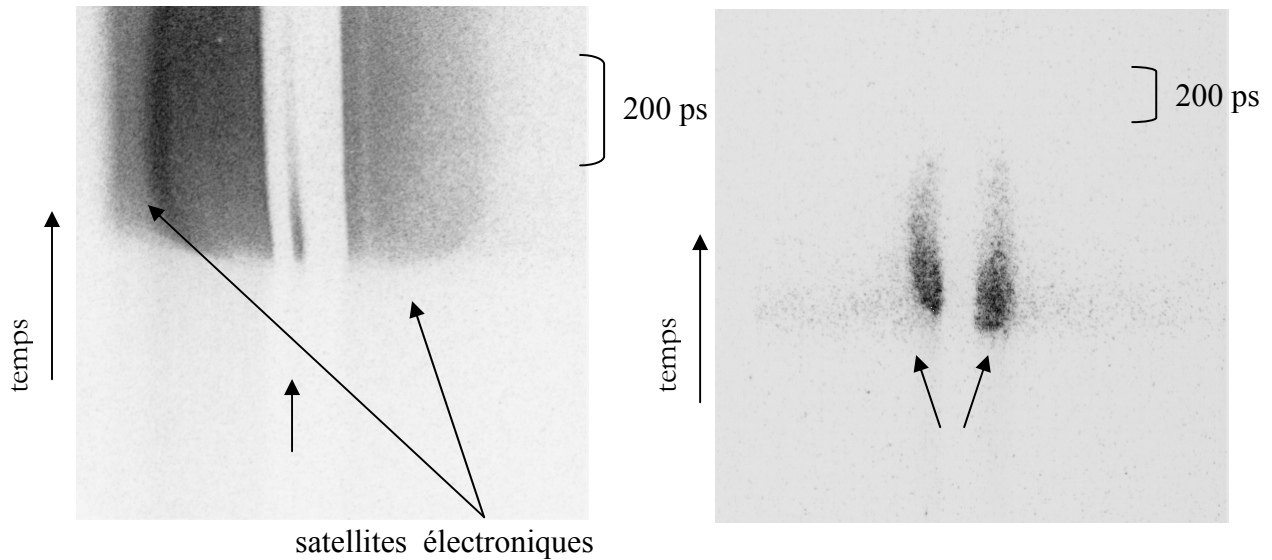


Figure IV-14 : Spectres Thomson électronique et ionique d'un jet de xénon à 6.6 bars, à 1.3 mm de la buse

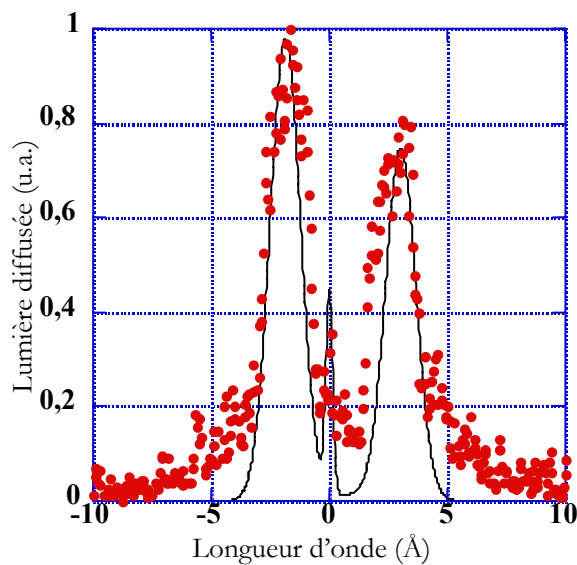


Figure IV-15 : Spectre Thomson ionique d'un jet de xénon à 4 bars, à 1.3 mm de la buse (points), superposé au spectre calculé (trait plein).

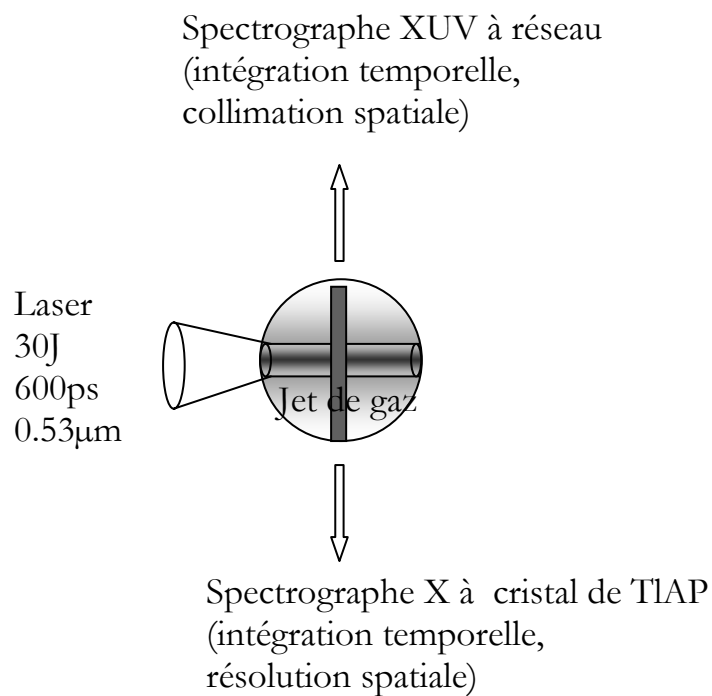
On constate une rapide ionisation et une augmentation de la température électronique du gaz de xénon au début de l'impulsion laser. Ce spectre laisse apparaître, pendant environ 100 picosecondes, deux satellites qui s'écartent rapidement montrant une augmentation de la densité électronique du milieu due à l'ionisation du xénon. Passé ce délai, les satellites restent parallèles indiquant que l'ionisation se stabilise (vers $\langle Z \rangle = 27$). Le spectre ionique est alors calculé à partir de la valeur de la

densité électronique, déduite de la position des satellites électroniques. Ce spectre ionique est comparé au spectre expérimental en ajustant la quantité ZT_e . La valeur de T_e obtenue est ensuite utilisée pour calculer la position des satellites électroniques, en tenant compte cette fois de la correction thermique. Cette nouvelle valeur de la densité électronique est ensuite utilisée pour recalculer le spectre ionique. Ce dernier étant peu sensible à la densité électronique, la valeur de Z est déduite par superposition parfaite du spectre calculé et du spectre expérimental. Un exemple d'un tel fit est présenté sur la figure IV-15.

Les paramètres plasma issus du fit du spectre expérimental pour une pression de 6.6 et 4 bars sont reportés dans le tableau suivant :

Pression (bars)	Densité d'atomes (cm^{-3})	Ionisation moyenne	Energie laser (J)	Densité électronique (cm^{-3})	Température électronique (eV)
6.6	$4.5 \cdot 10^{18}$	27	33	$1.25 \cdot 10^{20}$	360
4	$2.72 \cdot 10^{18}$	27	33	$0.75 \cdot 10^{20}$	320

3.3. Mesure du spectre du xénon dans le domaine du keV et dans le domaine XUV



Comme cela a été présenté dans l'introduction de ce chapitre, nous allons mesurer les transitions 3d-4f, 3p-4d et 3d-5f du xénon situées entre 9 et 16 Å. Nous allons étendre ce domaine spectral à la gamme XUV afin de produire un cas de référence pour le code AVERROES/TRANSPEC. Les transitions $\Delta n=0$ situées dans le domaine en énergie 10-140 Å seront utiles pour tester la validité du découpage en superconfigurations dans cette gamme spectrale. Comme l'indique la figure IV-16, nous envisageons de mesurer ces spectres avec résolution spatiale et sans résolution temporelle. En effet, les spectres résolus temporellement (mais non spatialement) mesurés en 2000 par l'équipe de C. Chenais-popovics montraient que la variation temporelle de l'émission X dans le domaine du keV était très faible, les spectres étant à peu près constants pendant la durée de l'impulsion laser [21].

3.3.1. Mesure et analyse du spectre X du xénon dans le domaine du keV

Mesure du spectre de xénon

Pour mesurer les spectres X avec résolution spatiale mais sans résolution temporelle, nous avons utilisé un spectrographe à cristal plan de TIAP, permettant d'observer toute la gamme en longueur d'onde couvrant les transitions 3d-4f, 3p-4d et 3d-5f, soit de 9 à 16 Å. Les spectres expérimentaux que nous avons obtenus ont été enregistrés sur film Kodak DEF, numérisés et calibrés en longueurs d'onde et en intensité selon la procédure qui a été détaillée au paragraphe §2.2.1.

La correspondance de la position des raies sur le film avec les longueurs d'onde a été réalisée à l'aide d'un tir de calibration. Dans un premier temps, nous avons enregistré le spectre X d'un jet de xénon à 4 bars à 1.3 mm de la buse. En conservant les mêmes conditions de tir, nous avons effectué un second tir, cette fois dirigé sur un fil d'aluminium, dont le spectre s'est imprimé sous le spectre de xénon. Le spectre de la figure IV-17 représente ces spectres de xénon et d'aluminium, obtenus avec respectivement une énergie de 17.3 et 11.6 J.

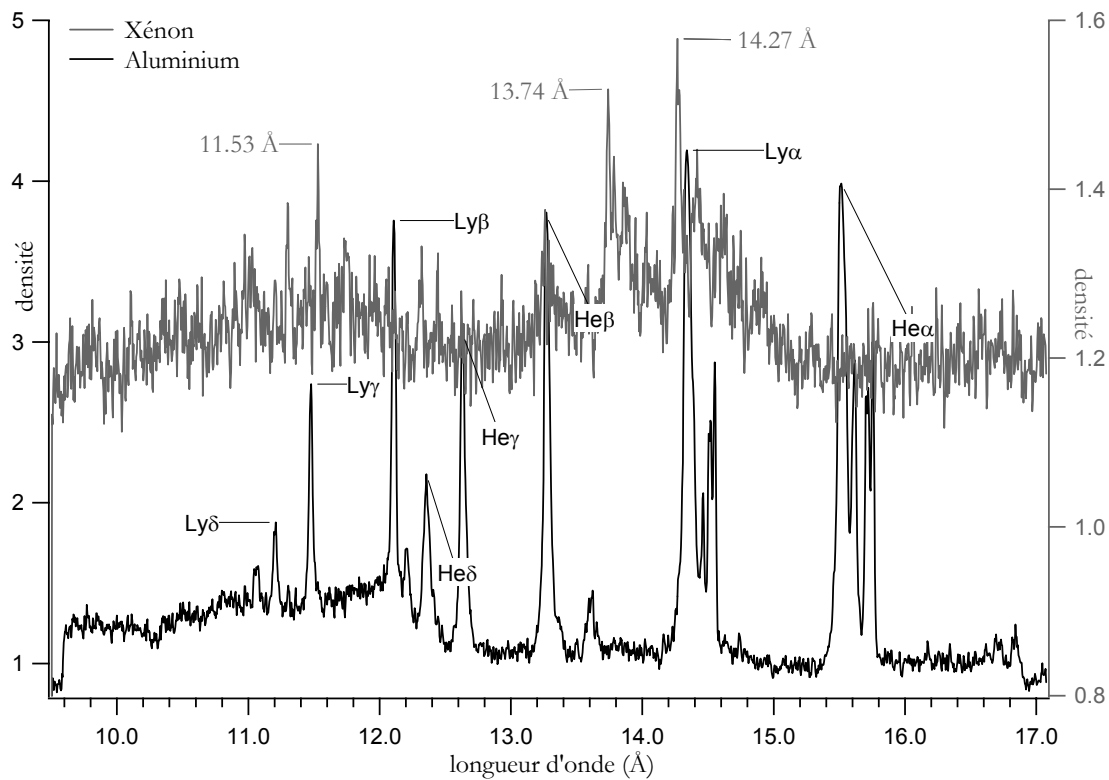


Figure IV-17 : Le tracé clair représente le spectre de xénon en densité, le tracé plus foncé est le spectre de l'aluminium en densité, au second ordre. Ces deux spectres ont été enregistrés dans la gamme 9 à 16 Å.

Sur le spectre de l'aluminium, mesuré au deuxième ordre, on a repéré les raies héliumoides (de la raie $He_{\alpha}=2 \times 7.757 \text{ \AA}$ à la raie $He_{\delta}=2 \times 6.177 \text{ \AA}$) et hydrogénoïdes (de la raie $Ly_{\alpha}=2 \times 7.17 \text{ \AA}$ à la raie $Ly_{\delta}=2 \times 5.604 \text{ \AA}$). La calibration en longueur d'onde a été réalisée en utilisant quatre de ces raies de référence pour former un polynôme de troisième degré. Celui-ci est ensuite appliqué au spectre de xénon. On a indiqué sur la figure IV-17 trois raies bien isolées, à partir desquelles nous avons calibré les différents spectres de xénon.

Les spectres présentés sur la figure IV-18 sont des spectres de xénon bruts (sans aucune correction de réponse instrumentale) exprimés en densité optique et correspondant à la coupe centrale sur le film. Nous présentons deux spectres à une pression de 4 et 6.6 bars, pour deux gammes d'énergie : 18 et 33 J.

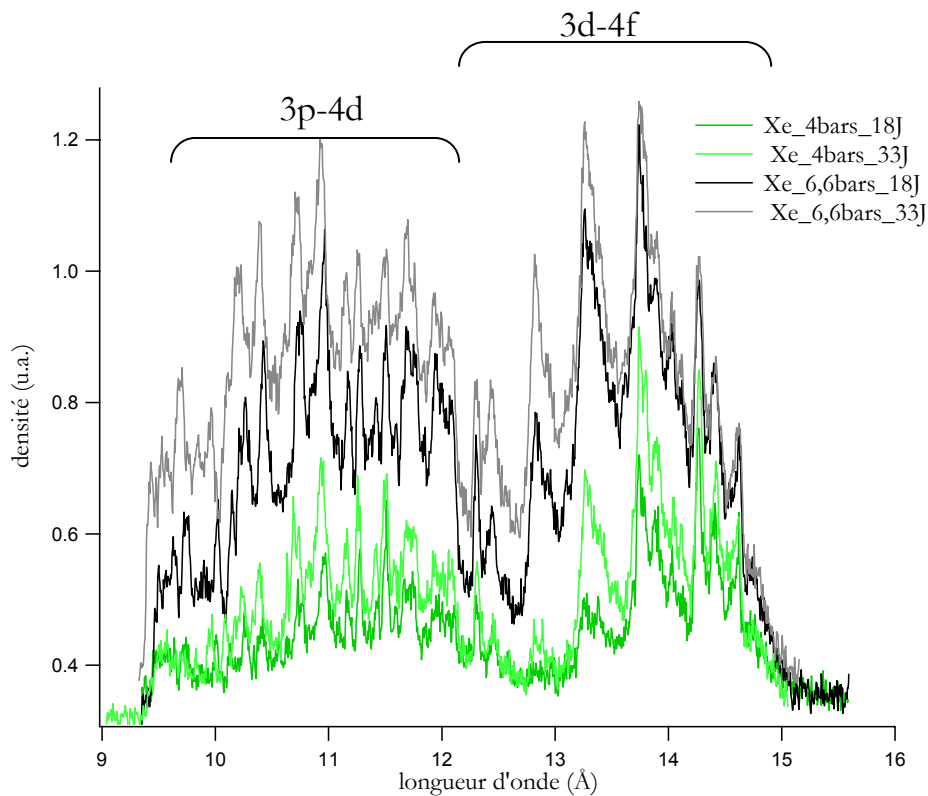


Figure IV-18 : Spectres de xénon en densité pour une pression de 4 et 6,6 bars à une énergie de 18 et 33 J, en fonction de la longueur d'onde.

La première remarque concerne la bonne reproductibilité des spectres. Pour une pression donnée, on constate que l'énergie laser influe sur l'intensité des faisceaux de raies, certains rapports sont modifiés (notamment autour de 13-14 Å où l'on voit l'évolution de l'ionisation suivant la variation relative des rapports des contributions Co-like, Fe-like et Mn-like). Si l'énergie laser déposée est plus importante, l'état d'ionisation du plasma est donc d'autant plus élevé. On remarque en effet, que les deux tirs à 33 J présentent un état d'ionisation supérieur de ceux à 18 J. La densité électronique est plus importante à 33 J et par conséquent, cela explique que l'intensité des raies soit plus grande. A énergie fixe, on constate de façon générale que les raies sont plus intenses et que les rapports des raies changent : cela signifie que l'état d'ionisation est différent pour chaque pression. Seule une étude précise du spectre en intensité peut permettre de quantifier ces rapports et d'effectuer une comparaison avec le spectre calculé. Nous allons interpréter dans la suite les différentes contributions que nous observons. Il est, avant tout, nécessaire d'appliquer les corrections inhérentes à l'instrumentation et à l'expérience pour obtenir le spectre en intensité exprimée en nombre de photons par angström et par stéradian.

que nous observons. Il est, avant tout, nécessaire d'appliquer les corrections inhérentes à l'instrumentation et à l'expérience pour obtenir le spectre en intensité exprimée en nombre de photons par angström et par stéradian.

Le graphique de la figure IV-19 représente l'ensemble des corrections (détaillées au paragraphe §2.2.1) appliquées aux spectres. L'intensité a été corrigée de la transmission du filtre de béryllium d'épaisseur $7\ \mu\text{m}$, de la réflectivité du cristal de TIAP et de la transmission du gaz « froid » qui n'a pas été chauffé par le laser.

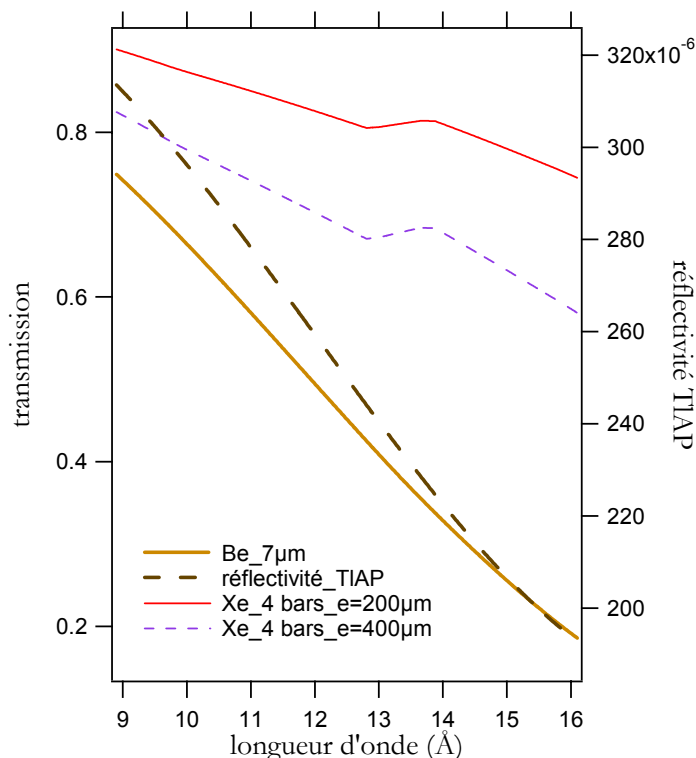


Figure IV-19 : Transmission du filtre de béryllium d'épaisseur $7\ \mu\text{m}$, réflectivité du TIAP, transmission du xénon froid à 4 bars pour deux exemples d'épaisseur traversée $e=200\ \mu\text{m}$ et $e=400\ \mu\text{m}$, en fonction de la longueur d'onde.

De façon générale, on remarque qu'à plus grande longueur d'onde, le coefficient de transmission à travers le gaz froid diminue et que l'épaisseur traversée influe donc de plus en plus sur l'intensité des raies. De plus, le coefficient de transmission décroît en fonction de la pression : à plus forte pression, le rayonnement issu du plasma chaud sera plus absorbé. La courbe de transmission du filtre de béryllium et celle de la réflectivité du cristal conjuguent leurs effets à grande longueur d'onde : on s'attend donc à ce que les raies 3d-4f dominent le spectre après déconvolution.

Nous présentons figure IV-20 les spectres présentés précédemment, corrigés des différents facteurs pré-cités.

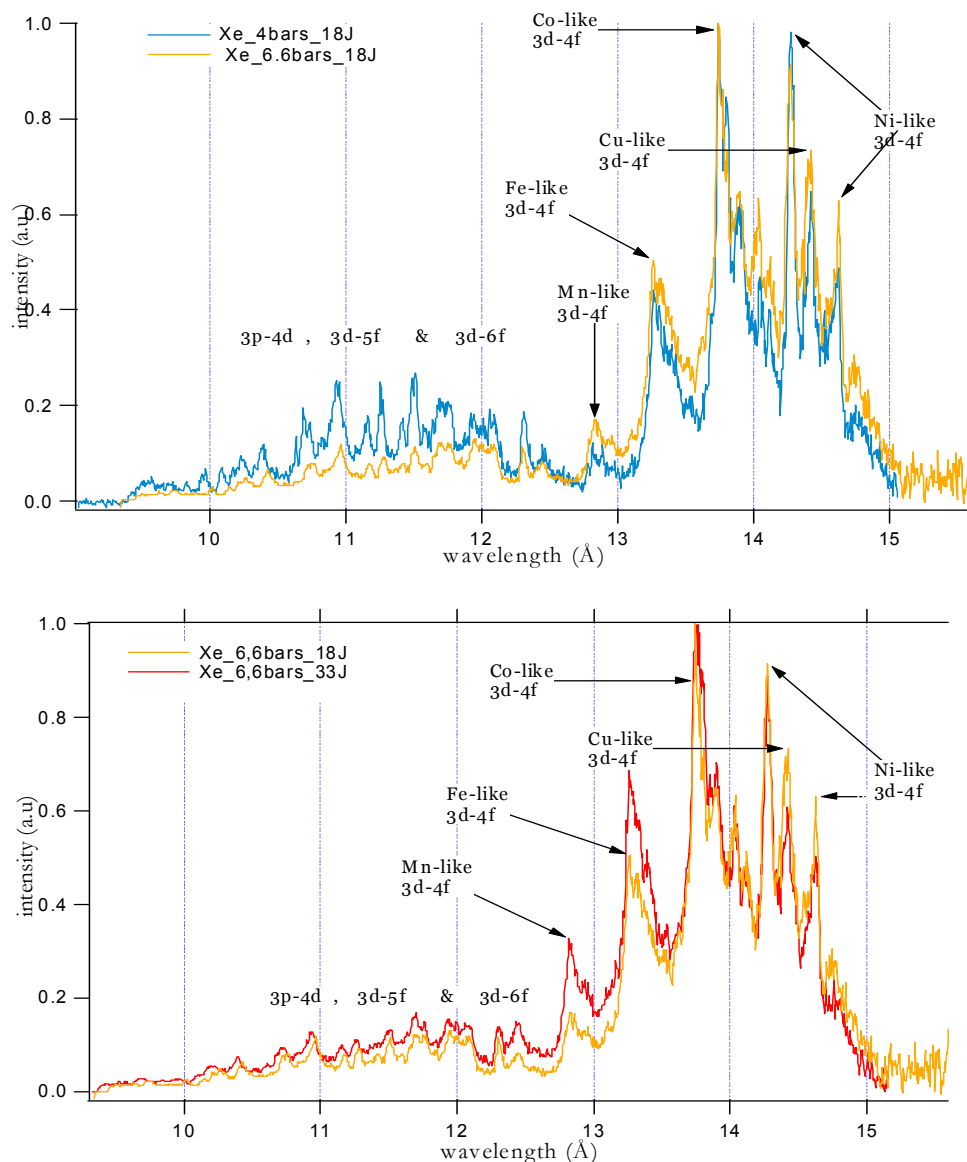


Figure IV-20 : Haut : spectres de xénon en intensité, corrigés, pour une pression de 4 et 6,6 bars à une énergie de 18 J, bas : spectres de xénon en intensité, corrigés, pour une pression de 6,6 bars à une énergie de 18 J et 33 J.

Les transitions 3p-4d, 3d-5f et 3d-6f sont mises en valeur (fig. IV-18) par les différents paramètres instrumentaux, tels que le filtre, le cristal, etc... Mais, le spectre de xénon est essentiellement dominé par l'émission issue des transitions 3d-4f, apparaissant à des longueurs d'onde supérieures à 12.5 Å, ceci est en outre caractéristique de l'émission en couche M. Les ions majoritairement présents sont les ions iso-électroniques du cobalt (Xe^{27+}) et du nickel (Xe^{26+}) entre 13.7 et 14.7 Å. D'autres espèces ioniques ont été identifiées, telles que les ions isoélectroniques du fer (Xe^{28+}) apparaissant autour de 13.2 Å, du manganèse (Xe^{29+}), participant au spectre autour de 12.7 Å. Enfin, on peut noter la contribution de l'ion isoélectronique du cuivre (Xe^{25+}) vers 14.4 Å.

La comparaison entre les spectres à 4 et 6.6 bars – à énergie fixée – montre qu'à plus grande pression, la plus grande absorption de l'énergie laser explique l'émission des spectres : le plasma est plus chaud et les ions iso-électroniques du fer et du manganèse sont préférentiellement peuplés. Ces pics d'émission avaient déjà été mesurés dans la référence [21], dans des conditions d'irradiation très légèrement différentes ($T_e=450\pm 40$ eV, $n_e=1.30\pm 0.05 \cdot 10^{20}$ cm⁻³ et $\langle Z \rangle=27.4\pm 1.5$). Dans cette référence, le plasma était plutôt peuplé par les ions iso-électroniques du fer et du cobalt, caractéristiques d'un plasma plus chaud. A plus courte longueur d'onde, les ions Ni-like et Co-like contribuent également : la région 9.5-12.5 Å couvrant les transitions 3p-4d, 3d-5f et 3d-6f.

Analyse des spectres avec AVERROES

Les spectres de xénon intégrés temporellement présentés dans cette section étaient représentatifs du rayonnement émis au centre du jet. Nous présentons sur la figure IV-21 une comparaison des spectres de xénon expérimental et synthétique. Le spectre expérimental correspond au spectre de xénon à une pression de 6.6 bars, pour une énergie de 18 J. Les spectres synthétiques présentés sur la figure IV-21 ont été calculés *ab initio* avec les paramètres plasmas déduits des diagnostics Thomson électronique et ionique. Les taux collisionnel-radiatifs ont été générés par le code AVERROES basé sur la notion de superconfigurations et sur le concept des super-faisceaux de transition (Super Transition Array). Ces données sont ensuite utilisées par le code TRANSPEC qui calcule la cinétique hors-ETL des populations ainsi que le spectre d'émission, pour une densité et une température donnée. Les résultats des calculs effectués par le code AVERROES/TRANSPEC avec les paramètres plasma issus des diagnostics Thomson, i.e. $T_e=340\pm 20$ eV et $n_i=4.5 \cdot 10^{18}$ cm⁻³, prédisent un état de charge moyen un peu trop faible. Toutefois, celui-ci permet de reproduire relativement bien le rapport des différentes structures des transitions 3d-4f dans le spectre expérimental entre 13 et 15 Å. Néanmoins, l'accord semble être meilleur s'il on augmente la température jusque 400 eV. Dans le calcul de ces spectres, on a tenu compte d'une longueur de réabsorption de 160 μm et d'une largeur instrumentale de 1.8 eV.

Pour une température de 400 eV, la comparaison du calcul théorique avec l'expérience autour de 13 Å montre que les ions iso-électroniques du manganèse sont sous-peuplés dans le calcul. Les ions iso-électroniques du fer sont très bien reproduits par le calcul et l'accord en longueur d'onde est satisfaisant. Nous avons pris la raie Co-like à 13.7 Å comme référence et avons normalisé les spectres par rapport à cette raie. On peut noter que ce groupement Co-like 3d-4f autour de 13.7 Å est reproduit dans son

ensemble avec un décalage en longueur d'onde de 49 mÅ. Cet écart pourrait s'expliquer par le fait que la description de ce groupement en STA reste grossière. Dans la perspective d'améliorer cet écart, il serait envisageable d'éclater ces STA avec un calcul relativiste des configurations. Enfin, les deux raies intenses à 14.27 Å et 14.62 Å peuvent être interprétées comme étant les deux raies nickeloides. L'intensité de ces raies est exagérée : le calcul des transitions relatives aux ions dont la dernière couche est complète est très sensible aux fluctuations de température. L'accord en longueur d'onde est assez satisfaisant pour les deux raies nickeloides mais il est beaucoup moins bon pour le groupement Cu-like, calculé à 14.481 Å et décalé de 73 mÅ par rapport à l'expérience.

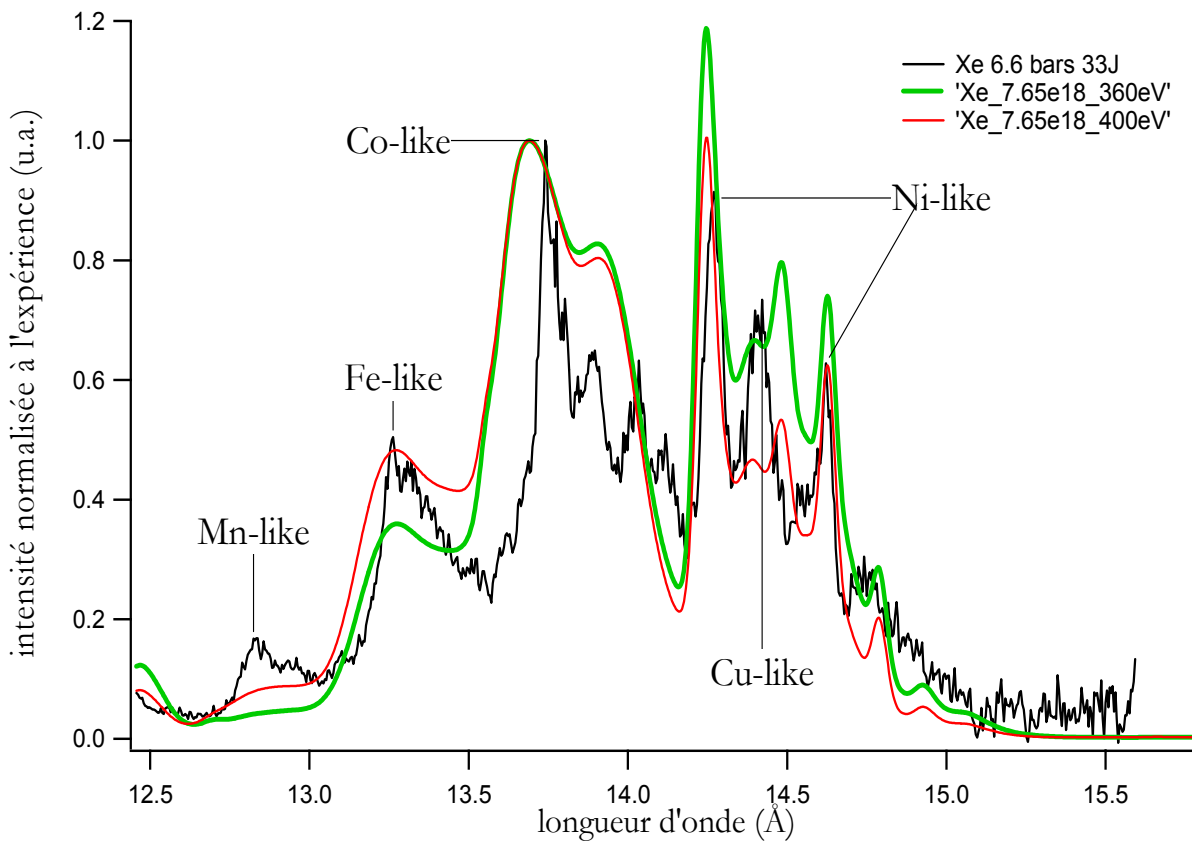


Figure IV-21 : Spectre expérimental de xénon à 6,6 bars pour une énergie de 18J (trait plein) superposé aux spectres synthétiques (pointillés) calculés par AVERROES/TRANSPEC pour $T_e=360$ eV et 400 eV et $n_i=4.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

En conclusion, on peut néanmoins dire que l'ensemble du spectre de xénon entre 12.5 et 15.5 Å est bien reproduit, pour des paramètres de plasma tels que $T_e=400$ eV et $n_i=4.510^{18} \text{ cm}^{-3}$. Toutefois, la méthode des STA, qui présente l'avantage d'un calcul compact, ne permet pas de reproduire précisément les positions des raies en longueur d'onde.

3.3.2. Mesure du spectre du xénon dans le domaine XUV

Mesure du spectre de xénon XUV

Dans le domaine XUV, nous avons utilisé un spectrographe à réseau en transmission de 5000 traits par millimètre, précédé d'un miroir en or sphérique en incidence rasante à 3.6° , dont la résolution est d'environ 1.2 \AA sur toute la gamme en longueur d'onde, de 10 à 140 \AA . Le signal est enregistré sur une caméra CCD amincie 1024×1024 et refroidie.

La première opération pour extraire un spectre exploitable consiste, dans un premier temps, à l'étalonner en longueur d'onde. Pour cela, nous avons tiré sur des feuilles de mylar et de polyéthylène, afin de créer des plasmas composés d'ions d'oxygène et de carbone dont les raies d'émission dans cette gamme de longueur d'onde sont bien connues. Pour plus de certitude, nous avons également étudié la position du groupement non-résolu 3d-4f du xénon à 13.7 \AA . Nous avons alors déduit une loi d'étalonnage, au regard de ces différents tirs de calibration.

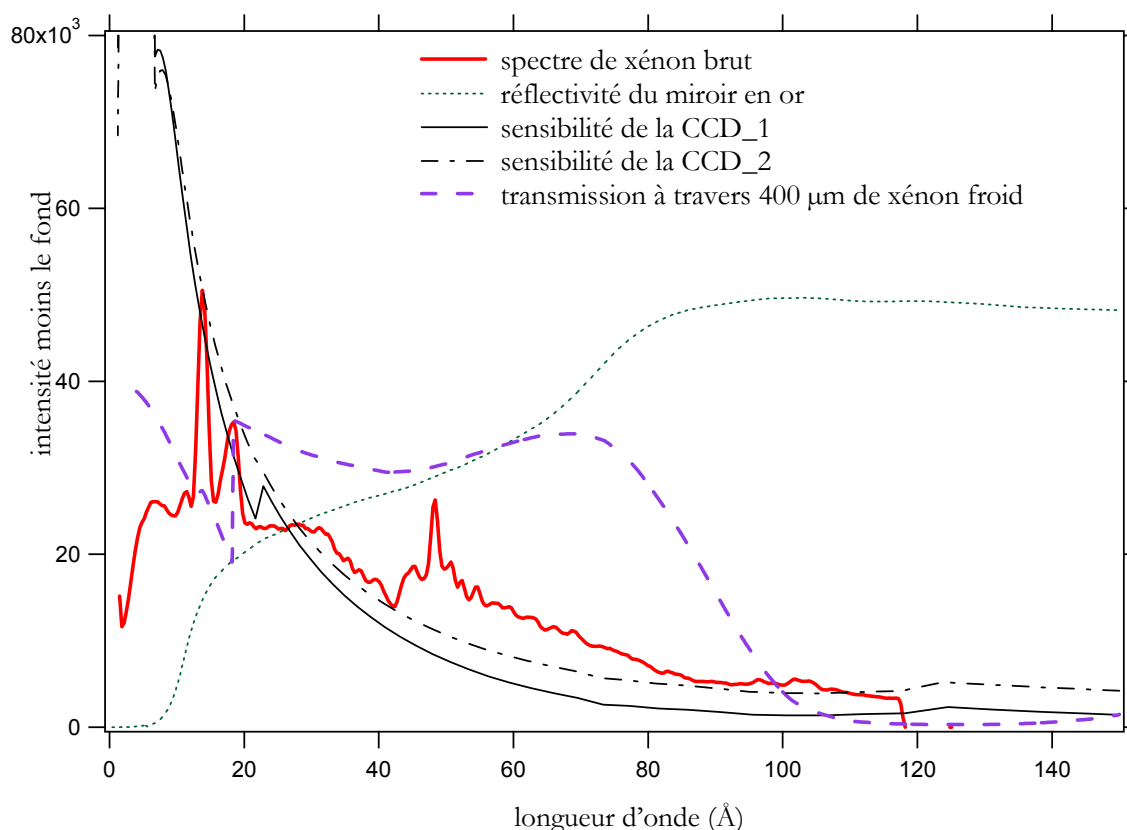


Figure IV-22 : spectre de xénon brut (trait plein) ; réflectivité du miroir (traits pointillés fins) ; sensibilités de la CCD (courbe 1 — et courbe 2 - - -) ; transmission du xénon froid sur $400 \mu\text{m}$ (traits pointillés épais).

La figure IV-22 représente un spectre XUV de xénon, à 6.6 bars et pour une énergie de 33 J. Nous avons fait figurer la réflectivité du miroir en or (pointillés fins) et la transmission du gaz froid à travers une épaisseur de 400 μm (pointillés épais). De plus, si l'on se réfère au chapitre 3, on remarquera que la courbe de réponse de la CCD autour de 100 \AA présente une incertitude d'un facteur 4 environ. Ainsi, la correction induite par cette CCD doit être considérée avec réserve dans cette région spectrale: nous faisons donc figurer ces deux courbes (CCD_1 et CCD_2) sur la figure IV-22 et analyserons les spectres expérimentaux en tenant compte de cet écart. Le spectre expérimental de xénon brut ne présente que peu de structures : on observe toutefois une raie autour de 13.7 \AA , qui correspond au spectre X dur que nous avons étudié précédemment. Un groupement autour de 18.45 \AA précède un vaste plateau qui s'étend jusque 40 \AA . On observe enfin une dernière structure autour de 50 \AA , puis le signal devient faible au delà.

On remarque que le miroir sphérique laissera passer davantage les plus grandes longueurs d'onde. Au contraire, la sensibilité de la CCD Photometrics chute considérablement au delà de 13 \AA : ceci pose un véritable problème dans l'analyse du spectre. La transmission du rayonnement au travers du gaz froid semble également compliquer l'analyse : il existe une discontinuité dont la position en longueur d'onde coïncide avec un groupement observé à 18.45 \AA . De plus, l'absorption du rayonnement dans le xénon froid n'est quantifiable que de façon moyenne puisque le rayonnement est intégré spatialement tout le long de l'axe laser. Nous allons toutefois, par la suite tenter d'en expliquer l'influence sur le spectre et voir si, en tenant compte de ces trois facteurs, il est possible de reproduire le spectre expérimental par le calcul effectué avec AVERROES/TRANSPEC.

Analyse du spectre XUV avec AVERROES

Sur la figure IV-23, la correction du spectre de xénon brut par la courbe de sensibilité notée CCD_1 et par la réflectivité du miroir en or fait apparaître de nouvelles structures sur le spectre expérimental. Tout d'abord, la raie autour de 50 \AA devient proéminente, elle est suivie d'un plateau dans lequel apparaissent des structures. Enfin, ces corrections mettent en évidence la présence d'un groupement de raies autour de 100 \AA . Sur cette même figure, on trouve le tracé du spectre de xénon convolué en plus par la transmission à travers 100 μm de gaz froid. Cette correction induit un décalage en longueur d'onde du pic d'émission situé à 18.45 \AA , et modifie très peu le spectre, mis à part le groupement situé autour de 100 \AA dont l'intensité augmente exagérément.

La figure IV-23 superpose aux deux spectres expérimentaux ainsi décrits, le spectre XUV du xénon calculé par AVERROES utilisant les paramètres Thomson : $T_e = 400 \text{ eV}$ et $n_i = 4.510^{18} \text{ cm}^{-3}$ (en trait plein). On remarque plusieurs points importants.

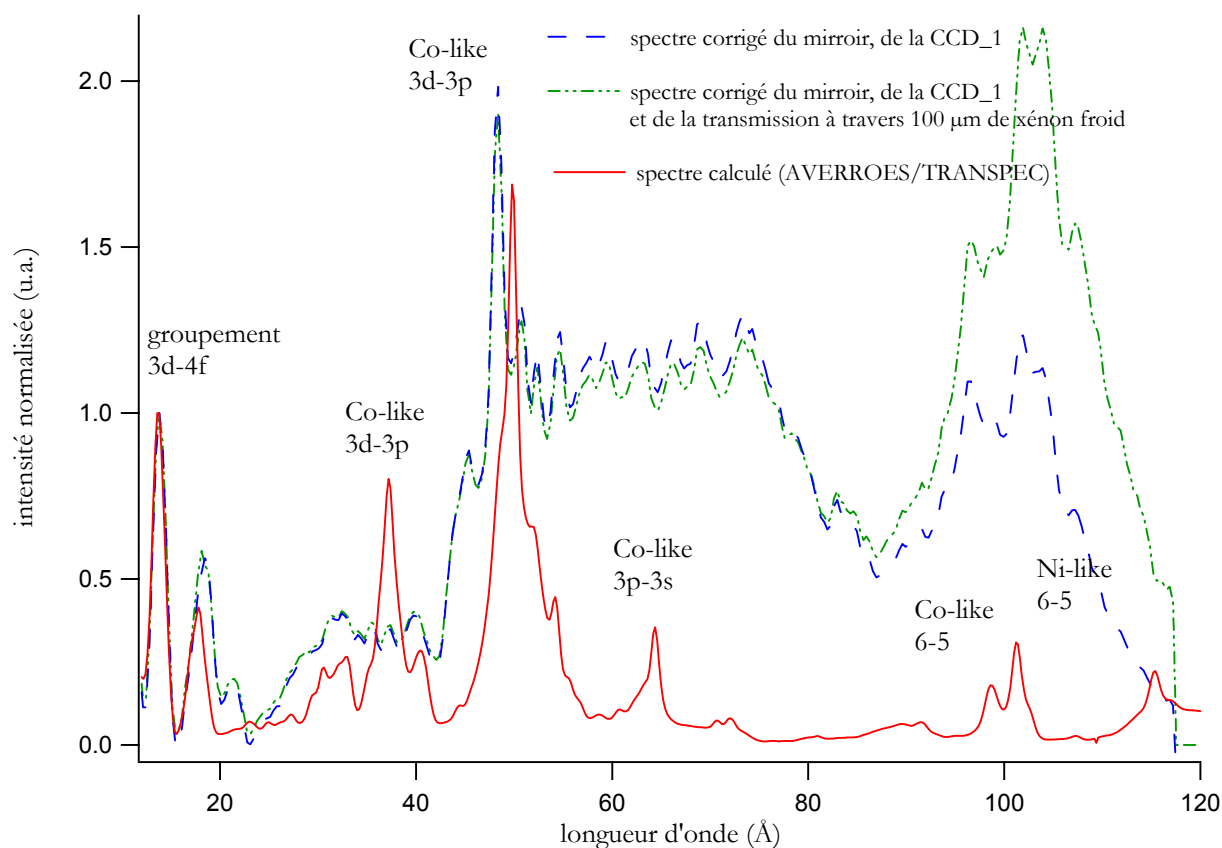


Figure IV-23 : Spectre expérimental de xénon corrigé de la réflectivité du miroir et de la sensibilité de la CCD_1 (en vert), spectre expérimental de xénon corrigé de la réflectivité du miroir et de la sensibilité de la CCD_1 et de la transmission à travers $100 \mu\text{m}$ de gaz froid (en bleu), superposés au spectre théorique de xénon calculé par AVERROES (en rouge).

Le spectre théorique présente un groupement de raies émises par les ions iso-électroniques du cobalt autour de 37.2 \AA . Ce groupement de transitions 3d-3p n'apparaît pas nettement dans le spectre expérimental mais se trouve sans doute noyé dans le plateau qui s'étend de 20 à 40 \AA environ. La raie intense du spectre théorique à 49.8 \AA est décalée de 1.42 \AA de la raie expérimentale. Cette différence peut s'expliquer par le fait que les calculs ne sont pas forcément optimisés pour être très précis dans cette gamme spectrale. De plus, l'épaule située à plus courte longueur d'onde n'est

pas reproduit par le calcul. Les transitions 3p-3s de l'ion iso-électronique du cobalt sont probablement noyées dans le plateau qui s'étend de 60 à 80 Å. Enfin, autour de 100 Å, les transitions 6-5 des ions iso-électroniques du cobalt et du nickel sont assez bien reproduites, mais l'intensité du groupement 6-5 est exagérée. Nous attribuerons cette disproportion à la courbe de réponse de la CCD dont les effets à grande longueur d'onde se conjuguent avec ceux dus à la transmission à travers le xénon froid. Par la suite, nous traiterons donc le spectre brut avec la réponse n°2 (notée CCD_2) de la CCD, qui devrait minimiser l'intensité du groupement 6-5. Au delà, aucune raie n'est identifiable et le spectre expérimental perd en intensité : la sensibilité de la CCD dans cette zone est trop faible.

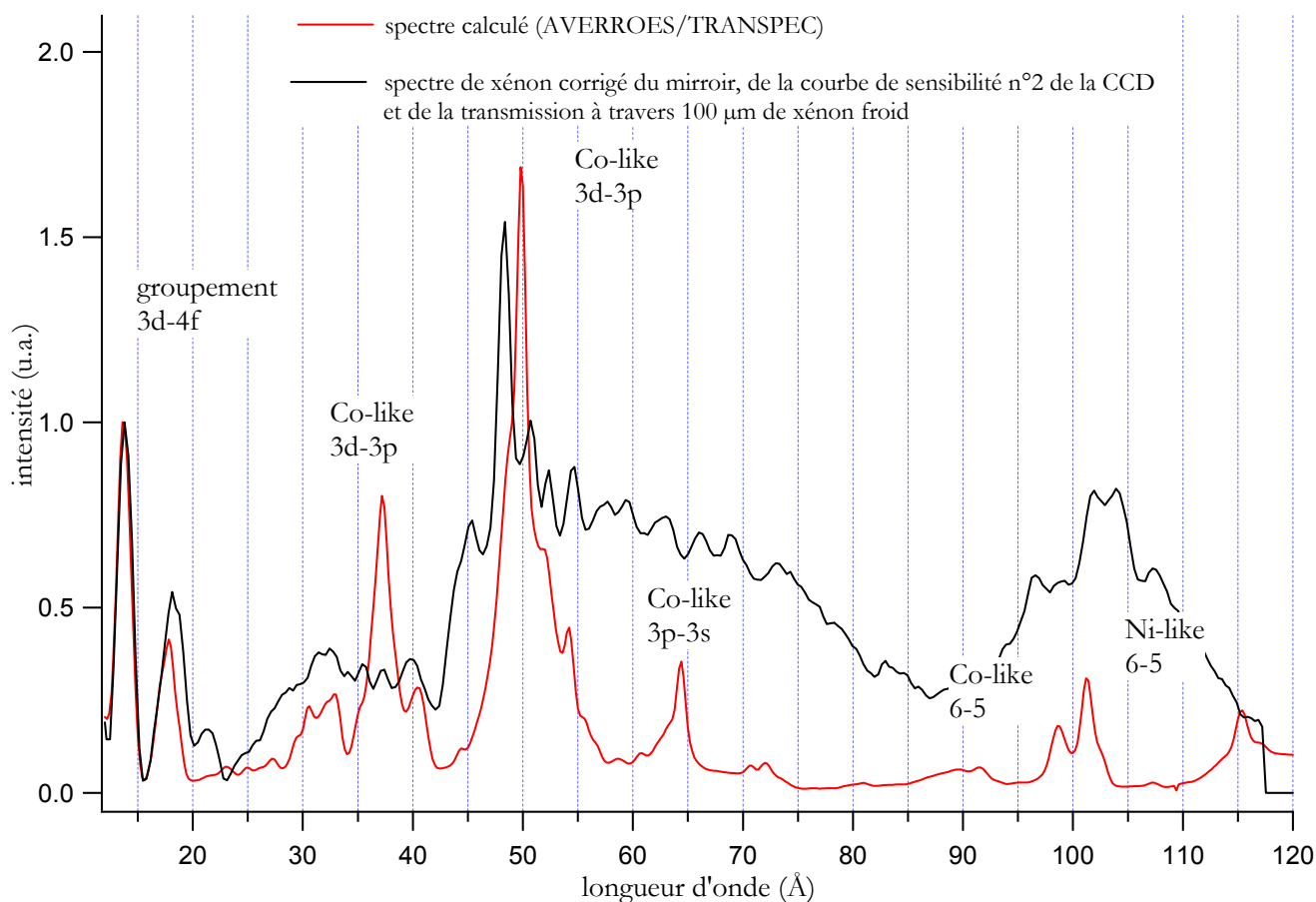


Figure IV-24 : Spectre expérimental de xénon corrigé de la réflectivité du miroir, de la courbe de sensibilité n°2 de la CCD, de la transmission à travers 100 µm de gaz (en noir), superposé au spectre théorique de xénon calculé par AVERROES (en rouge).

De façon générale, le spectre théorique, calculé avec les paramètres Thomson du spectre X dur $T_e = 400 \text{ eV}$ et $n_i = 4.510^{18} \text{ cm}^{-3}$, reproduit moyennement le spectre expérimental. Les structures apparaissant entre 30-50 Å et 55-75 Å ne sont pas du tout reproduites par le calcul utilisant ces paramètres.

Par contre, si l'on calcule le spectre XUV à différentes températures pour la même valeur de la densité ionique, on s'aperçoit que certaines structures du spectres expérimentales trouvent une justification. La figure IV-25 reproduit les spectres de xénon calculés par TRANSPEC à une densité ionique $n_i = 4.510^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour des températures différentes allant de $T_e = 200$ à 650 eV .

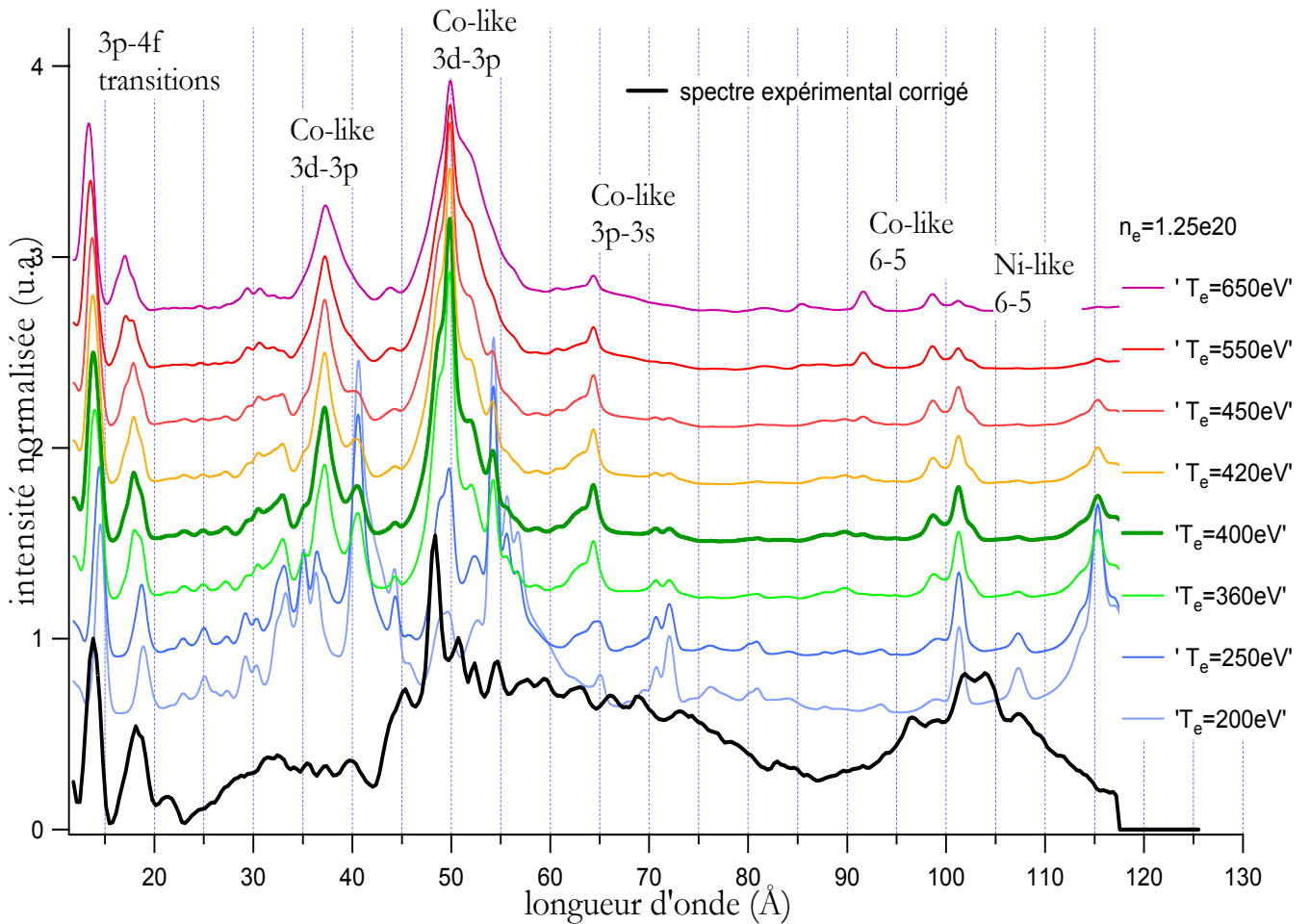


Figure IV-25 : Spectre expérimental de xénon corrigé de la réflectivité du miroir, de la sensibilité courbe n°2 de la CCD, et de la transmission à travers 100 µm de gaz froid (en noir), superposé aux spectres théoriques de xénon calculés par AVERROES (en trait plein) pour des températures électroniques de 200, 250, 360, 400, 420, 450, 550 et 650 eV. La courbe théorique en trait gras est calculée avec les mêmes paramètres que ceux du spectre X dur.

On remarque que le spectre XUV évolue notablement en fonction de la température. A basse température, des structures apparaissent entre 30 et 45 Å et une raie bien isolée est repérée à 40.6 Å. Ces groupements disparaissent quand on augmente la température, au profit d'un pic situé à 37.1 Å. Les structures apparaissant entre 50 et 75 Å trouvent désormais une explication avec les spectres calculés à 200 et 250 eV. Les spectres calculés à ces faibles températures expliquent une partie des structures observées sur le spectre expérimental, dont la forme résulterait d'un effet d'intégration temporelle et spatiale le long de l'axe de visée. Une résolution temporelle et une résolution spatiale s'avèrent donc nécessaires pour tenter de reproduire ces premiers résultats.

3.4. Conclusion

L'expérience réalisée sur des plasmas de xénon créés par interaction laser-jet de gaz a permis d'enregistrer des spectres X dans la gamme 9 à 16 Å avec une mesure simultanée des paramètres du plasma par diffusion Thomson. Les spectres d'émission enregistrés correspondaient aux transitions 3d-4f, 3p-4d, 3d-5f et 3d-6f (bande M). Totalement indépendamment de la mesure, nous avons pu obtenir une restitution satisfaisante de ces spectres par le code AVERROES dans la gamme spectrale correspondant à ces transitions, en n'utilisant que les paramètres donnés par la diffusion Thomson. Il est apparu que ce travail et celui réalisé lors d'une campagne précédente étaient probablement les meilleures expériences existant actuellement pour l'obtention de benchmark d'émissivité HETL. Ces travaux ont également servi de cas-test pour une comparaison internationale de codes de physique atomique au Workshop HETL à Gaithersburg, Etats-Unis.

Nous avons étendu l'analyse spectrale à la gamme XUV afin de fournir des cas de référence les plus complets. Cette expérience a montré la faisabilité de l'obtention d'un spectre XUV dans ces conditions mais des problèmes techniques ont limité l'analyse. Les problèmes essentiels étaient : une réponse de la caméra mal connue à grande longueur d'onde et l'absorption par le xénon environnant. Ainsi, dans le domaine XUV, les résultats restent préliminaires mais laissent entrevoir une suite encourageante moyennant quelques améliorations. A l'heure de cette rédaction, le projet est de reconduire ce type d'expérience sur l'installation LULI-2000 en exploitant cette fois, la plus grande énergie possible afin de réaliser des plasmas de plus grand volume ou plus chauds pour couvrir une gamme en densité-température plus large. L'étude dans la gamme XUV bénéficiera de perfectionnement. Premièrement, pour s'affranchir des

- Chapitre 4-

perturbations liées à la présence du gaz froid autour du plasma, le jet de gaz sera chauffé sur un plus grand diamètre (500 μm au lieu de 160 μm). Deuxièmement, un filtre d'aluminium de 0.1 micron sera monté pour limiter la lumière parasite. Enfin, le montage d'une caméra à balayage de fente derrière ce spectrographe à réseau permettra de résoudre temporellement l'émission XUV du plasma. Cette résolution temporelle permettra d'étudier la variation de l'émission XUV au cours du temps et de valider ou pas les conclusions préliminaires apportées dans ce chapitre.

*** * Références du chapitre IV * ***

- [1] Lindl, J.D., Phys. Plasmas **2**, 3933 (1995)
- [2] Fournier, K.B. *et al.*, Nucl. Fusion **37**, 825 (1997); Asmussen, K. *et al.*, *ibid* **38**, 967 (1998)
- [3] Whitney, K.G. *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **8**, 3708 (2001)
- [4] *X-ray Lasers 2000, 7th International conference on X-ray Lasers*, edited by Jamelot, G., Möller, C. & Klisnick, A. (EDP Sciences, Les Ulis 2001)
- [5] Fiedorowicz, E. *et al.*, Appl. Phys. **B 70**, 305-9 (2000)
- [6] Skobelev, I. Yu. *et al.*, J. Phys B: At. Mol. Phys. **32**, 113-22 (1999)
- [7] Rice, J.E., Fournier, K.B., Goetz, J.A., Marmar, E.S. & Terry, J.L., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **33**, 5435 (2000)
- [8] Koenig E., Physica **62**, 393 (1972)
- [9] Chenais-Popovics, C. *et al.*, Rapport annuel du LULI, année 2000.
- [10] Peyrusse, O., J. Phys. B, **33**, 4303 (2000) ; *ibid*, J.Q.S.R.T. **71**, 571 (2001).
- [11] Kelly, R. L., J. Phys. Chem. Ref. Data **16**, Suppl 1 (1987)
- [12] Henke *et al.*, J. Opt. Soc. Am. B **3**, n°11, 1540 (1986)
- [13] Henke *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables **27**, 1 (1982)
- [14] Burek, A., Space Sci. Instrum. **2**, 53 (1976)
- [15] Tragin, N., Geindre, J.P., Monier, P., Gauthier, J.C., Chenais-Popovics, C., Wyart, J.F. & Bauche-Arnoult, C., Physica Scripta **37**, 72 (1988)
- [16] Wyart, J.F., Fajardo, M., Missalla, T., Gauthier, J.C., Chenais-Popovics, C., Klopfel, D., Uschmann, I. & Forster, E., Physica Scripta T**83**,35 (1999)

[17] Gauthier, J.C., Geindre, J.P., Monier, P., Luc-Koenig, E. & Wyart, J.F., J. Phys. B: At. Mol. Phys. **19**, L385 (1986)

[18] Burkhalter, P.G., Shiloh, J., Fisher, A., Cowan, R.D., J. Appl. Phys. **50**, 4532 (1979)

[19] Chenais-Popovics, C. *et al.*, Phys. Rev. **E 65**, 016413 (2001)

[20] Fournier, K.B., Bauche, J. & Bauche-Arnoult, C., J. Phys. B **33**, 4891 (2000)

[21] Chenais-Popovics, C. *et al.*, Phys. Rev. **E 65**, 046418 (2002)

Chapitre 5

Spectroscopie résolue temporellement en régime femtoseconde

Le développement des lasers de courte durée d'impulsion (< 1 ps) offre une nouvelle approche à la création d'un milieu de matière chaude et à haute densité. En effet, l'interaction d'un laser ultra-bref avec une cible solide permet de chauffer la matière proche de la densité du solide à des températures élevées et d'obtenir alors une source de rayonnement X d'une durée de quelques picosecondes. L'énergie laser est déposée sur l'épaisseur de peau à la densité du solide avant que l'expansion hydrodynamique n'ait lieu. L'étude spectroscopique de ces plasmas transitoires permet de tester la modélisation de la physique atomique HETL en régime fortement instationnaire.

1. Etude de plasmas d'aluminium et de sélénium à 0.53 μm

1.1. Introduction

L'interprétation des spectres X de plasmas créés lors de l'interaction d'une impulsion laser ultra-courte avec une cible est délicate. Plusieurs phénomènes rendent complexe l'analyse des résultats. La présence d'une pré-impulsion ou d'émission spontanée amplifiée peut produire un plasma de faible densité devant la cible et ainsi compliquer l'interaction de l'impulsion principale avec la cible. Même en minimisant ces facteurs, l'absorption de l'énergie laser et la création d'électrons chauds pendant l'interaction induisent l'apparition de forts gradients d'une part le long de l'axe laser et radialement d'autre part. La première condition expérimentale à remplir est donc de doubler le faisceau de chauffage pour minimiser l'ASE et de l'utiliser en polarisation S de façon à réduire la production de particules énergétiques.

La limitation des gradients longitudinaux a été rendue possible grâce à l'emploi de feuilles minces. D'ailleurs, de nombreuses études de l'émission X de telles feuilles irradiées par des lasers ultra-courts ont été réalisées ces dernières années [1-6] et ont montré l'efficacité de cette technique. Ces feuilles minces présentent l'avantage d'être uniformément chauffées à densité constante pendant toute la durée de l'impulsion laser. En effet, l'onde de conduction thermique a eu le temps de se propager à travers l'épaisseur de la feuille avant qu'aucune expansion hydrodynamique n'ait lieu. Par ailleurs, la répartition de l'énergie dans la tache focale du laser a des répercussions sur la forme du plasma. Elle conduit à l'apparition de gradients selon la direction transverse à l'axe laser. La présence d'un tel plasma complique nettement l'analyse. L'effet de ces gradients radiaux sur la durée d'émission X a été pressenti mais n'a jamais été isolé [4]. En particulier, le plasma plus froid situé en dehors de la région de focalisation du laser pourrait modifier la durée d'émission X, et son profil spectral. Il faut alors imaginer une solution pour réduire significativement ce gradient radial. L'idée est d'observer ces mêmes feuilles minces à travers un trou, collé à la cible, ce qui permet de s'affranchir de l'émission issue des bords radiaux du plasma. L'émission X enregistrée par les détecteurs est alors exclusivement issue de la partie la plus homogène du plasma.

Dans cette partie, nous nous proposons, dans un premier temps, d'analyser les spectres expérimentaux d'aluminium ($Z=13$) dans la gamme couverte par un cristal de KAP, soit de 7.7 à 8.4 \AA . Cette région comprend

la raie de résonance (que l'on notera He_{α} dans le reste du texte) $1s^2-1s2p$ de l'aluminium héliumoïde Al^{11+} et ses satellites [7] et couvre également la région où peuvent être observées les transitions $n=1$ à $n=2$ des ions Al^{4+} à Al^{11+} avec une lacune en couche interne [8]. Nous nous penchons particulièrement sur les problèmes des gradients radiaux en limitant l'extension latérale de l'émission X en l'observant à travers un sténopé gravé dans la cible. De plus, nous étendons le domaine d'étude aux matériaux de Z élevés, tels que le sélénium ($Z=34$) et le samarium ($Z=62$). La densité surfacique de ces feuilles minces a été fixée à $22 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, de manière à observer la même quantité de matière ablatée. Dans un deuxième temps, nous analyserons la durée d'émission X de ces spectres. Et enfin, nous comparerons nos résultats expérimentaux avec les simulations hydrodynamiques réalisées avec FILM et/ ou MULTI et de physique atomique réalisées avec le postprocesseur AVERROES-TRANSPEC.

1.2. Mise en oeuvre expérimentale

Ce paragraphe décrit le dispositif expérimental utilisé pour la campagne d'expérience réalisée sur la chaîne 100 TW du LULI. La figure V-1 présente une vue d'ensemble du montage de base, les diagnostics utilisés et les faisceaux laser employés. L'objectif de cette expérience était d'étudier la dépendance temporelle de l'émission X de cibles solides chauffées par laser. L'impulsion laser avait une largeur temporelle à mi-hauteur de 300 fs. Dans le but de réduire les effets dus à l'ASE, le faisceau était doublé en fréquence ($\lambda = 0.53 \mu\text{m}$) et utilisé en polarisation S afin de minimiser l'absorption résonnante. Cette configuration permettait donc d'optimiser le rayonnement thermique du plasma et minimisait la production de raies en couches internes dues à la présence d'électrons suprathermiques. Le faisceau principal, issu du compresseur à réseaux sous vide, entrait dans la chambre d'interaction et était focalisé par une parabole hors axe de focale $f=750 \text{ mm}$. L'énergie laser de 10 J maximum pouvait varier d'un facteur 10 et le diamètre de la tache focale pouvait également varier d'un facteur 2 afin de couvrir une gamme en intensité de 2×10^{17} à $10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$.

Les spectres d'émission X résolus dans le temps étaient enregistrés à l'aide d'un spectromètre à cristal tronconique de KAP [9,10] couplé à une caméra à balayage de fente ultra-rapide de résolution temporelle 800 fs [11]. La géométrie particulière de ce cristal était nécessaire pour focaliser les rayons X dans le plan de la photocathode, comme nous l'avons décrit au chapitre 3. Une CCD 12 bits placée derrière l'intensificateur de la streak enregistrerait ces spectres.

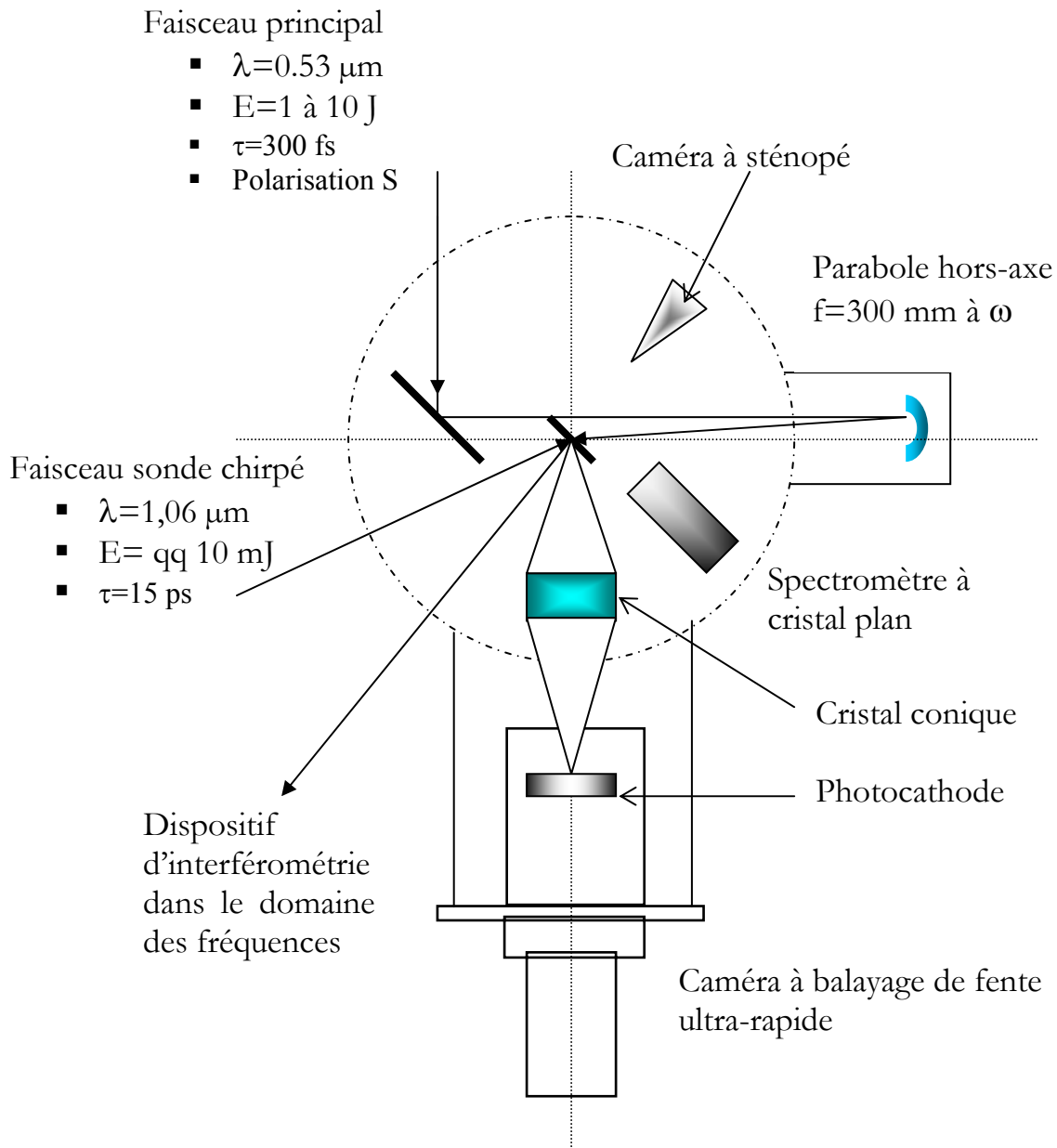


Figure V-1 : Dispositif expérimental utilisé pour la campagne d'étude de l'interaction d'une impulsion femtoseconde avec une feuille d'aluminium et de sélénium

Nous avons aussi mesuré les spectres en émission du samarium dans cette même gamme puisque cet élément peut être utilisé en tant que backlighter pour mesurer les transitions 1s-2p de l'aluminium en spectroscopie d'absorption de plasmas de basse température. La longueur de la fente d'entrée de la caméra à balayage de fente ne permettait pas de mesurer la totalité de la gamme spectrale 7.7 à 8.4 Å réfléchi par le cristal de Bragg. Aussi, nous avons choisi de caler la raie He_α de l'Al sur la fente de

la caméra. La gamme effectivement accessible par la caméra était en fait restreinte entre 7.7 et 8 Å.

Un spectromètre à cristal plan d'ADP permettait de mesurer, avec une CCD 12 bits, la région 5-9 Å, avec une bonne résolution spectrale ($\lambda/\Delta\lambda=2000$). Cependant, aucun spectre n'était suffisamment intense pour être exploitable. Ceci était principalement dû au fait que le spectromètre observait le plasma avec un angle trop faible par rapport à la surface de la cible.

Une chambre à sténopé munie d'un nez percé d'un trou de 10 µm de diamètre enregistrerait l'image X du plasma avec une CCD 8 bits, protégée par un filtre de béryllium de 7 µm d'épaisseur.

Un diagnostic d'interférométrie dans le domaine des fréquences (FDI) de l'arrière de la cible était utilisé pour nous fournir une mesure de l'expansion hydrodynamique du plasma fonction du temps pour chaque tir. Le descriptif de ce dispositif est détaillé au chapitre 3 de cette thèse. Une CCD 12 bits enregistrerait les interférogrammes spatio-temporels.

1.3. Durée d'émission X des spectres d'aluminium, de sélénium et de samarium enregistrés entre 7.7 et 8 Å

Avant d'effectuer les mesures de durée d'impulsion, nous avons défini les conditions de bon fonctionnement de la caméra streak. Ainsi que nous l'avons décrit au chapitre 3 de cette thèse, la vitesse de balayage, la gigue et l'intensité de saturation de l'optique électronique sont autant de paramètres que nous avons pris soin de définir précisément. Ainsi, toutes les mesures présentées ci-après ont été obtenues en considérant une vitesse de balayage de 200 ± 10 fs/px, une gigue de 10 ps environ et un signal qui sature au delà de 75 coups (au dessus du bruit de fond) sur la CCD.

1.3.1. Cas d'un élément léger : l'aluminium

Dans cette partie nous nous proposons de mettre en évidence les caractéristiques des spectres d'aluminium obtenus pour différents types de cibles, à savoir des cibles massives, des feuilles minces et des feuilles minces vues à travers un sténopé de diamètre variable. Nous étudierons également l'allure des spectres en fonction de l'énergie laser.

Cible massive d'aluminium

La figure V-2 montre un spectre d'aluminium résolu en temps observé sur cible massive. Avec une énergie laser de 1 J et une tache focale de 20 μm de diamètre, l'intensité laser atteignait 10^{18} W/cm². En plus du filtre de Be de 7 μm d'épaisseur, le spectre était atténué avec une feuille de mylar de 10 μm d'épaisseur.

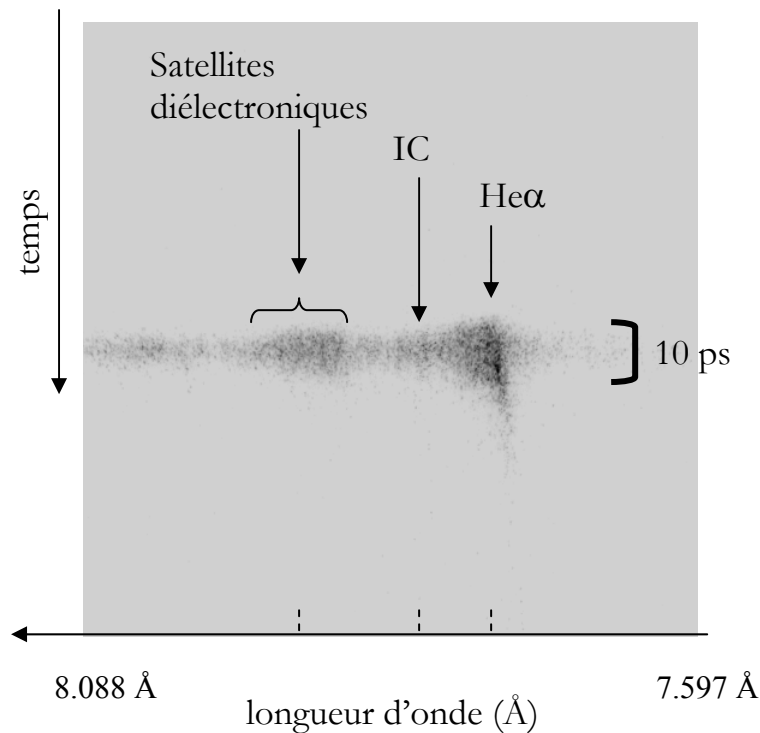


Figure V-2 : Spectre d'aluminium observé sur cible massive résolu en temps, dans la gamme spectrale 7.6 à 8.1 Å, avec une énergie laser de 1 J.

La raie de résonance $1s^2-1s2p$ de Al^{11+} , fortement élargie vers les faibles énergies, et les satellites diélectroniques lithiumoïdes $1s^2 2l - 1s 2l 2l'$ de Al^{10+} sont repérés et entourés d'un continuum de faible intensité. L'élargissement de la raie $\text{He}\alpha$ est attribué à la contribution des raies satellites lithiumoïdes ayant des électrons spectateurs en couche $n=3$ ou $n=4$. La raie d'intercombinaison $1s^2 {}^1S_0 - 1s2p {}^3P_1$ de Al^{11+} (notée IC sur la figure V-2) est très faible, ce qui est caractéristique d'un plasma à très haute densité. Les satellites diélectroniques correspondent à un état doublement

excité et sont donc caractéristiques d'une température électronique assez élevée.

D'une façon générale, on remarque que la raie de résonance héliumoisde de l'aluminium dure toujours plus longtemps que les autres raies. Elle dure en fait pendant toute la phase de recombinaison du plasma. Les satellites diélectroniques durent beaucoup moins longtemps puisque leur existence n'est avérée que lorsque le plasma est très chaud, c'est à dire tout au début de l'interaction. Le continuum, très court, est sans doute dû à la présence de satellites de niveaux très élevés.

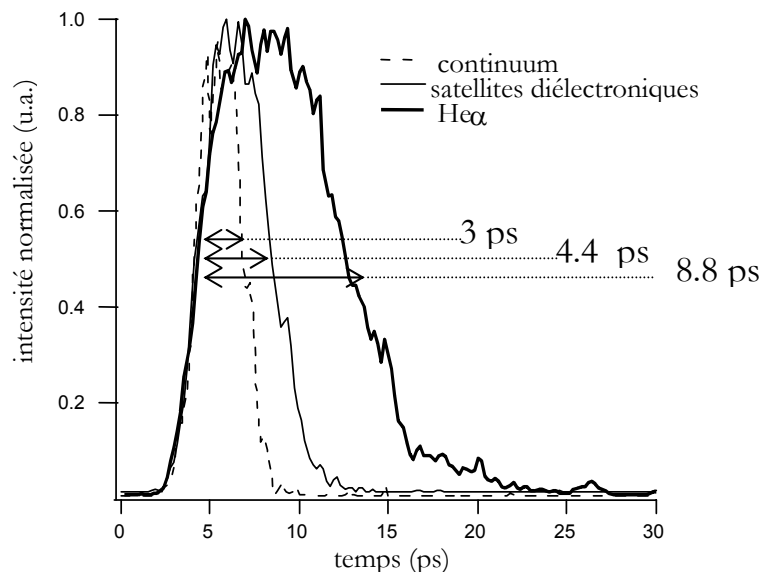


Figure V-3 : Durée de la raie He α , des satellites et du continuum pour une cible massive d'aluminium irradiée avec une énergie de 1 J (Coupes réalisées sur le spectre de la figure V-2)

Plus précisément, la figure V-3 est une mesure des durées des raies présentes sur le spectre de la figure V-2, c'est à dire une cible massive d'aluminium irradiée avec une énergie de 1 J. Les coupes réalisées le long de l'axe temporel montrent que la raie He α dure 8.8 ps à mi-hauteur, et qu'un pied assez long suit cette émission, pendant la phase de recombinaison du plasma. Les satellites diélectroniques durent 4.4 ps à mi-hauteur, enfin le continuum est plus court, soit 3 ps à mi-hauteur.

Feuille mince d'aluminium et feuille mince vue à travers un sténopé

Nous allons maintenant comparer l'émission d'une feuille mince d'aluminium à celle issue d'un sténopé disposé sur cette même feuille.

La figure V-4 montre les spectres de feuilles minces d'aluminium de 800 \AA en direct et à travers un sténopé de diamètre $50 \mu\text{m}$ avec une énergie laser de 10 J . La structure du spectre est tout à fait similaire à celui observé sur la figure V-2. On peut toutefois constater des différences notables au niveau des durées d'émission.

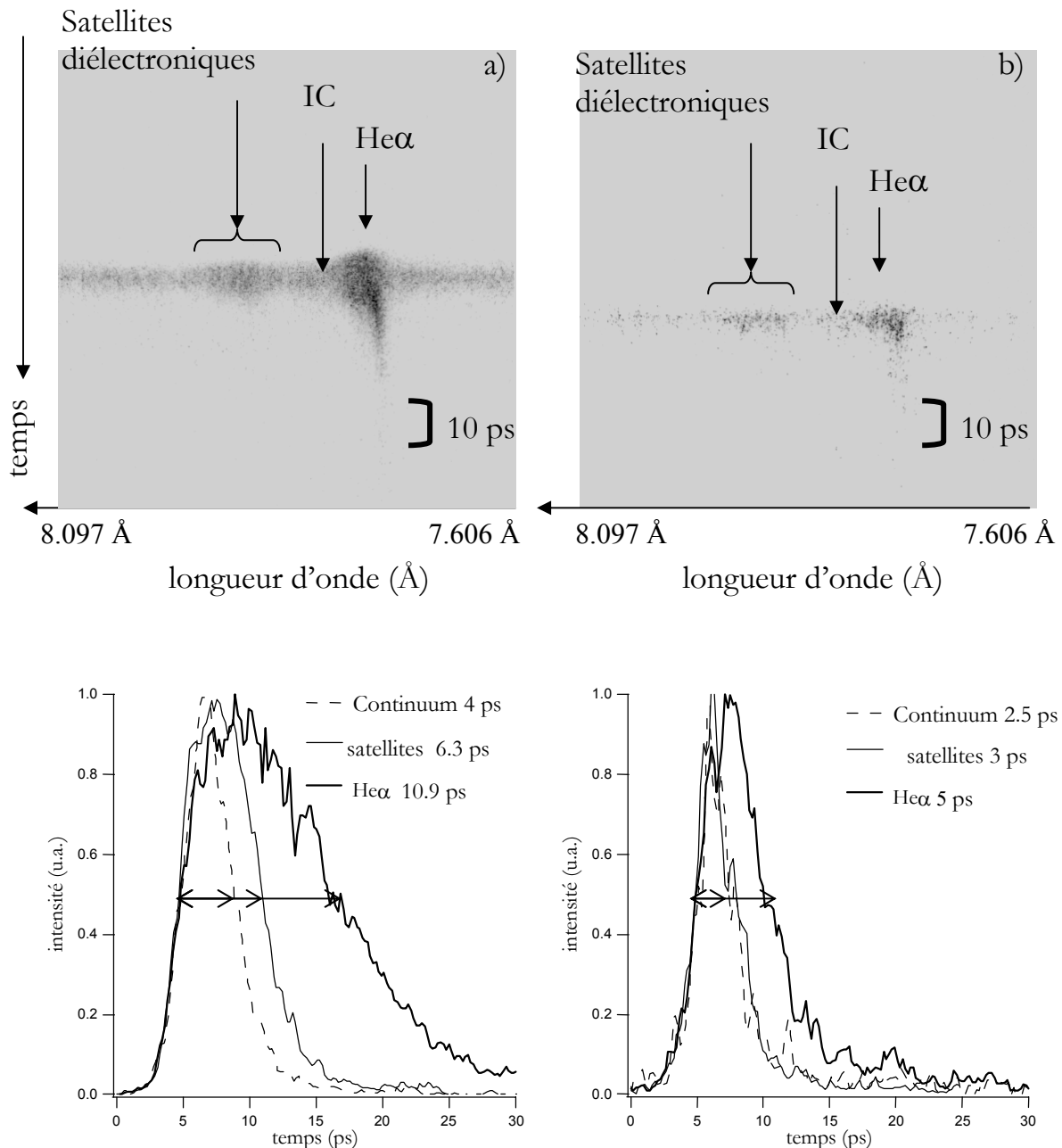


Figure V-4 : Spectres d'aluminium résolus en temps pour deux types de cible avec une énergie laser de 10 J : (a) feuille mince d'Al de 800 \AA , (b) feuille mince d'Al de 800 \AA vue à travers un trou de $50 \mu\text{m}$. Les positions du continuum, des satellites et de la He α sont indiquées et les coupes représentent la durée de chacune de ces raies.

Dans un premier temps, les durées d'émission des raies issues d'un plasma de feuille mince et d'un plasma de cible massive sont relativement semblables : le chauffage est similaire. En effet, la raie He_α dure 10.9 ps, les satellites 6.3 ps et le continuum 4 ps. A flux équivalent, on observe que les cibles munies d'un sténopé de 50 μm émettent beaucoup moins longtemps. En effet, si l'on se réfère aux coupes de la figure V-4, on constate que la raie He_α émise par un plasma de feuille mince d'aluminium vue à travers un trou de 50 μm ne dure que 5 ps à mi-hauteur, les satellites quant à eux ne durent que 3 ps et le continuum 2.5 ps. Le fait que la durée des raies émises par une cible contenant un sténopé soit plus courte démontre bien que les gradients latéraux jouent un rôle important dans l'interaction.

Ces résultats expérimentaux ont fait l'objet d'une simulation numérique qui sera présentée au paragraphe § 1.5.

1.3.2. Cas d'éléments lourds

Cas du sélénium

L'un des objets de cette expérience est d'irradier des feuilles minces de matériau de Z élevé (jusqu'à 62) afin de caractériser et de comprendre le comportement émissif de ce type de plasmas. Nous avons choisi d'étudier en particulier le sélénium pour une étude spécifique d'émissivité : cet élément présente une bonne efficacité de conversion, un numéro atomique assez élevé de façon pour tester l'emploi d'un modèle UTA dans le code de physique atomique AVERROES/TRANSPEC, et une émission spectrale avec des raies isolées dans cette gamme de longueur d'onde.

Dans la gamme spectrale étudiée, nous avons observé les transitions 2p-3d du sélénium. Nous avons observé les raies néonoïdes (Se^{24+}) $2p^6\ ^1S_0 - 2p^53d\ ^3D_1$, notée 3C, à 7.70 Å et $2p^6\ ^1S_0 - 2p^53d\ ^1P_1$, notée 3D, située à 7.88 Å [12]. Nous possédions deux types de cibles pour cet élément : des feuilles minces de 460 Å et ces mêmes feuilles minces vues à travers un trou de diamètre de 50, 100 ou 300 μm . La figure V-5 représente un spectre émis par une feuille mince de 460 Å de sélénium, obtenu pour une énergie de 10 J, sur laquelle sont indiquées les raies pré-citées. Le spectre était atténué par une feuille de mylar de 40 μm d'épaisseur pour éviter la saturation.

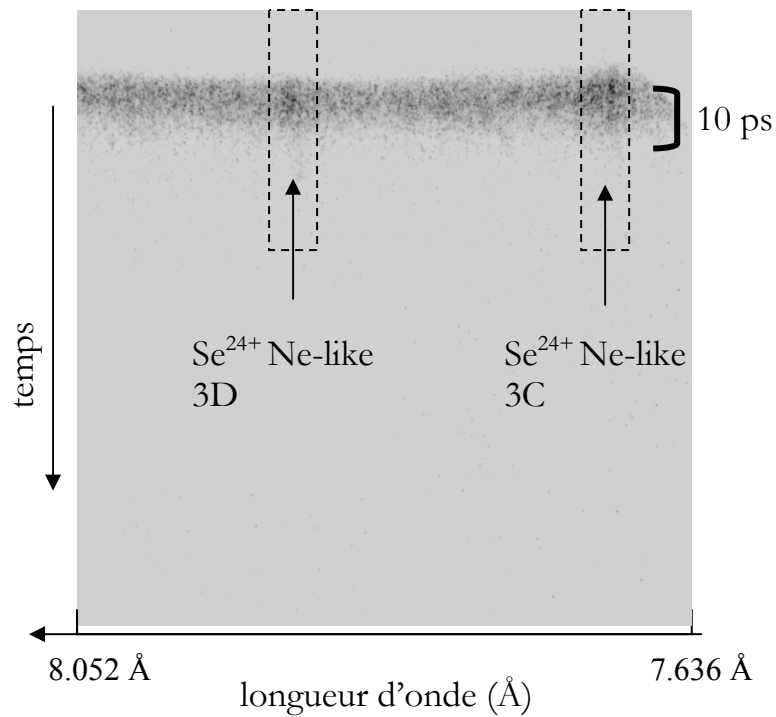


Figure V-5 : Spectre résolu en temps pour une feuille mince de Se de 460 Å avec une énergie laser de 10 J. Les positions des raies néonoïdes sont indiquées.

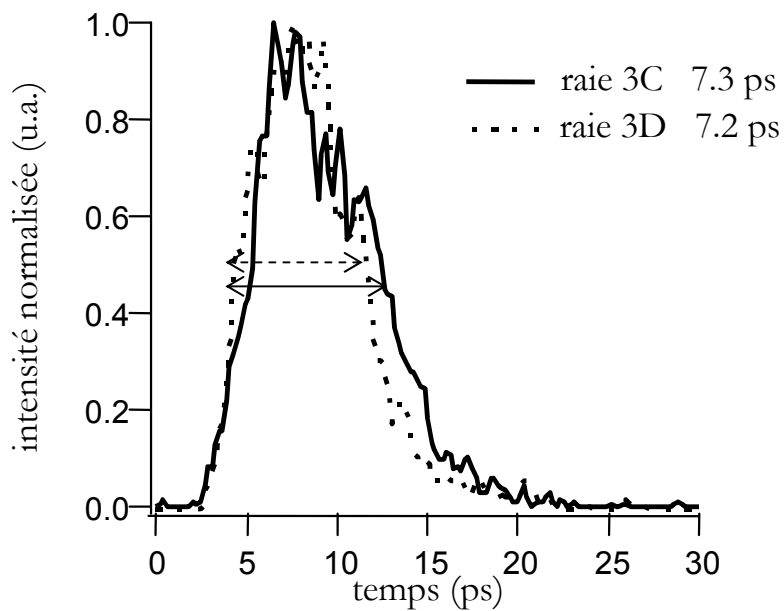


Figure V-6 : Durée d'émission des raies néonoïdes 3C et 3D mesurée pour le spectre de la figure V-5 (feuille mince de Se de 460 Å, $E_{\text{laser}}=10$ J).

La figure V-6 représente les coupes réalisées sur le spectre de la figure V-5 afin d'évaluer la durée des raies de résonance. Il s'agit d'un spectre de feuille mince de sélénium pour une énergie laser de 10 J, le tracé donne une durée à mi-hauteur de 7.2 ps et de 7.3 ps respectivement pour la raie 3D et la raie 3C. De façon générale, le continuum semble être toujours un peu plus court que les deux raies de résonance. Pour ce tir, le continuum, mesuré au milieu des deux raies de résonance, dure environ 6 ps.

A bas flux, la durée d'émission chute respectivement pour chacune des raies à 3.5 et 4.5 ps et le continuum a une durée de 3 ps à mi-hauteur.

Les ions Se^{24+} néonoïdes ont leur dernière couche complète. Leur émission dure plus longtemps que le continuum car l'ionisation est en fait gelée et n'a pas le temps de s'adapter au changement abrupt des paramètres du plasma. Ceci est essentiellement lié au temps de recombinaison collisionnelle qui s'avère très grand. La durée du continuum s'explique par le fait qu'il est probablement la signature de l'émission de satellites des raies de résonance, durant alors beaucoup moins longtemps qu'elles. Cette situation a déjà été rencontrée dans le cas de l'aluminium (cf. § précédent). Nous avons pu constater que la durée d'émission de la raie $^3\text{D}_1$ (3C) était toujours sensiblement plus longue que la raie $^1\text{P}_1$ (3D). Comme nous le verrons par la suite, cette différence n'a pas pu être mise en évidence par la simulation.

Dans la partie que nous allons aborder maintenant, nous allons mettre en évidence les différences observées lors de l'irradiation d'une feuille mince simple et d'une feuille mince munie d'un trou. Notons que le nombre de spectres exploitables était faible. Le spectre présenté sur la figure V-7 est le seul qui permettait de mesurer les durées d'émission des raies néonoïdes, dans le cas d'une feuille mince observée à travers un trou. Toutefois, on remarquera qu'une trace « statique » perturbait nos mesures. Celle-ci est entourée en pointillés sur la figure V-7 ; superposée au spectre, on la retrouve dans le tracé de la figure V-8 (position indiquée sur le graphique).

Une coupe est réalisée pour chacune des raies et la durée d'émission de celles-ci est reportée sur le graphique de la figure V-8. Les raies 3C et 3D durent respectivement 4.9 et 5.2 ps à mi-hauteur. L'émission dure manifestement moins longtemps dans le cas d'un plasma observé à travers un sténopé. L'image de la figure V-7 peut être trompeuse à première vue, puisqu'elle fait apparaître une queue d'émission. En fait, celle-ci est très faible. La différence est moins flagrante dans le cas de sténopé de diamètre supérieur : les durées deviennent comparables à celles des feuilles minces. L'explication réside dans le fait que le diamètre du trou est supérieur à celui

de la tache focale et que l'émission est similaire à celle d'une simple feuille mince.

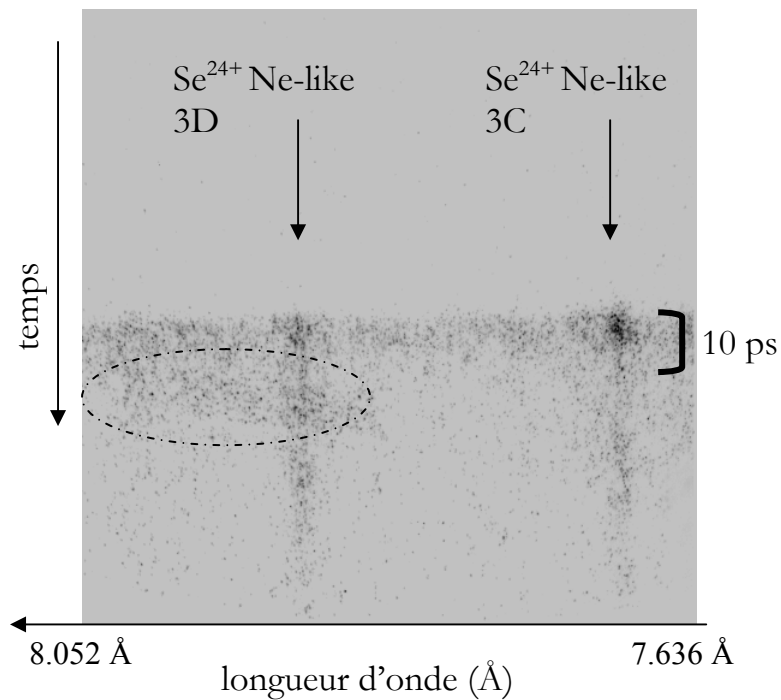


Figure V-7 : Spectre résolu en temps pour une feuille mince de Se de 460 Å, vue à travers un trou de 50 μm pour une énergie laser de 10 J. Les positions des raies néonoïdes sont indiquées.

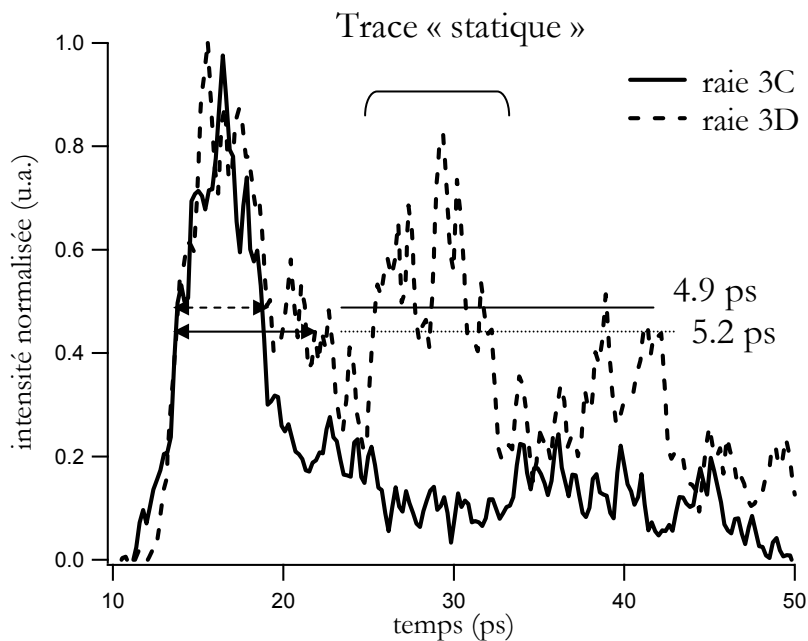


Figure V-8 : Durée d'émission des raies néonoïdes 3C et 3D mesurée pour le spectre de la figure V-7 (feuille mince de Se de 460 Å, vue à travers un trou de 50 μm pour une énergie laser de 10 J).

Cas du samarium

Enfin, nous nous sommes penchés sur l'étude des raies 3d-4f du samarium ($Z=62$). Plusieurs tirs d'énergie variant de 1 à 10 J ont été effectués sur une feuille mince de samarium de 330 Å d'épaisseur. La figure V-9 montre deux spectres résolus en temps de samarium obtenus respectivement avec une énergie de 1 et 10 J, entre 7.65 et 8 Å.

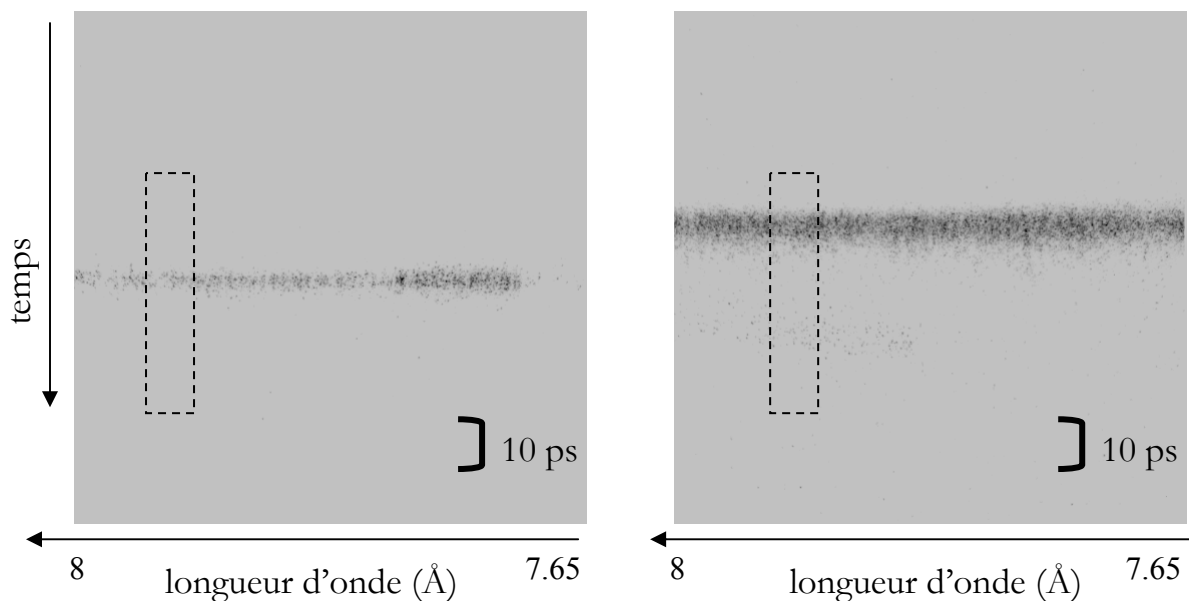


Figure V-9: Spectres de feuille mince de samarium résolus en temps pour une énergie de 1 J (spectre de gauche) et de 10 J (spectre de droite). Les rectangles représentent les coupes réalisées pour mesurer la durée d'émission X.

On notera que le spectre de l'image de gauche a été atténué par un ensemble de filtres de mylar d'épaisseur différente. Ce spectre est en fait le seul tir exploitable dans le cas d'un tir à faible énergie, c'est pourquoi nous avons choisi de le présenter. On constate que le spectre de samarium est complètement plat bien que la gamme spectrale soit centrée sur les raies 3d-4f. En régime nanoseconde, ces raies apparaissent nettement sur le spectre, comme l'indique la figure V-10. L'explication repose sur le fait qu'en régime femtoseconde, les conditions de densité et de température sont telles que ces transitions disparaissent. Cet effet, déjà observé, a été utilisé dans une expérience où la source de samarium était employée pour sonder un plasma d'aluminium par absorption [13]. Les transitions sont probablement noyées dans une émission de satellites, mais ceci reste à prouver.

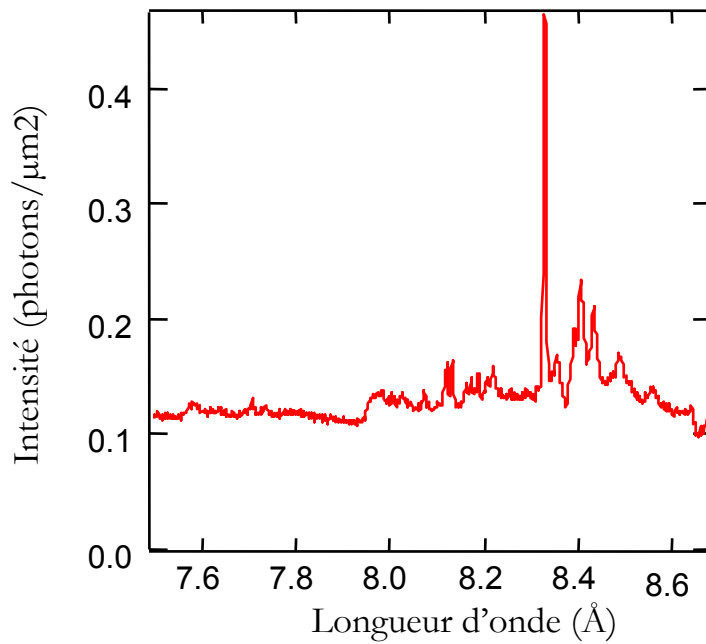


Figure V-10: Spectre de samarium en régime nanoseconde.

La durée de la source de samarium a été calculée en effectuant des coupes le long de l'axe temporel (vertical), comme l'indique la figure V-9. Les courbes correspondant à ces coupes sont reportées ci-après sur la figure V-11. La mesure donnée par le tracé est de 2.6 et 4.2 ps respectivement pour une énergie laser de 1 et 10 J.

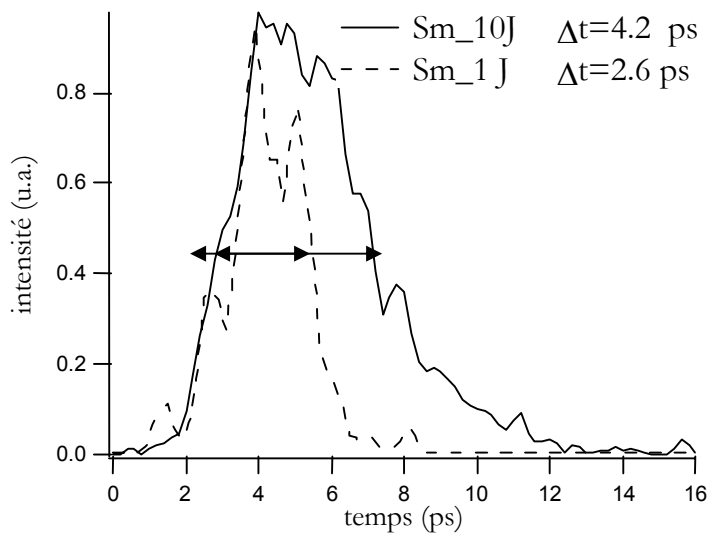


Figure V-11 : Durée d'émission du spectre de samarium mesurée pour les spectres de la figure V-9. Le tracé en trait plein correspond au tir à 10 J et le tracé en pointillés à un tir à 1 J.

1.4. Interférométrie spectrale avec résolution spatiale et temporelle

L'interférométrie dans le domaine des fréquences permet de connaître l'évolution de la phase et de l'amplitude de l'impulsion du faisceau sonde réfléchi à l'arrière de la feuille mince, en fonction du temps et de l'espace [14]. Cette phase est principalement liée à la notion de densité critique du plasma en expansion. La figure V-12 schématise le principe de la mesure. Le faisceau sonde arrive avec un angle θ sur la face arrière de la cible et est réfléchi par la surface critique, à la position $z_c \cos\theta$. Le décalage en phase induit par cette réflexion est essentiellement dû au déplacement du front critique. La phase Doppler exprimant cet effet s'écrit alors :

$$\varphi_{\text{Doppler}}(x,t) = 4\pi \sin\theta z_c(r,t)/\lambda$$

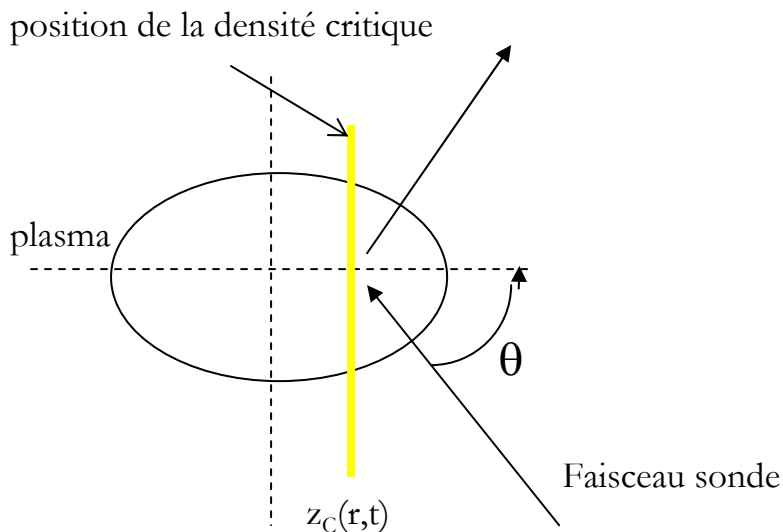


Figure V-12: Schématisation de la réflexion du faisceau sonde sur la surface critique à l'arrière de la cible.

En utilisant un modèle isotherme pour décrire l'évolution du point de réflexion, on peut en mesurant cette phase Doppler remonter à la connaissance de la température électronique initiale.

Pour l'analyse de nos résultats, deux méthodes ont été exploitées pour accéder à la température électronique :

1- Dans le cas de l'aluminium, l'usage d'un code Lagrangien 1D, décrivant l'expansion hydrodynamique isotherme d'un plasma s'est avéré nécessaire. Dans nos expériences, ce travail a été réalisé par J.P. Geindre. La figure V-13 montre les mesures obtenues pour l'irradiation d'une feuille d'aluminium d'épaisseur 800 \AA circonscrite dans un sténopé de 50 \mu m , avec une intensité laser de 10^{19} W/cm^2 . Le graphique 2D de la figure V-13a montre que la phase ne commence à changer qu'au delà des bords de la pinhole de 50 \mu m . Le long de celle-ci, la phase est homogène, indiquant que l'expansion du plasma était mono-dimensionnelle pour ce tir. La figure V-13b retrace l'évolution temporelle de la phase au centre de la pinhole de 50 \mu m . Cette figure montre ainsi, qu'après quelques picosecondes, la phase augmente linéairement, prouvant alors que la vitesse d'expansion était constante. La figure V-13b donne le meilleur fit de la phase, réalisé pour une température initiale de $T_0=600 \text{ eV}$. Cette valeur est la température maximale atteinte au maximum de l'impulsion laser. Le plasma se détend ensuite vers le vide selon un modèle d'expansion isotherme sur quelques dizaines de femtosecondes.

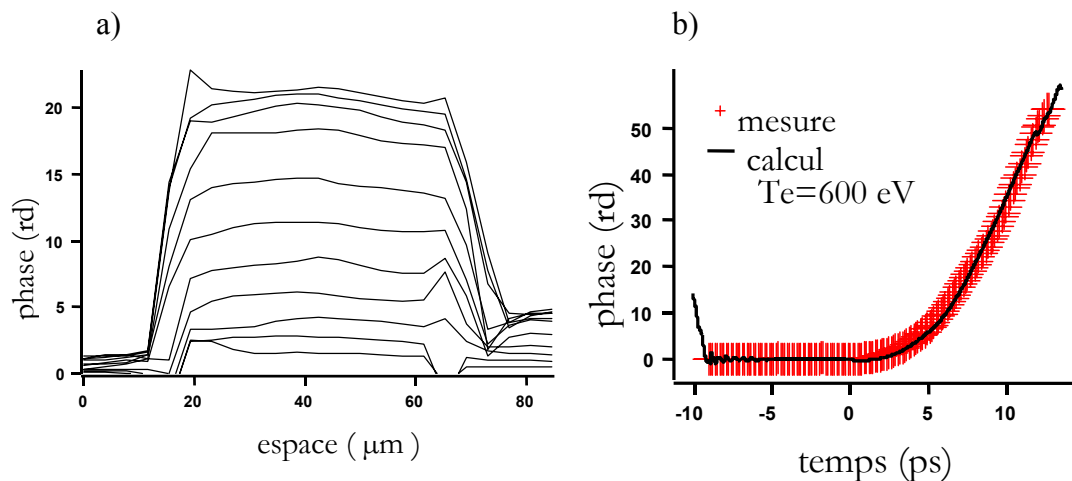


Figure V-13: (a) Phase mesurée pour une feuille d'aluminium vue à travers un sténopé de 50 \mu m , chaque courbe représente la phase à un instant donné, toutes les 500 fs après le début de l'impulsion; (b) Phase fonction du temps au centre du sténopé.

2- Dans le cas du sélénium, nous avons tenté de reproduire la phase mesurée par le FDI, en calculant la phase à partir des valeurs hydrodynamiques données par les simulations MULTI-fs [15]. Pour une intensité dépassant les 10^{18} W/cm^2 , la description de l'absorption de l'énergie laser dans le code MULTI n'est plus valide. L'idée est d'étudier

l'uniformité de la température à un flux plus modéré. Une simulation décrivant l'expansion d'une feuille mince d'aluminium de 800 Å d'épaisseur irradiée par un laser de durée 300 fs à mi-hauteur, à 0.53 μm en polarisation S, à une intensité de 10¹⁷ W/cm² a été réalisée. La température est uniforme dans l'ensemble de la feuille. On a alors supposé qu'à 10¹⁸ W/cm², ce comportement est encore vrai et on a utilisé le code dans sa version isotherme. La simulation consistait à fixer une température initiale T₀ à la densité du solide et observer le plasma se détendre. Comme l'indique la figure V-14, plusieurs essais ont été réalisés, notamment avec T₀ = 400, 600, 800 et 1000 eV. Sur cette figure, est tracée la phase de deux tirs réalisés dans les mêmes conditions : feuille de sélénium vue à travers un sténopé de 100 μm pour une énergie laser de 10 J. Ces deux résultats expérimentaux ont été relativement bien reproduits pour un pic de température électronique de 700 ± 100 eV.

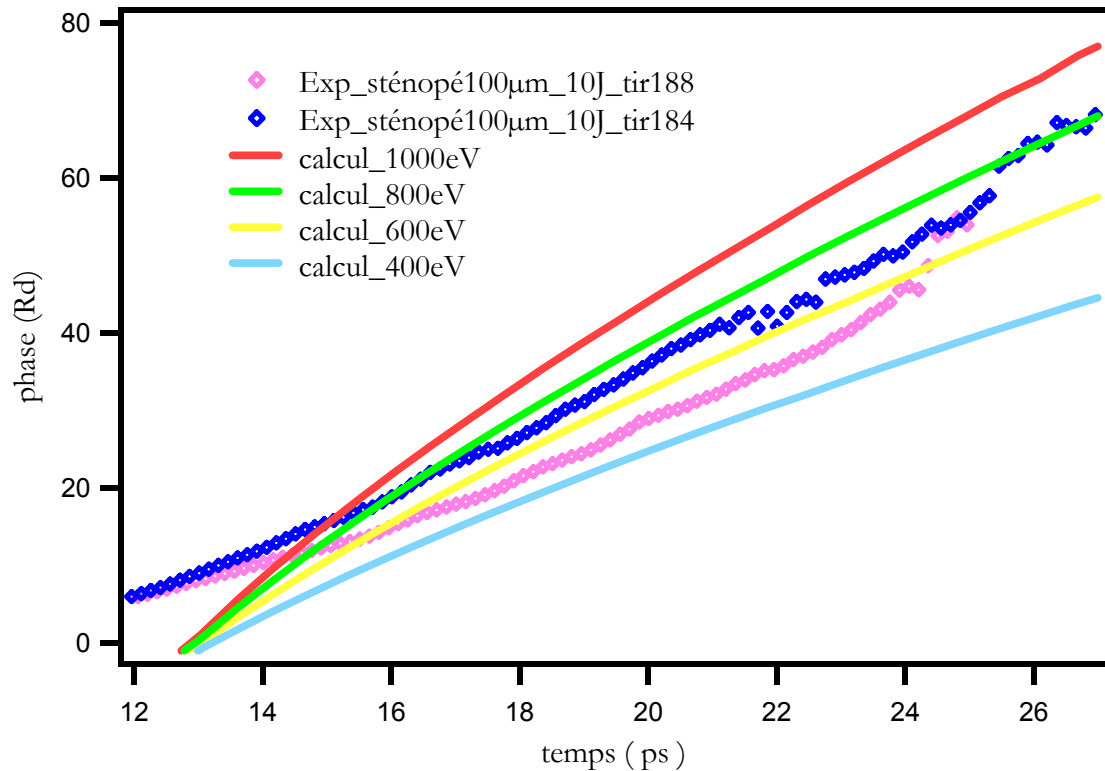


Figure V-14: Symboles carrés et cercles : phase en fonction du temps mesurée pour une feuille de sélénium vue à travers un sténopé de 100 μm, pour une énergie de 10 J ; Traits pleins : phase calculée pour une température initiale de 400, 600, 800 et 1000 eV.

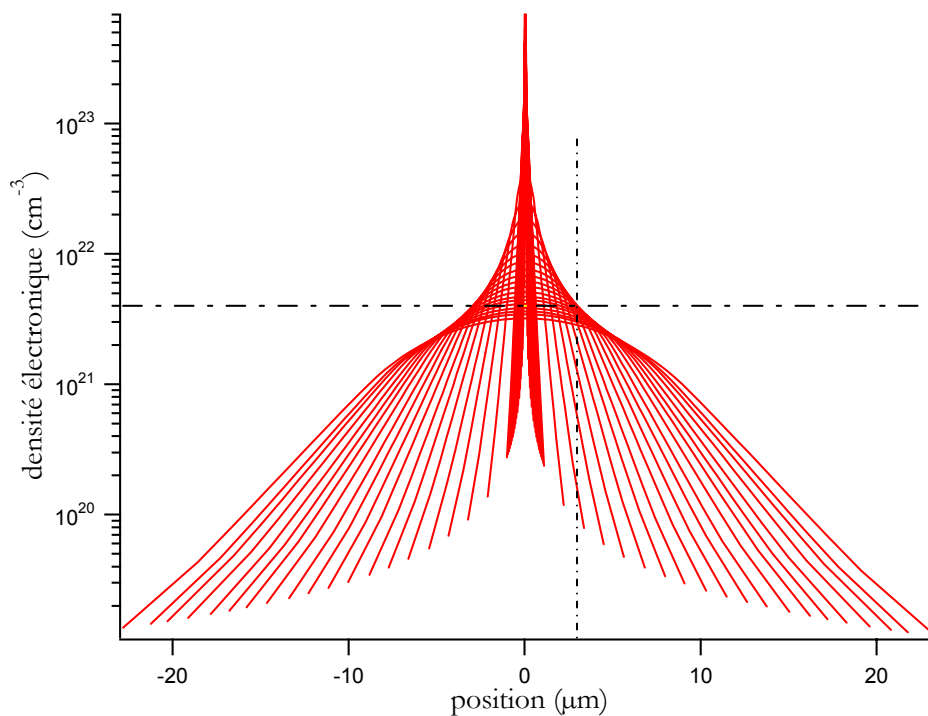
1.5. Interprétation des résultats

1.5.1. Cas de l'aluminium

Nous avons comparé les spectres expérimentaux à l'émission X calculée avec le code radiativo-collisionnel AVERROES/TRANSPEC couplé au code hydrodynamique 1D FILM.

Comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe précédent pour le code MULTI-fs, l'absorption de l'énergie laser à des flux supérieurs à 10^{17} W/cm² est également mal décrite dans le code FILM-fs. Ainsi, pour décrire l'évolution hydrodynamique d'une feuille mince à des flux plus élevés, nous avons utilisé FILM dans sa version isotherme. Cette hypothèse était légitimée par le fait que la température étant uniforme dans l'ensemble d'une feuille mince irradiée à 10^{17} W/cm².

La température initiale T_{e0} introduite dans le code FILM est déduite du diagnostic d'interférométrie dans l'espace des fréquences. On regarde alors l'expansion hydrodynamique mono-dimensionnelle d'un plasma initialement à la densité du solide et porté à $T_{e0} = 600$ eV.



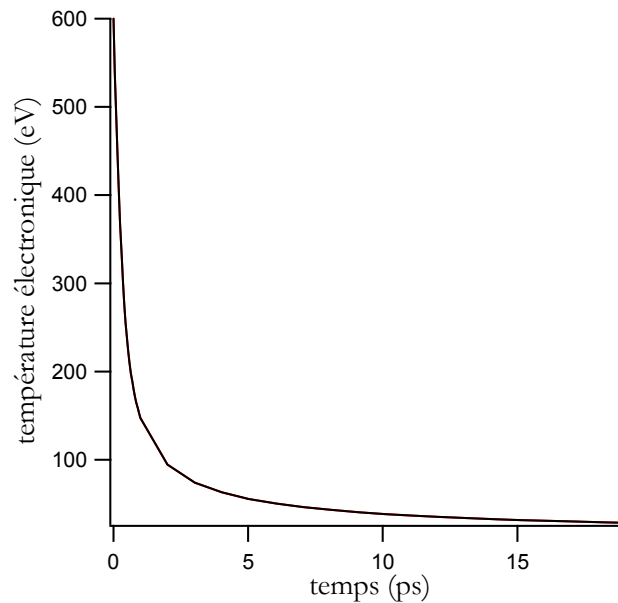


Figure V-13: (a) Profil de densité électronique en fonction de l'espace, chaque courbe correspond à un instant de la simulation (50fs puis 1ps).
(b) Variation de la température électronique au centre de la feuille mince d'aluminium de 800 Å.

La figure V-13a présente le profil de densité issu du calcul FILM décrivant la détente d'une feuille mince d'aluminium de 800 Å d'épaisseur, initialement portée à une température de 600 eV à la densité du solide. Chaque courbe représente un instant de la simulation. La première picoseconde a été décrite finement, soit toutes les 50 fs, et le pas a été augmenté à 1 ps pour modéliser l'expansion jusqu'à 20 ps. La figure V-13b correspond à la variation de la température au centre de la feuille mince. Pour décrire finement l'expansion de cette feuille, nous avons choisi une progression géométrique telle que les cellules soient plus fines aux extrémités de la cible (avec typiquement 1 Å d'épaisseur pour la première cellule). On remarque que son expansion est tout à fait symétrique. A la densité critique ($4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$), la feuille s'est détendue jusqu'à 3 μm , au bout de 11 ps. Au centre de la feuille, la température initiale de 600 eV décroît très rapidement lors de l'expansion. Elle est déjà réduite de moitié 350 fs après le début de la simulation, 2 ps plus tard elle a chuté à 100 eV.

Les profils de densité et de température issus de ce calcul sont alors introduits en tant que données de base au calcul collisionnel-radiatif effectué par le code AVERROES/TRANSPEC [16]. Dans un premier temps, un calcul des populations ioniques est exécuté et des tables d'émissivités et d'opacités sont générées. Enfin, on choisit la zone de plasma vue par le détecteur, dans une gamme spectrale donnée et pendant un temps

déterminé : un spectre fonction de la longueur d'onde est ainsi produit à chaque instant.

Le fichier de paramètres ajustables de TRANSPEC, nommé « param », permet de coupler certaines raies optiquement épaisses avec le rayonnement. Seules les raies émises par des ions à couches fermées, ici les ions He-like, sont considérées optiquement épaisses. Dans notre cas, le plasma est ultra-court et surtout de petite taille puisqu'il est issu de l'irradiation d'une feuille mince : cet effet sera donc minime. Ainsi, seule la raie He_{α} sera couplée de façon auto-consistante au calcul des populations.

Le spectre synthétique de la figure V-14 (image du bas) correspond au calcul résultant du couplage d'une simulation hydrodynamique 1D de FILM avec le code AVERROES/TRANSPEC.

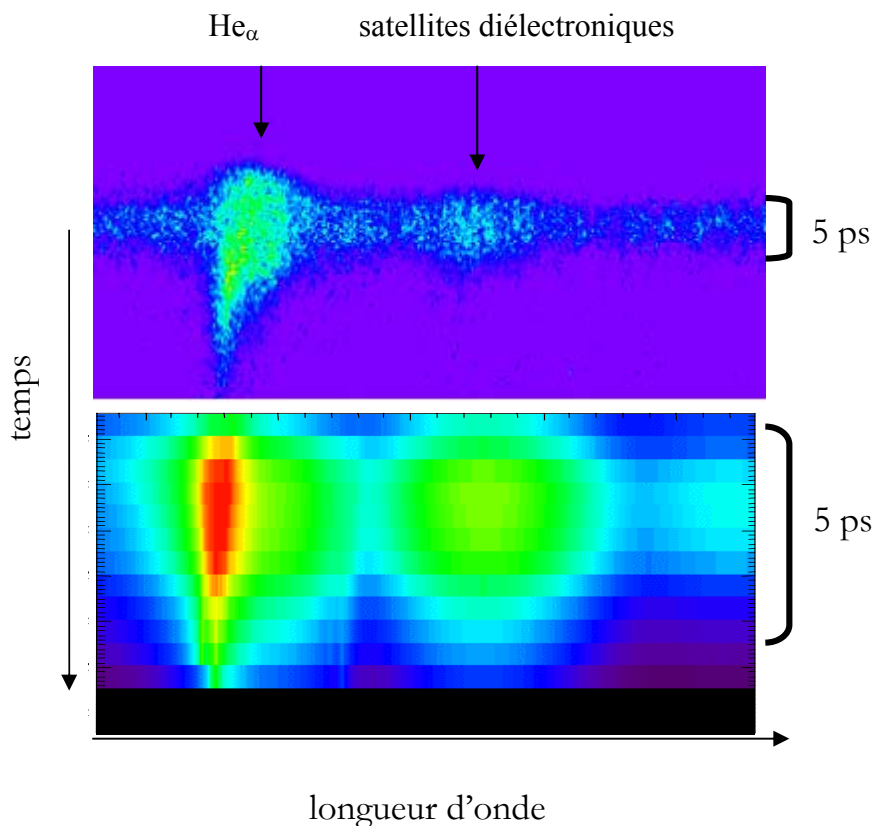


Figure V-14: Spectre expérimental d'un plasma de feuille mince d'aluminium avec une énergie laser de 10 J, comparé à un spectre calculé par FILM+AVERROES/TRANSPEC.

Il s'agit de la simulation d'une détente d'une feuille mince d'aluminium de 800 Å, initialement portée à 600 eV. Les profils de densité et de température sont injectés dans le code TRANSPEC. La raie He_{α} est couplée au transfert radiatif, et les satellites diélectroniques sont pris en compte. En effet, l'analyse des spectres expérimentaux a montré que les satellites diélectroniques participaient largement à l'émission. Pour rendre

compte de leur implication, le calcul regroupe les niveaux en superconfigurations. Les superconfigurations avec un nombre quantique principal supérieur $n=5$ celles avec un trou en couche $1s$ étaient considérées. On remarque que le spectre expérimental (figure du haut) émis par un plasma de feuille d'aluminium de 800 \AA est reproduit avec un bon accord, en longueur d'onde mais aussi en durée d'émission. Ceci est montré plus précisément par les courbes de la figure V-15.

La figure V-15 présente les durées d'émission de la raie He_α à 7.75 \AA , des satellites à 7.87 \AA , et du continuum mesuré à 7.89 \AA , pour le plasma émis par une feuille mince d'aluminium de 800 \AA . L'expérience est comparée aux résultats obtenus avec TRANSPEC, correspondant au spectre de la figure V-14. Le spectre théorique a été convolué par une gaussienne de largeur 800 fs à mi-hauteur, rendant compte de la résolution temporelle finie de la caméra à balayage de fente.

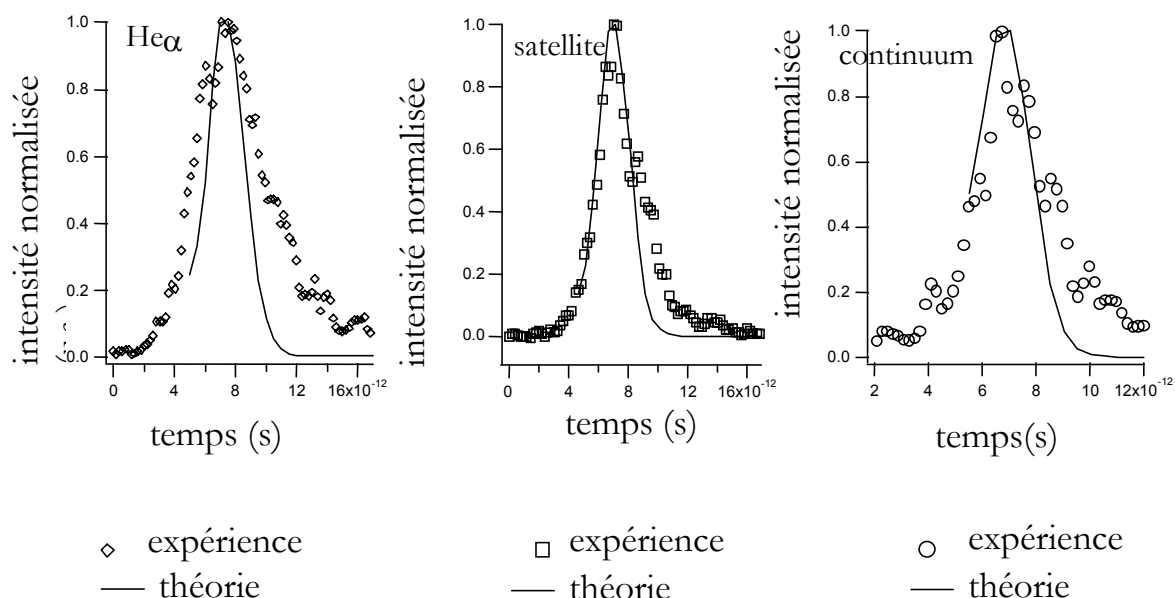


Figure V-15: Durée d'émission de la raie He_α à 7.75 \AA , des satellites à 7.87 \AA , et du continuum mesuré à 7.89 \AA , pour un plasma d'une feuille mince d'aluminium de 800 \AA , vue à travers un trou de $50 \text{ }\mu\text{m}$ comparée au calcul de la figure V-14.

En théorie, on estime la durée de la He_α à 5.5 ps , celle des satellites diélectroniques à 2.75 ps et enfin celle du continuum à 2.5 ps , alors qu'en moyenne les durées expérimentales ont été mesurées à 7.5 ps pour la raie He_α , 3.4 ps pour les satellites et 3 ps pour le continuum. La concordance entre l'expérience et les calculs est très bonne. Seule la raie de résonance dure plus longtemps dans l'expérience : cette différence vient probablement du fait que la recombinaison est assez mal décrite dans le code FILM.

L'accord repose sur la limitation des dimensions du plasma observé : épaisseur de la couche d'aluminium et diamètre du sténopé.

1.5.2. Cas du sélénium

L'étude d'éléments lourds est d'un intérêt certain pour la validation des modèles théoriques. La modélisation HETL de plasma de numéro atomique de Z élevé nécessite des données expérimentales précises. Le sélénium, de numéro atomique $Z=34$, dont la durée d'émission a été mesurée précédemment s'avère être un bon test pour le code hydrodynamique MULTI-fs couplé à AVERROES/TRANSPEC.

Nous avons utilisé le code MULTI version femtoseconde [15] pour interpréter nos résultats. Ce code possède la particularité de modéliser l'interaction d'une impulsion laser ultra-courte avec la matière en incluant les effets de gradients raides, le déséquilibre entre ions et électrons et un modèle de conductivité thermique et électronique valide pour une large gamme de conditions thermodynamiques [17]. Le flux laser introduit dans les simulations a été choisi pour reproduire au mieux le pic de température mesuré par le diagnostic FDI. Avec un éclairement de 7.10^{17} W/cm², (éclairement maximum que l'on peut introduire dans MULTI pour traiter raisonnablement l'absorption), on trouve un pic de température à environ 700 eV, tout à fait compatible avec la valeur donnée par le FDI. La figure V-16 montre la variation de température électronique au centre de la feuille de sélénium d'épaisseur 460 Å, pour un flux de 7.10^{17} W/cm² calculée par MULTIfs. Au bout de 2 ps, la température a déjà chuté de moitié, au temps 20 ps, elle ne vaut plus que 120 eV.

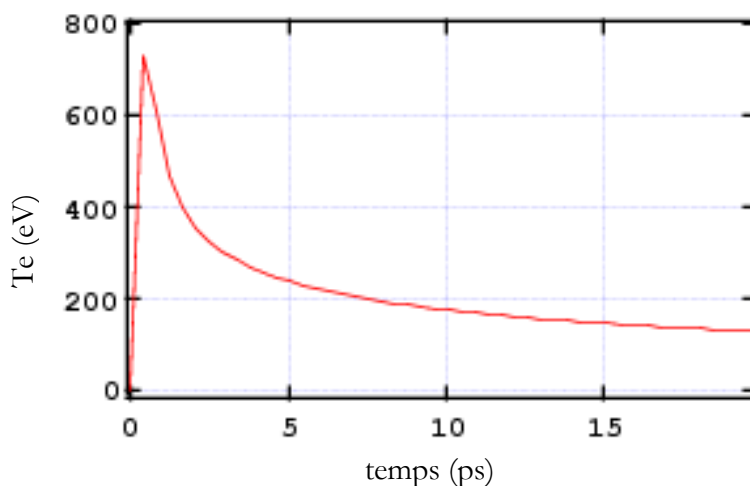


Figure V-16: Variation de la température électronique au centre d'une feuille mince de sélénium de 460 Å pour un flux laser de 7.10^{17} W/cm².

Les variations de l'état de charge moyen du plasma ont été calculées par TRANSPEC (utilisant les paramètres plasma de MULTIfs), comme l'indique la figure V-17. MULTIfs possède aussi une physique atomique HETL mais le modèle implanté dans MULTIfs est beaucoup moins avancé que celui décrit par TRANSPEC. L'état d'ionisation évalué par TRANSPEC semble être gelé autour de l'ion néonoïde Se^{24+} , contrairement à l'évolution nettement décroissante de la température (voir figure V-16). Alors que la température reste uniforme à travers toute l'épaisseur de la feuille, la densité électronique, quant à elle, varie, comme l'indique la figure V-18.

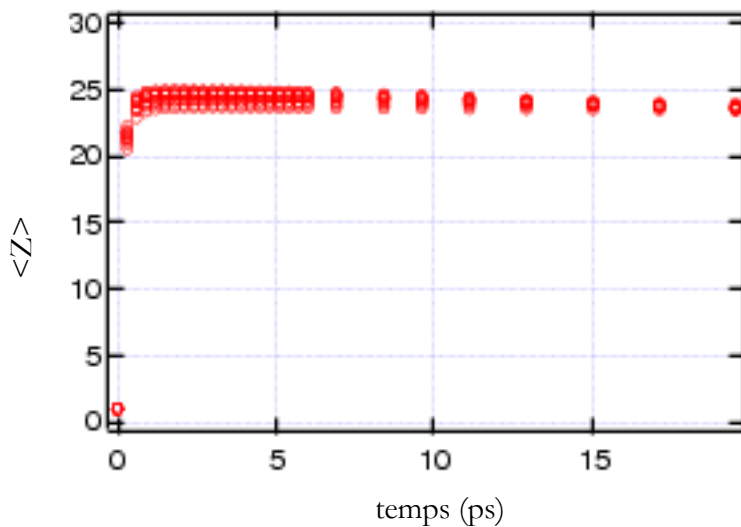


Figure V-17 : Variation de l'état d'ionisation moyen correspondant calculé par TRANSPEC pour 10 positions dans la feuille.

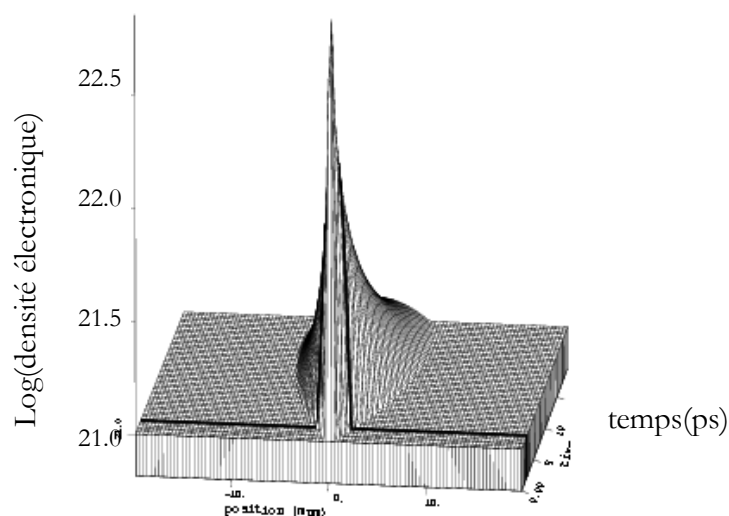


Figure V-18: Variation de la densité électronique, en fonction du temps et de l'espace, pour une feuille mince de sélénium de 460 \AA irradiée par un laser d'intensité 7.10^{17} W/cm^2 .

Ces données hydrodynamiques ont ensuite été couplées au code de physique atomique AVERROES/TRANSPEC pour calculer le spectre résolu en temps relatif à l'émission d'une feuille mince de sélénium irradiée à un flux de 7.10^{17} W/cm². Le spectre synthétique de la figure V-19 correspond à ce calcul. Puisque TRANSPEC tient compte du transfert de rayonnement dans les raies, nous avons tenu compte, dans le fichier des paramètres d'entrée, de l'angle d'observation à 45°. Nous avons également délimité les bords du plasma en lui attribuant une taille finie de 10 μ m, comme nous l'autorise la simulation (figure V-18). La description des transitions du sélénium qui a été faite est une description globale en termes de faisceaux de transition non-résolus, UTAs entre configurations non relativistes. Sous le spectre synthétique, on trouve, en comparaison, le spectre expérimental d'un plasma de feuille mince de sélénium vu à travers un sténopé de 50 μ m irradiée avec une énergie laser de 10 J. Une comparaison des durées d'émission des deux raies néonoïdes $2p^6\ ^1S_0-2p^53d\ ^3D_1$ à 7.70 Å et $2p^6\ ^1S_0-2p^53d\ ^1P_1$ située à 7.88 Å, expérimentales et calculées sont présentées sur la figure V-20. Le spectre théorique a été convolué par une gaussienne de largeur 800 fs à mi-hauteur, rendant compte de la résolution temporelle de la caméra à balayage de fente.

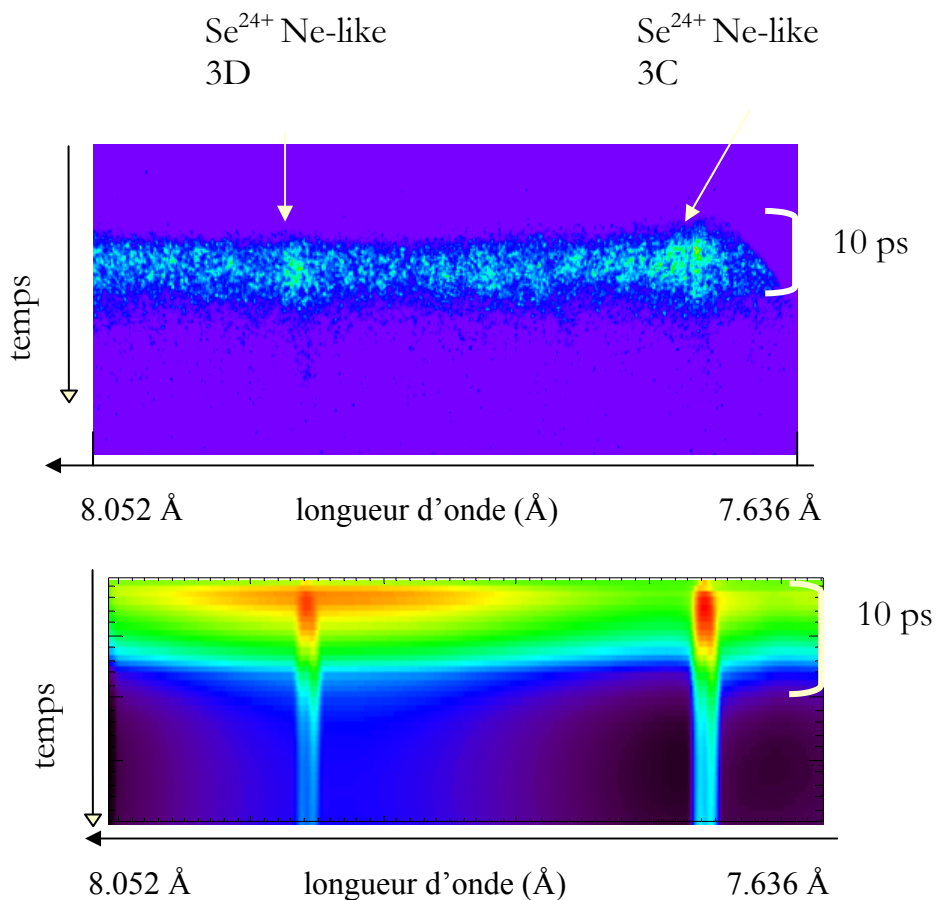


Figure V-19: Spectre expérimental d'un plasma de feuille mince de sélénium avec une énergie laser de 10 J, comparé à un spectre calculé par MULTI+AVERROES/TRANSPEC.

L'accord de la théorie avec l'expérience est satisfaisant dans l'ensemble : les durées des raies néonoïdes sont assez bien reproduites. La durée calculée est identique pour la raie 3C et la raie 3D, elle vaut 3.75 ps à mi-hauteur. Cette durée est légèrement inférieure aux mesures expérimentales : 4.9 ps pour la raie 3C et 5.2 ps pour la raie 3D.

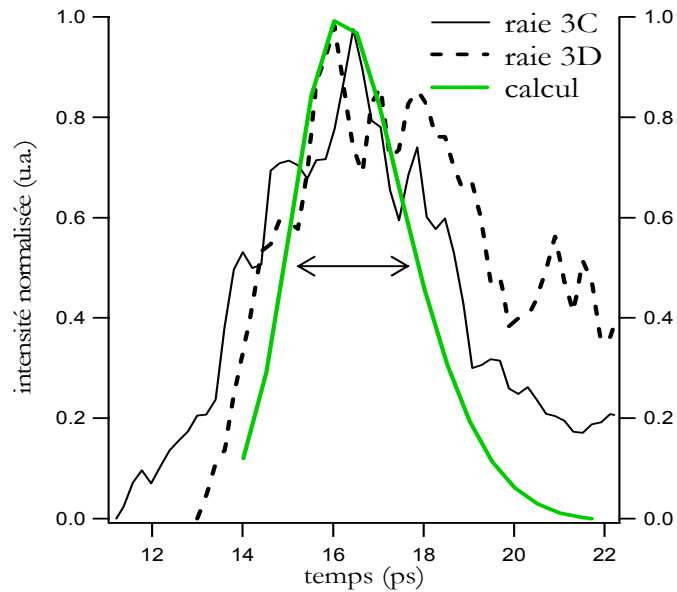


Figure V-20: Comparation de la durée d'émission expérimentale et théorique des raies néonoïdes 3C et 3D, relatives aux spectres de la figure V-19.

Les différences pourraient être expliquées de plusieurs manières : le code MULTIfs possède une physique atomique hors-ETL hors ligne très sommaire qui pourrait sous-estimer la valeur de la densité électronique. Notre modélisation reposait sur l'hypothèse d'un plasma monodimensionnel, des écarts à ce modèle pourraient modifier les résultats des calculs. Enfin, même si la polarisation du laser a été choisie pour minimiser la production de particules rapides, il existe toujours un dépôt d'énergie sous la forme d'électrons suprathermiques. Cette composante n'a pas pu être prise en compte dans nos simulations hydrodynamiques.

1.6. Conclusion

Ce chapitre 5 était consacré à l'étude de plasmas HETL issus de l'irradiation de feuilles minces par un laser femtoseconde. Les éléments étudiés couvraient une gamme assez vaste d'un point de vue du numéro atomique: Al ($Z=13$), Se ($Z=34$) et Sm ($Z=62$). Nous avons pu mettre en

évidence le comportement émissif de telles feuilles en comparaison avec de simples cibles massives. Nous avons apprécié les effets des gradients longitudinaux sur les spectres d'émission. Les durées d'émission X enregistrées pour l'aluminium, le sélénium et le samarium étaient comprises entre 1 et 10 ps. Pour étudier les effets de gradients radiaux existant sur les bords de la feuille, l'émission X a été observée à travers un trou de diamètre variable. Les résultats expérimentaux montrent que la durée des raies émises par une feuille contenant un sténopé est plus courte. Cette observation démontre bien que les gradients latéraux jouent un rôle important dans l'interaction : la présence d'un plasma plus froid au bord de la tache focale du laser fausse les analyses expérimentales. Il était donc nécessaire de mettre en évidence cet aspect en limitant la zone de plasma observé avec un sténopé.

Le diagnostic d'interférométrie dans le domaine des fréquences a permis de montrer l'uniformité du plasma dans la dimension radiale, sur l'ensemble du diamètre du sténopé. Il a également donné une bonne estimation de la température électronique au maximum du laser, soit $T_e = 700 \pm 100$ eV. La connaissance de cette température a été utilisée pour réaliser les simulations hydrodynamiques selon un modèle d'expansion isotherme.

La comparaison des spectres expérimentaux avec les calculs nous a permis de mieux comprendre la dynamique de l'émission X. Nous avons modélisé d'une part la détente isotherme d'un plasma d'aluminium chauffé instantanément à une certaine température, à la densité du solide, en utilisant le code FILM, version femtoseconde. D'autre part, nous avons simulé, avec MULTI-fs, l'irradiation d'une feuille mince de sélénium à une intensité de 7.10^{17} W/cm² qui reproduisait au mieux le pic de température mesuré par le diagnostic FDI. Les données hydrodynamiques issues de ces simulations ont été couplées avec le code de physique atomique détaillée AVERROES/TRANSPEC. Pour l'aluminium, les durées d'émission déduites des calculs sont en bon accord avec l'expérience. Les durées d'émission du plasma de sélénium ont été légèrement sous-estimées par le calcul

2. Etude d'un plasma d'aluminium à 1.06 μm

2.1. Introduction

La deuxième campagne menée sur l'installation laser néodyme 100 TW du LULI prévoyait de chauffer la matière proche de la densité du solide non pas avec des photons mais avec des électrons rapides produits par l'impulsion laser femtoseconde. En effet, en régime femtoseconde et en polarisation P, une fraction importante de l'énergie laser est convertie en électrons rapides. Ces électrons accélérés dans le champ laser, traversent le solide et les plus énergétiques sortent en face arrière de la cible, laissant à l'interface une ensemble de charges positives. Les électrons du faisceau suprathermique arrivant à des temps plus tardifs ne peuvent franchir la barrière de potentiel existant en face arrière et sont réfléchis vers l'intérieur de la cible. Si celle-ci est suffisamment fine, ils peuvent ressortir en face avant et à nouveau être accélérés par l'impulsion laser et ré-injectés dans la cible.

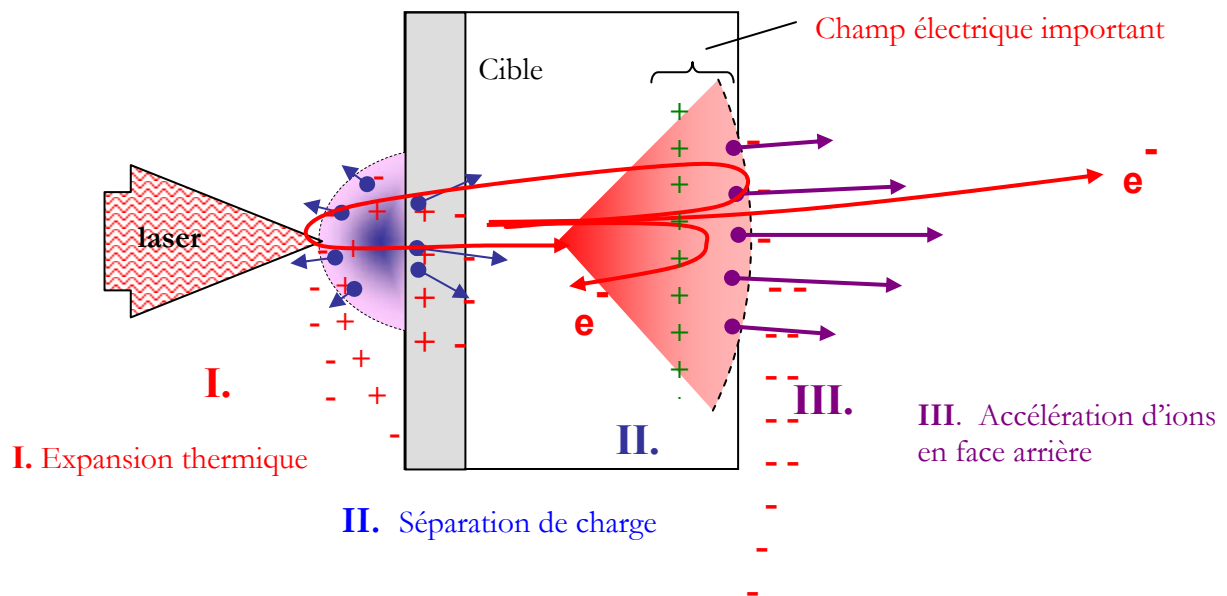


Figure V-21 : Chauffage d'une cible cubique par les électrons rapides grâce au champ ambipolaire existant aux interfaces et accélération d'ions.

Ce mécanisme pourrait permettre aux électrons chauds d'osciller dans le potentiel électrostatique produit par la charge d'espace et de chauffer le

cœur de la cible de façon homogène à une température de quelques centaines d'eV. Si l'on veut que le chauffage dû à ces électrons soit important, il faut alors adapter les dimensions de la cible à leur libre parcours moyen. A 10^{19} W/cm², les électrons peuvent atteindre des températures de 500 keV. Le libre parcours moyen de tels électrons est alors d'environ 5 μm. Ainsi, pour que ce mécanisme atteigne son maximum d'efficacité, il faudrait utiliser des cibles cubiques de 5 μm d'arête. Pour des raisons techniques, la plus petite dimension réalisable était de 20 μm. La figure V-21 représente la configuration d'un tel type de chauffage.

De plus, l'existence du champ ambipolaire créé à l'interface arrière permet l'accélération d'ions. La production d'un tel faisceau d'ions à l'arrière de la cible est un domaine novateur qui a fait l'objet de nombreuses études ces dernières années. Cependant, cette étude ne rentre pas dans le cadre spécifique de cette thèse. Toutefois, si le lecteur désire en savoir plus, il peut se reporter aux références suivantes [18-23].

2.2. Mise en oeuvre expérimentale

Le dispositif expérimental mis en oeuvre pour réaliser cette expérience est présenté sur la figure V-22. Les diagnostics utilisés sont la caméra à balayage de fente ultra-rapide et la chambre à sténopé, munie d'un trou de 37.5 μm de diamètre et pourvue d'un filtre de béryllium de 7 μm d'épaisseur. Un nouveau spectromètre équipé de deux cristaux plans de TIAP (au deuxième ordre), était introduit pour la première fois. Cependant, nous ne présenterons aucun résultat relatif à ce spectromètre puisque l'analyse des spectres s'est révélée inexploitable, le signal étant trop faible. On utilisait les mêmes CCD pour l'enregistrement des spectres et pour l'obtention de la tache focale que celles employées précédemment.

Le faisceau de chauffage, de largeur temporelle à mi-hauteur 300 fs, était utilisé à 1.06 μm de façon à augmenter l'énergie sur cible. Toutefois, cette configuration d'interaction présentait un réel inconvénient : l'impulsion laser présentait un piédestal lié à l'amplification de l'émission spontanée (ASE). Cette pré-impulsion, dans un rapport en énergie de 10^{-4} par rapport à l'impulsion principale, s'étalait sur 1.5 ns et était suffisante pour générer un pré-plasma. Nous discuterons plus loin des conséquences de la présence de ce pré-plasma sur nos résultats. Le faisceau principal était utilisé en polarisation P afin d'optimiser l'absorption résonnante et générer ainsi des électrons rapides. Il était focalisé au centre de l'enceinte par une parabole hors-axe de plus courte focale que pour la première expérience, soit $f=300$ mm. La présence d'un miroir déformable après le dernier étage d'amplification de la chaîne laser améliorerait considérablement la tache focale. La taille de la tache alors obtenue se réduisait à 10 μm (dimension

mesurée grâce à un système de reprise d'image). Dans ce cas, on pouvait espérer des intensités sur cible de l'ordre de 10^{19} W/cm² (cf chapitre 3).

Faisceau principal

- $\lambda=1.06 \mu\text{m}$
- $E=1 \text{ à } 10 \text{ J}$
- $\tau=300 \text{ fs}$
- Polarisation P

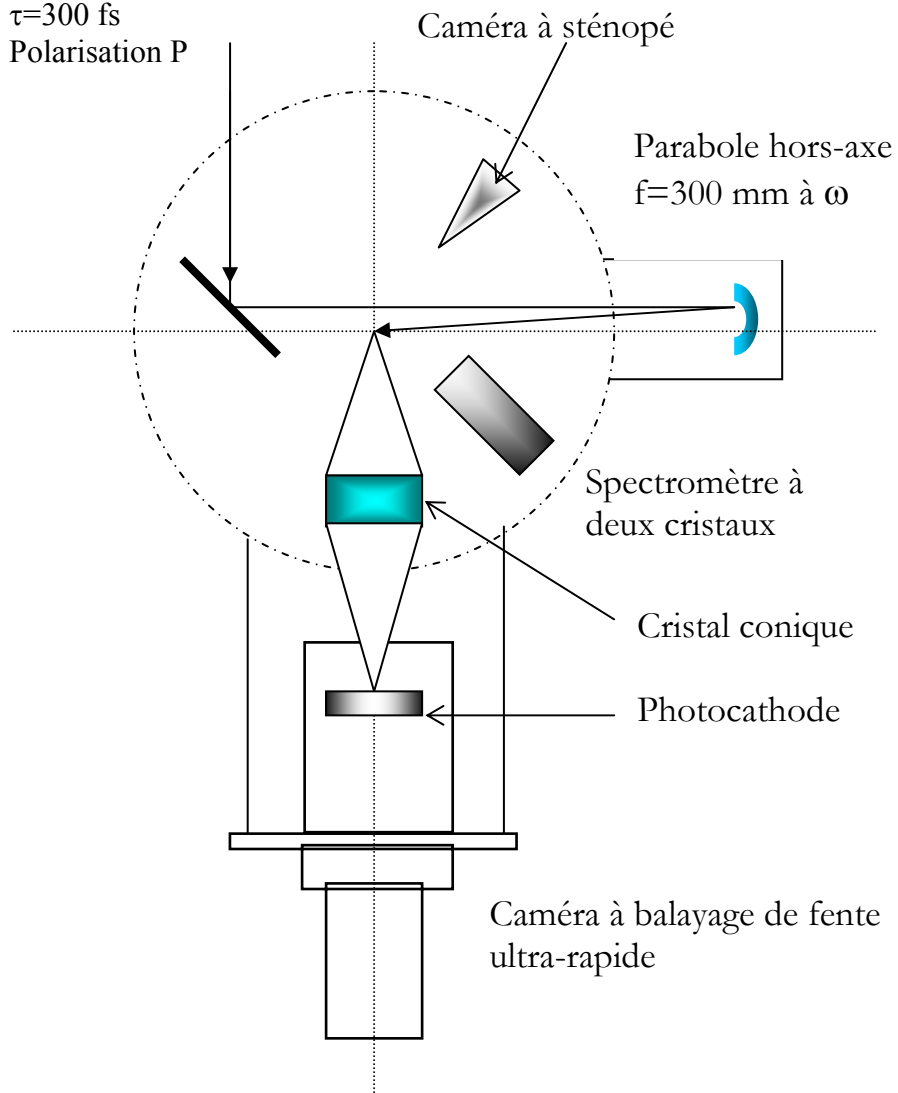


Figure V-22 : Dispositif expérimental utilisé pour la campagne d'étude de l'interaction d'une impulsion femtoseconde avec cible cubique d'aluminium de faible volume.

2.3. Résultats expérimentaux

Cette partie a pour but de présenter une analyse globale des résultats obtenus. On peut, sans avoir recours à aucune modélisation atomique ou hydrodynamique, déduire un certain nombre de caractéristiques intéressantes sur la structure générale du plasma créé. Nous allons particulièrement nous intéresser à la région dense et « tiède » de la cible. Par ce terme, nous entendrons la région du plasma où la température est froide par rapport à la région émissive mais suffisamment élevée pour être ionisée et émettrice de rayonnement K_α . Nous observerons en complément la région chaude et émissive de la cible qui nous fournira le spectre de l'aluminium héliumoïde.

Dans un deuxième temps, nous nous intéresserons à la durée d'émission X des raies observées dans ces deux régions. Il s'agit là d'une caractéristique essentielle de l'émission K_α . En effet, la durée est une fonction de l'énergie des électrons rapides qui sont à l'origine du rayonnement K_α . Elle est alors directement liée au temps de thermalisation des électrons dans le solide. Cette durée d'émission K_α est théoriquement inférieure à la picoseconde [24].

2.3.1. Spectre de l'aluminium enregistré dans la gamme 7.7 à 8.4 Å

Le cristal conique était orienté et ajusté de manière à observer la gamme en longueur d'onde de 7.7 à 8.4 Å. Toutefois, la fenêtre de la caméra streak employée pour cette expérience ne permettait pas d'enregistrer l'ensemble de cette gamme. Ainsi, il nous a fallu opérer en deux temps : d'une part l'observation de la région chaude et d'autre part l'observation de la région plus froide de la cible où apparaissent les raies K_α . Nous allons donc présenter ici les spectres de l'aluminium héliumoïde de 7.7 à 8 Å et les spectres des raies K_α de 8 à 8.4 Å, pour des cibles cubiques de faible volume et des cibles d'aluminium massives irradiées avec une énergie de 1 et 10 J.

Région chaude

Le spectre de la région chaude de la cible est constitué de la raie de résonance He_α , de la raie d'intercombinaison $1s^2 \ ^1S_0 - 1s2p \ ^3P_1$ de Al^{11+} (notée IC), assez forte, et de ses satellites diélectroniques. Le spectre des satellites lithiuoïdes $1s^2 \ 2l - 1s \ 2l \ 2l'$, avec $l=0$ ou 1 , est très riche

d'information. Il peut, comme il a été rappelé au chapitre 1, constituer un diagnostic fiable de la densité électronique. Ces satellites les plus émissifs sont repérés par les lettres q-r, a-d et j,k,l. Le tableau suivant présente les longueurs d'onde, extraites de la référence [7].

He $_{\alpha}$	IC	q-r	a-d	j,k,l
7.7566 Å	7.8055 Å	7.8460 Å	7.8574 Å	7.8748 Å
		7.8479 Å	7.8538 Å	7.8711 Å
			7.8608 Å	7.8754 Å
			7.8572 Å	

Les spectres de la figure V-23 sont des spectres d'aluminium obtenus en irradiant une cible massive d'épaisseur 50 μm avec une énergie laser de 10 J.

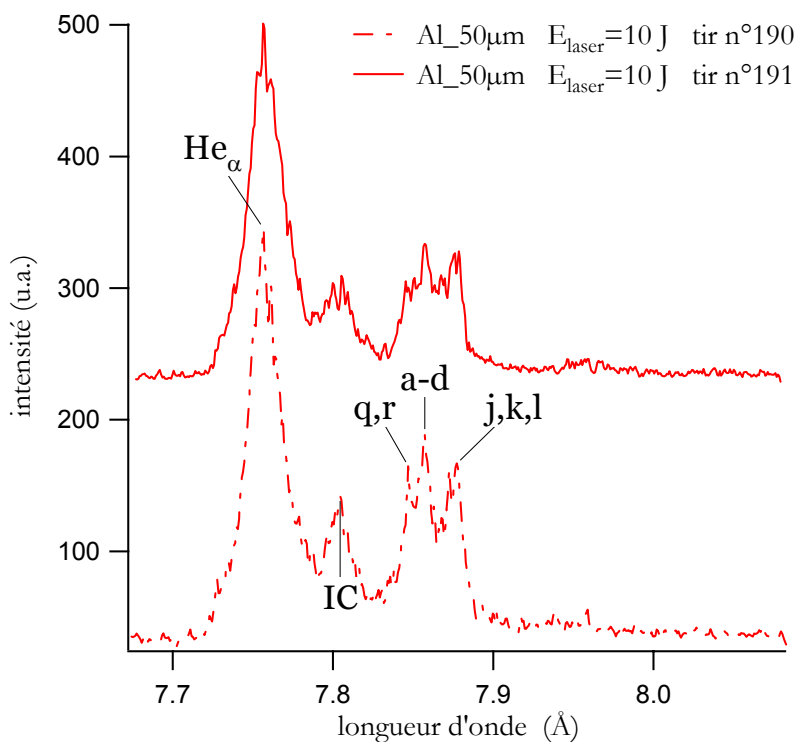


Figure V-23 : Raie de résonance He $_{\alpha}$ de l'aluminium et ses satellites diélectroniques obtenus en irradiant une feuille d'épaisseur 50 μm à 10 J, pour les tirs 190 et 191.

La forme de ce spectre est caractéristique d'une densité relativement faible : la raie d'intercombinaison est assez forte et la raie He $_{\alpha}$ peu élargie.

Les spectres de la figure V-24 ont été enregistrés respectivement lors d'un tir à 10 et 1 J sur une cible cubique d'aluminium de 30 μm d'arête. Dans cette expérience, seuls trois tirs sur cible cubique étaient exploitables. Sur la figure V-24, on peut toutefois remarquer que pour une énergie laser de 1 J, le signal est très faible et la raie d'intercombinaison, difficilement repérable. Le spectre relatif à une énergie laser de 10 J est riche d'informations. La raie de résonance He_α est très intense (saturée même). Ces caractéristiques sont la signature de l'existence d'un plasma très chaud. La raie d'intercombinaison IC est très forte : ceci est la caractéristique d'un plasma à faible densité (typiquement moins de 10^{22} cm^{-3}). Cette raie correspond à la transition d'un électron du niveau $1s2p \ ^3P_1$ de l'ion Al^{11+} vers le niveau $1s^2 \ ^1S_0$ comme l'indique la figure V-25. Les niveaux triplets de départ ont une probabilité de décroissance radiative très faible. Ainsi, si le plasma était très dense, a fortiori très collisionnel, le niveau triplet $1s2p \ ^3P_1$ serait dépeuplé par collision vers le niveau $1s2p \ ^1P_1$ et la raie d'IC n'apparaîtrait pas sur les spectres.

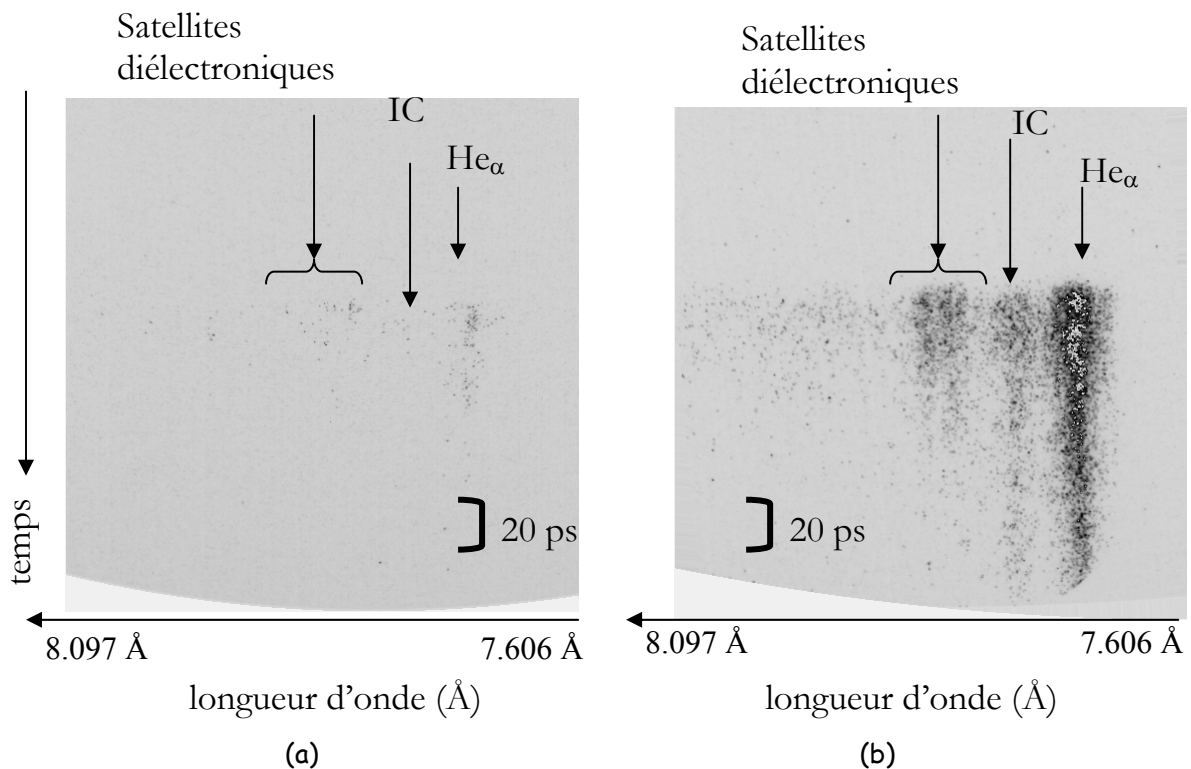


Figure V-24 : Spectres de cible cubique d'aluminium de volume $(30 \mu\text{m})^3$ résolus en temps à 1 (a) et 10 J (b). Les positions des satellites, de l'intercombinaison et de la He_α sont indiquées.

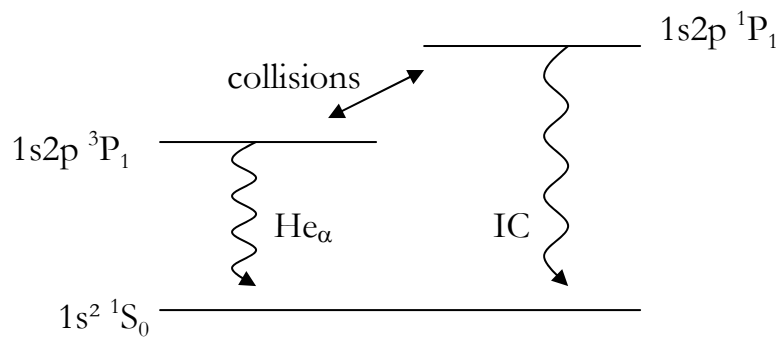


Figure V-25 : Schéma des niveaux intervenant dans l'émission des raies $He\alpha$ et IC.

Il est intéressant de comparer le chauffage d'une cible cubique de faible volume à celui d'une cible plus massive d'aluminium. Nous présentons sur la figure V-26 les spectres résolus en temps, à haut flux, d'une cible cubique d'aluminium de $(30\ \mu\text{m})^3$ de volume et d'une feuille d'aluminium de $50\ \mu\text{m}$ d'épaisseur.

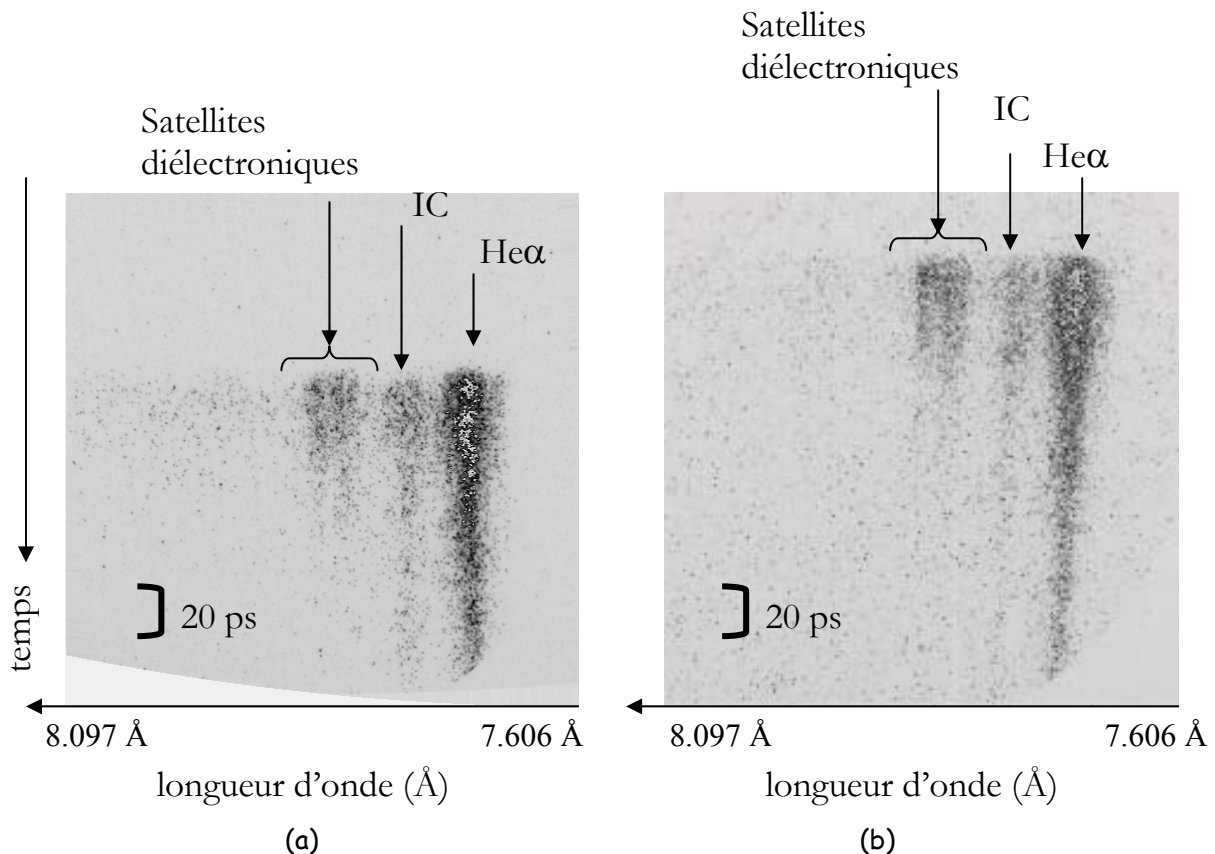


Figure V-26 : Spectres résolus en temps (a) d'une cible cubique d'aluminium de volume $(30\ \mu\text{m})^3$ et (b) d'une feuille d'aluminium de $50\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, pour $E_{\text{laser}}=10\ \text{J}$. Les positions des satellites, de l'intercombinaison et de la $He\alpha$ sont indiquées.

Les intensités relatives des raies sont quasiment identiques : le chauffage est analogue dans les deux cas. Les conditions de densité et de température sont donc relativement semblables.

En conclusion préliminaire, on peut déduire que l'on est en présence d'un plasma chaud et peu dense responsable de l'émission dans la région de 7.7 à 8 Å.

Nous allons présenter maintenant les spectres enregistrés à plus grande longueur d'onde, où apparaissent les transitions K_α de l'aluminium.

Région dense et froide

La région spectrale située entre 8 et 8.4 Å est le diagnostic principal du chauffage de la cible par les électrons chauds. Ces électrons suprathermiques peuvent arracher un électron en couche $n=1$ aux différents ions présents au cœur de la cible. Les raies K_α émises par l'aluminium neutre à l'ion Al^{3+} sont confondues dans un même pic d'émission, autour de 8.34 Å [4]. Dès que la couche $n=2$ se dépeuple, les premières raies K_α décalées peuvent être observées : elles correspondent à l'émission des raies 1s-2p des ions Al^{4+} à Al^{11+} . Ainsi, l'énergie de ces raies est caractéristique des différentes espèces ioniques présentes. De nombreux satellites existent à l'entour de ces raies de résonance.

Pour illustrer les différentes raies détectées, nous présentons sur la figure V-27, un spectre obtenu sur une feuille d'aluminium de 50 μm d'épaisseur, pour une énergie laser de 10 J. On observe un pic très intense à gauche qui correspond à la raie K_α froide de l'aluminium, regroupant l'aluminium neutre, l'aluminium isoélectronique du Mg, du Na et du Ne, observables en un seul et même pic autour de 8.34 Å. Les raies « chaudes », qui correspondent à l'émission K_α d'atomes présentant une lacune en couche $n=2$, sont décalées vers les petites longueurs d'onde et se situent à droite du pic. La première raie décalée observable est émise par l'ion isoélectronique du fluor, qui correspond à un état d'ionisation initial 4+, située à 8.32669 Å. Les longueurs d'onde données ici ont été calculées par le code de structure atomique RELAC et ont été publiées dans la thèse de C. Fiévet [25]. L'intensité de la raie K_α froide montre que de nombreux électrons suprathermiques ont été créés et qu'ils ont provoqué des lacunes en couches internes d'atomes d'aluminium neutre. La présence de la première raie « chaude » montre que le milieu est ionisé, tout au moins jusqu'aux ions isoélectroniques du fluor.

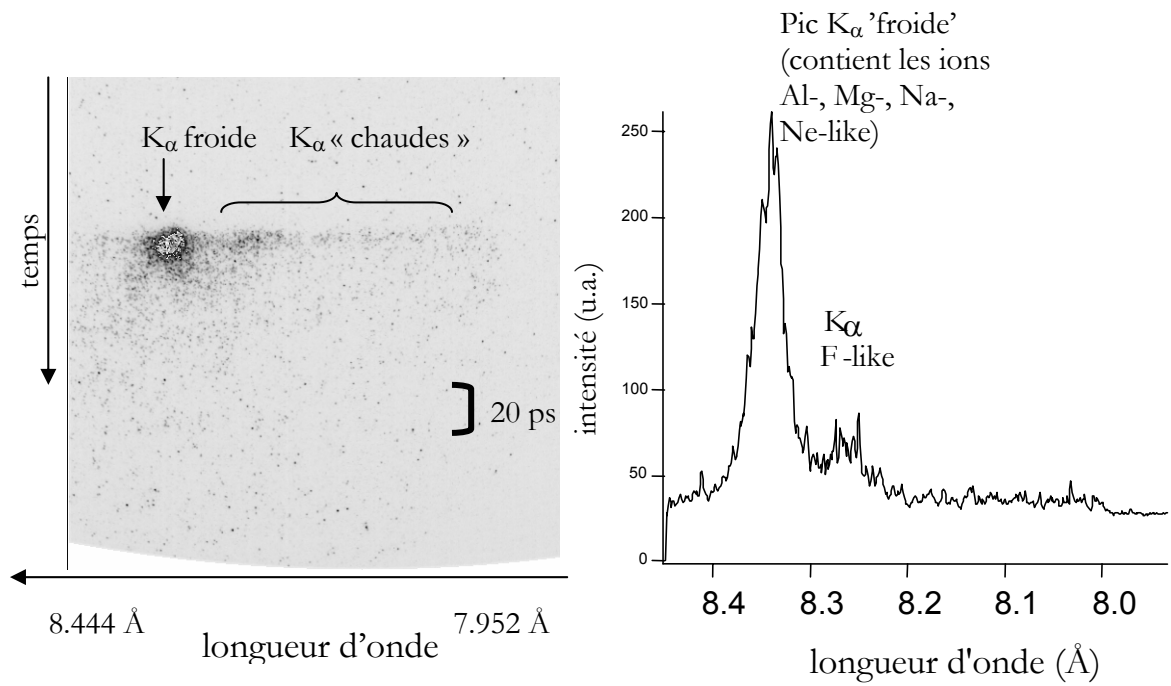


Figure V-27 : Spectre résolu en temps d'une feuille d'aluminium de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur enregistré dans la gamme 7.95 à 8.44 \AA , pour $E_{\text{laser}}=10 \text{ J}$. Les positions des raies K_{α} sont indiquées et le spectre correspondant est tracé à coté .

Sur cible cubique, et pour des conditions d'irradiation semblables, aucune structure n'est identifiable sur le spectre. La figure V-28 représente le spectre d'une cible cubique de $(30 \mu\text{m})^3$ de volume à haut flux.

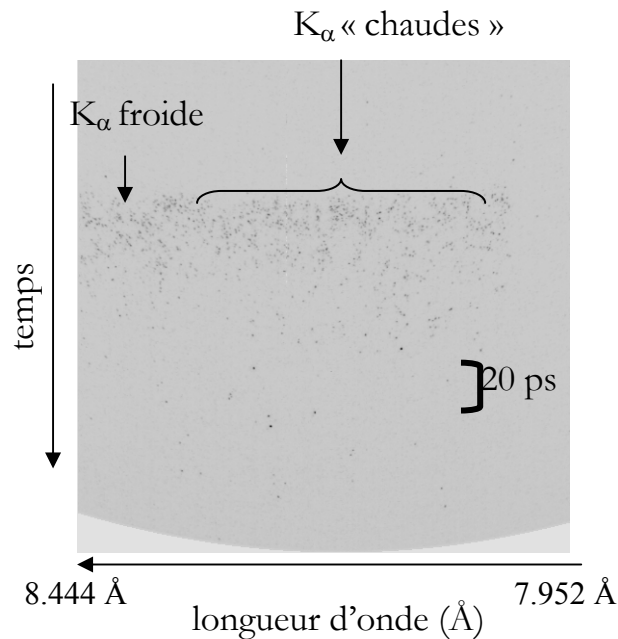


Figure V-28 : Spectre résolu en temps d'une cible cubique d'aluminium de $(30 \mu\text{m})^3$ de volume enregistré dans la gamme 7.95 à 8.44 \AA , pour $E_{\text{laser}}=10 \text{ J}$.

Ce résultat pourrait s'expliquer par le fait qu'il existe peu d'émetteurs dans la cible, or les spectres héliumoïdes ont montré, au contraire, que dans le cas d'une cible micronique, la raie He_{α} était très intense. Ce bilan montre que les électrons rapides générés lors de l'interaction de l'impulsion laser avec la cible cubique n'ont pas pénétré au cœur du solide. Le chauffage d'une petite cible cubique par les électrons suprathermiques est beaucoup moins efficace que sur une feuille.

On peut interpréter ces résultats en tenant compte de l'aspect temporel de l'impulsion laser. Celle-ci était précédée d'une pré-impulsion longue de 1.5 ns, due à l'ASE. Avec un contraste de 10^{-4} en énergie par rapport à l'impulsion principale, elle permettait aisément de créer un pré-plasma à l'avant de la cible, dans lequel les électrons seraient piégés. Cet état de fait modifierait considérablement l'idée que nous nous faisons du chauffage de la cible. Nous verrons dans la suite que cette explication se révélera être corroborée par les simulations numériques.

Ainsi, en conclusion, on peut dans un premier temps supposer qu'un pré-plasma est créé en avant de la cible par une pré-impulsion d'une intensité de 10^{12}W/cm^2 . La présence d'un plasma peu dense pourrait expliquer les spectres thermiques observés ainsi que la région des K_{α} .

2.3.2. Durée d'émission X du spectre d'aluminium enregistré dans la gamme 7.7 à 8.4 Å

La durée d'émission des spectres X a été enregistrée grâce à la caméra à balayage de fente ultra-rapide. Pour cette expérience, la vitesse de balayage était de 400 ± 20 fs/px, la gigue était d'environ 10 ps le signal saturait au delà de 75 coups (au dessus du bruit de fond) sur la CCD. Dans cette partie, nous allons déterminer la durée d'émission du spectre héliumoïde et des différentes raies K_{α} observées.

Durée d'émission du spectre thermique

L'analyse de la durée d'émission des spectres a été effectuée en prenant une coupe de 20 pixels de large sur les images ; les résultats présentés ci-après correspondent à la valeur mesurée à mi-hauteur et sont donnés avec une barre d'erreur relative.

L'étude de ces coupes montre que sur cibles massives, à bas flux, la He_{α} dure en moyenne 32 ± 6 ps, l'intercombinaison 26 ± 1 ps et les satellites diélectroniques (j, k, l) 25 ± 1 ps, satellites (q, r) 22 ± 5 ps. A haut flux, la raie He_{α} est émise pendant environ 46.5 ± 3.5 ps, l'intercombinaison

pendant 34 ± 5 ps et les satellites diélectroniques (j, k, l) et (q, r) durant respectivement 32.7 ± 1.7 ps et 25.5 ± 1.5 ps.

Sur cibles cubiques, à bas flux, les intensités sont trop faibles pour une mesure fiable. A haut flux, les deux tirs sont saturés, on peut toutefois dire qu'en moyenne la He_α dure plus de 50 ps, l'intercombinaison plus de 36 et les satellites plus de 33 ps.

La figure V-29 représente les spectres de la figure V-26 en dessous desquels sont reportées les coupes des différentes raies observées, pour une mesure de leur durée d'émission. Le spectre de la figure V-29a est un spectre haut flux d'une cible cubique d'aluminium de volume $(30 \mu\text{m})^3$ et celui de la figure V-29b un spectre haut flux d'une feuille d'aluminium de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

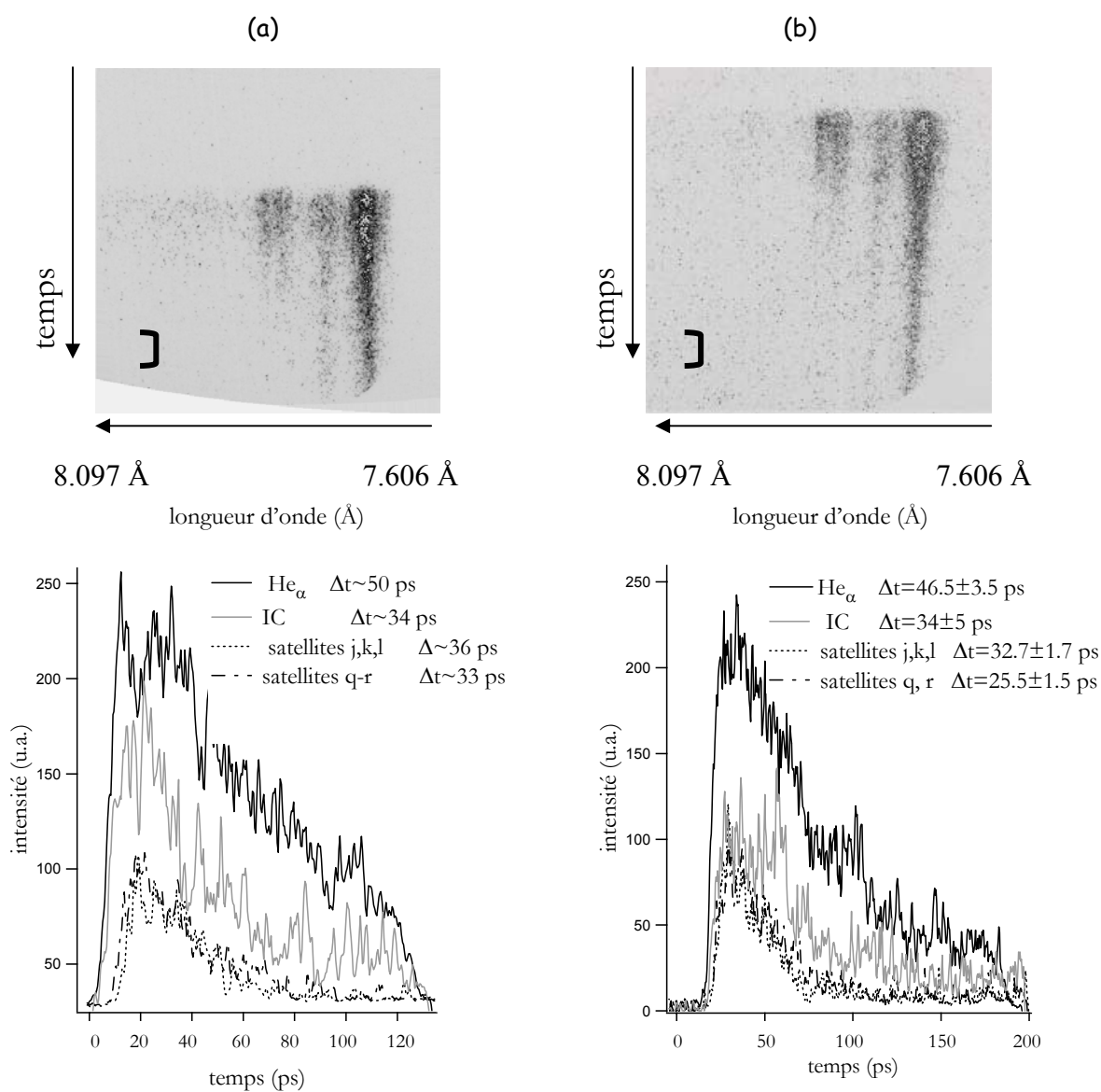


Figure V-29 : Durée d'émission des raies He_α , IC et des satellites respectivement (a) pour une cible cubique d'aluminium de volume $(30 \mu\text{m})^3$ et (b) pour une feuille d'aluminium de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur, à haut flux.

La longue durée d'émission de ces spectres héliumoïdes montre bien que l'on est en présence d'un plasma basse densité, de haute température, dans lequel le temps de recombinaison est très grand (de l'ordre de 50ps). Aucune différence notable au niveau des durées d'émission n'est à signaler entre cible massive et cible cubique de faible volume. Le plasma généré semble donc posséder les mêmes caractéristiques et des mécanismes de chauffage semblables.

Durée d'émission des K_α

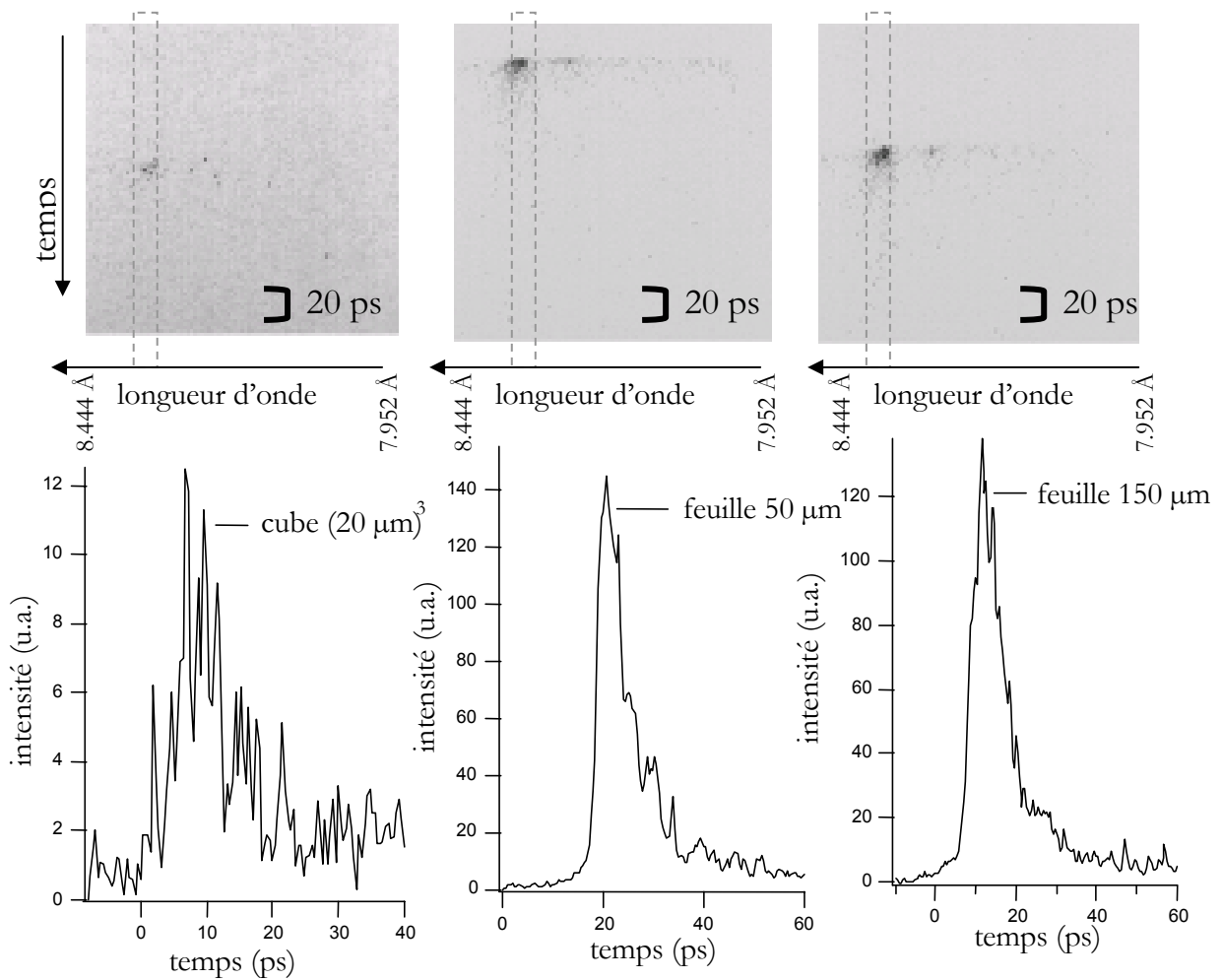


Figure V-30 : Durée d'émission des raies K_α , à bas flux, respectivement pour (a) une cible cubique d'aluminium de volume $(20 \mu\text{m})^3$, (b) pour une feuille d'aluminium de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur, et (c) pour une feuille d'aluminium de $150 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

A bas flux, les transitions K_{α} durent en moyenne 7 ps à mi-hauteur, sans aucune différence entre les feuilles et les cibles cubiques de faible volume, comme l'indique la figure V-30. A haut flux, seuls deux tirs ont été effectués et l'un d'eux est malheureusement saturé. Il est difficile de tirer quelque mesure de ceux-ci.

Ainsi, dans le cas de l'aluminium, les durées d'impulsion $X K_{\alpha}$ mesurées expérimentalement sont assez longues. Si le rayonnement présent dans la zone d'interaction est suffisant pour influencer de manière significative l'émission K_{α} par photo-ionisation, on pourrait expliquer ces durées d'impulsion. Cet argument a été proposé pour expliquer la longue durée de raie K_{α} obtenue lors de l'interaction d'une impulsion laser de 500 fs sur une cible solide d'aluminium [26]. La raie He_{α} peut être suffisamment énergétique (son énergie est juste au dessus du seuil K) pour induire une photo-ionisation en couche K.

2.4. Expériences complémentaires

2.4.1. Mise en évidence du champ électrique autour de la cible

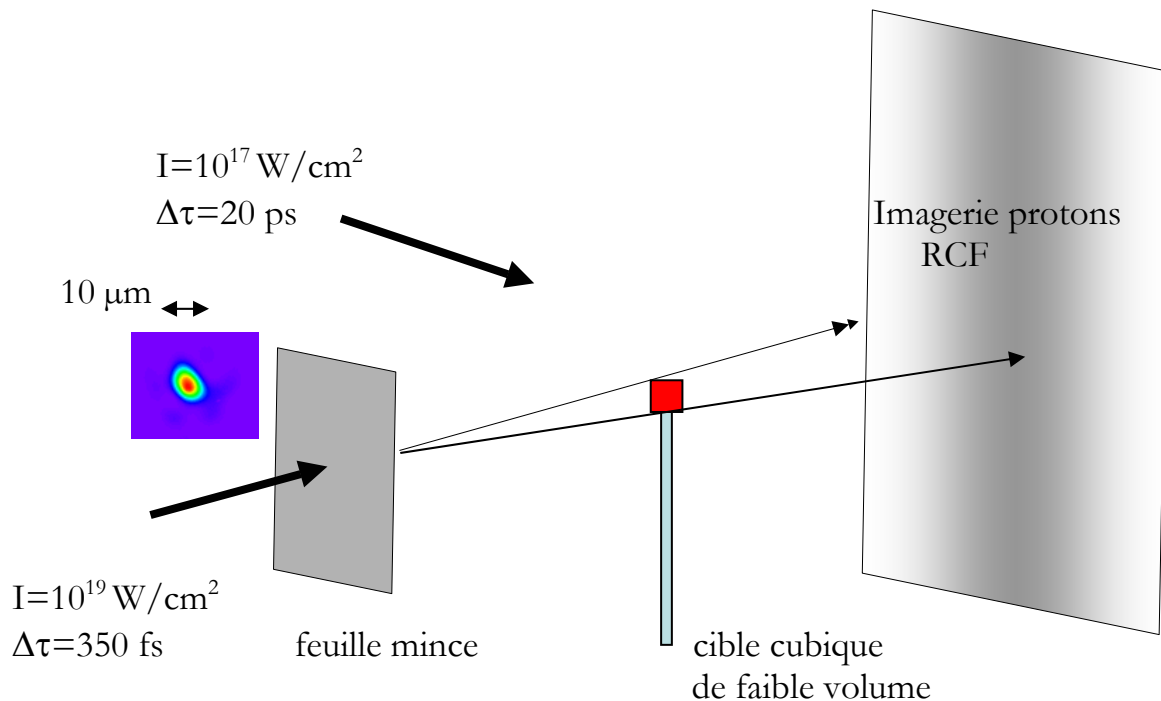


Figure V-31 : Schéma de l'expérience de J. Fuchs utilisant le même type de cible : cube d'aluminium de faible volume.

Les conclusions établies dans la partie précédente se sont trouvées corroborées par les résultats d'une expérience menée par l'équipe de P. Audebert *et al.* au LULI, utilisant le même type de cibles cubiques de faible volume. Le schéma de celle-ci est reporté sur la figure V-31.

Une première impulsion d'intensité $I=10^{19}$ W/cm² et de largeur à mi-hauteur $\Delta\tau=350$ fs chauffait une feuille mince et créait des protons à l'arrière de la cible. Avec un retard adapté à la dynamique de l'expérience, une cible cubique de faible volume était chauffée par une deuxième impulsion, plus longue et moins intense que la première. Les particules rapides (protons) générées à l'arrière de la feuille traversaient alors le plasma créé par l'interaction de l'impulsion picoseconde avec le cube d'aluminium. Les protons étaient ensuite collectés sur un film radiochromique. L'image obtenue montre qu'un champ électrique important entoure la cible dans un volume sphérique d'au moins 500 μm de diamètre. La figure V-32 met en évidence la présence d'un tel champ, autour de la cible.

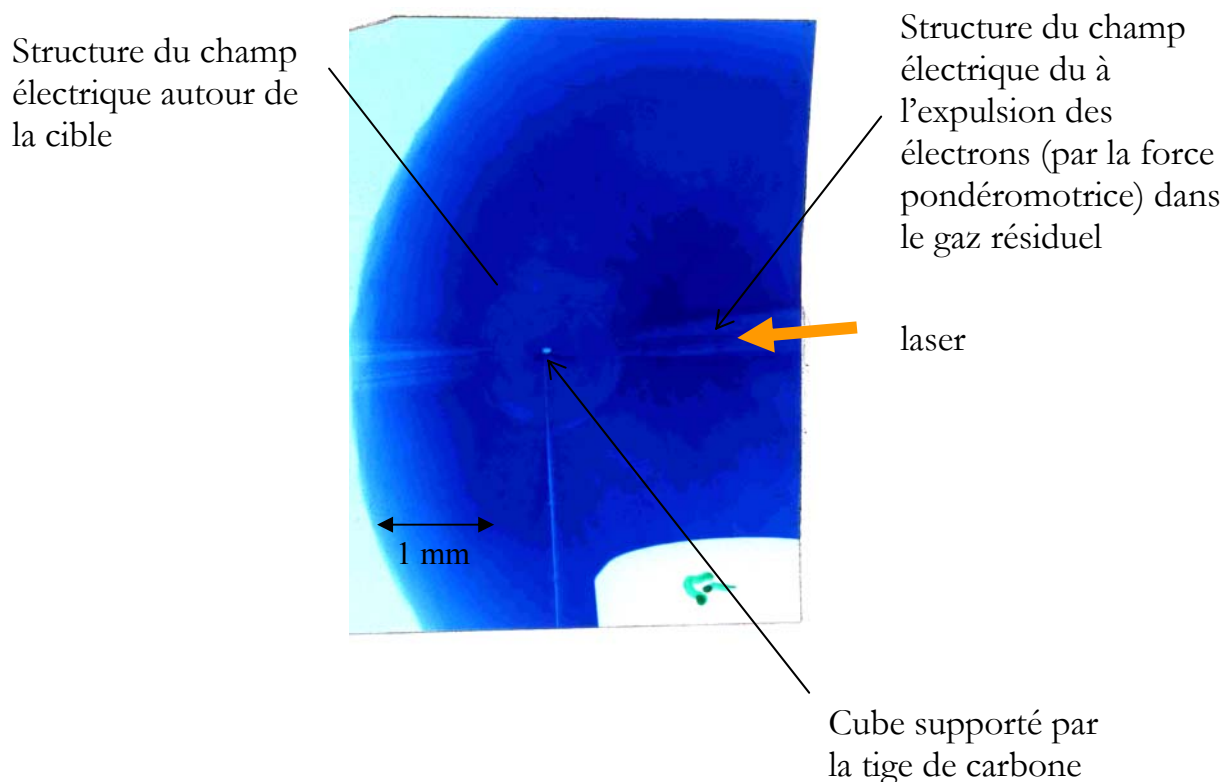


Figure V-32 : Champ électrostatique entourant une cible cubique d'aluminium de volume $(20 \mu\text{m})^3$

Ainsi, l'hypothèse selon laquelle il existerait un pré-plasma tout autour de la cible qui empêcherait les électrons énergétiques d'entrer au cœur de la cible se voit confirmée par cette expérience. Les électrons seraient alors piégés dans ce plasma peu dense et de grande dimension.

2.4.2. Etude comparative des spectres à 0.53 μm et à 1.06 μm

La figure V-33 représente une comparaison de spectres obtenus lors de l'irradiation d'une feuille d'aluminium de 50 μm d'épaisseur haut flux respectivement à (a) 0.53 μm et à (b) 1.06 μm . Plusieurs différences notables apparaissent nettement entre les deux spectres. (notons que les vitesses de balayage étaient différentes pour les deux expériences, $\bar{v}_{\text{balayage}}=200\text{ fs/px}$ pour l'expérience à 0.53 μm et $\bar{v}_{\text{balayage}}=400\text{ fs/px}$ pour l'expérience à 1.06 μm)

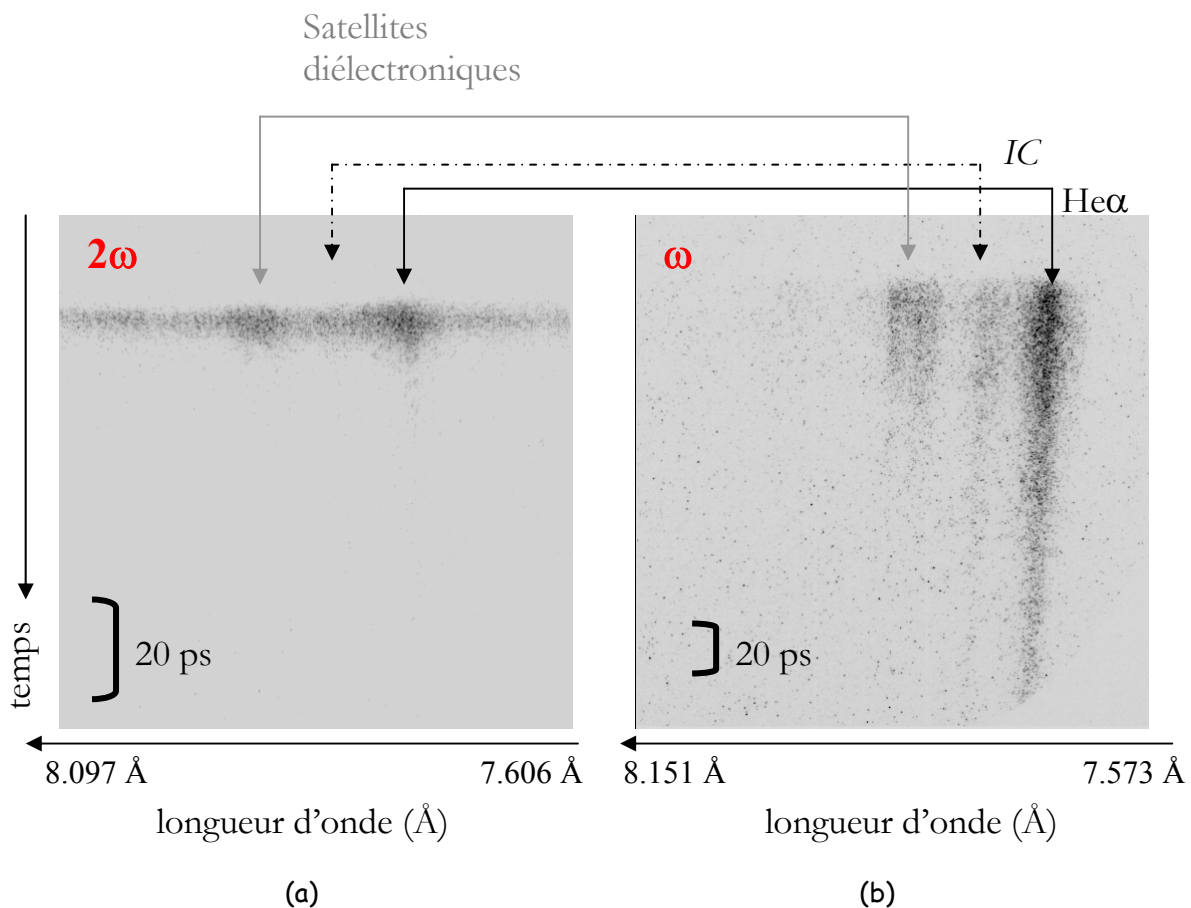


Figure V-33 : Spectres, haut flux, résolus en temps (a) d'une feuille d'aluminium d'épaisseur 5 μm à 0.53 μm et (b) d'une feuille d'aluminium de 50 μm d'épaisseur à 1.06 μm . Les positions des satellites, de l'intercombinaison et de la $\text{He}\alpha$ sont indiquées et les spectres correspondant sont reportés au dessous .

Les spectres sont caractéristiques du plasma émetteur. Dans le cas où l'interaction se fait à la longueur d'onde $\lambda=0.53 \mu\text{m}$, la raie de résonance est très large, l'intercombinaison très faible et les satellites diélectroniques non-résolus sont entourés d'un continuum très étendu spectralement. Celui-ci est probablement dû à la présence de satellites avec des électrons spectateurs de nombre quantique principal n très élevé. Tous ces éléments nous permettent de conclure à l'existence d'un plasma très dense et chaud. De plus, l'émission X est courte (quelques picosecondes) : ceci confirme spécifiquement que le plasma est dense.

Parallèlement, à la longueur d'onde $1.06 \mu\text{m}$ et dans des conditions d'irradiation similaires, le spectre héliumoïde est très différent : la raie de résonance est beaucoup moins large et l'intercombinaison apparaît très nettement sur le spectre, les satellites diélectroniques sont clairement identifiables. La durée d'émission X est très supérieure et le temps de recombinaison beaucoup plus long qu'en (a). Cette analyse qualitative montre qu'on est en présence d'un plasma peu dense et chaud, de grande dimension. Cette dernière étude corrobore donc les premières analyses que nous avons faites des spectres héliumoïdes à $1.06 \mu\text{m}$: il existe bien un pré-plasma créé par la pré-impulsion due à l'ASE. L'impulsion principale ne rencontre donc pas la cible dans les conditions nécessaires au déploiement du mécanisme de confinement des électrons par effet de charge d'espace.

2.5. Simulation particulière

Nos résultats peuvent également être expliqués par une approche particulière. Des simulations préliminaires avaient été réalisées au Centre de Physique Théorique de l'Ecole Polytechnique, avec le code bi-dimensionnel EMI2D, par J.C. Adam et A. Héron. La simulation consistait en l'interaction d'une impulsion laser de 300 fs à mi-hauteur, à la longueur d'onde $1.06 \mu\text{m}$ avec un flux de 10^{20} W/cm^2 sur une cible de dimension $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$. La densité initiale de la cible était de $10 n_c$ (n_c étant la densité critique, soit 10^{21} cm^{-3} à $1.06 \mu\text{m}$) et la température électronique de 10 keV, enfin 6.10^7 particules étaient considérées.

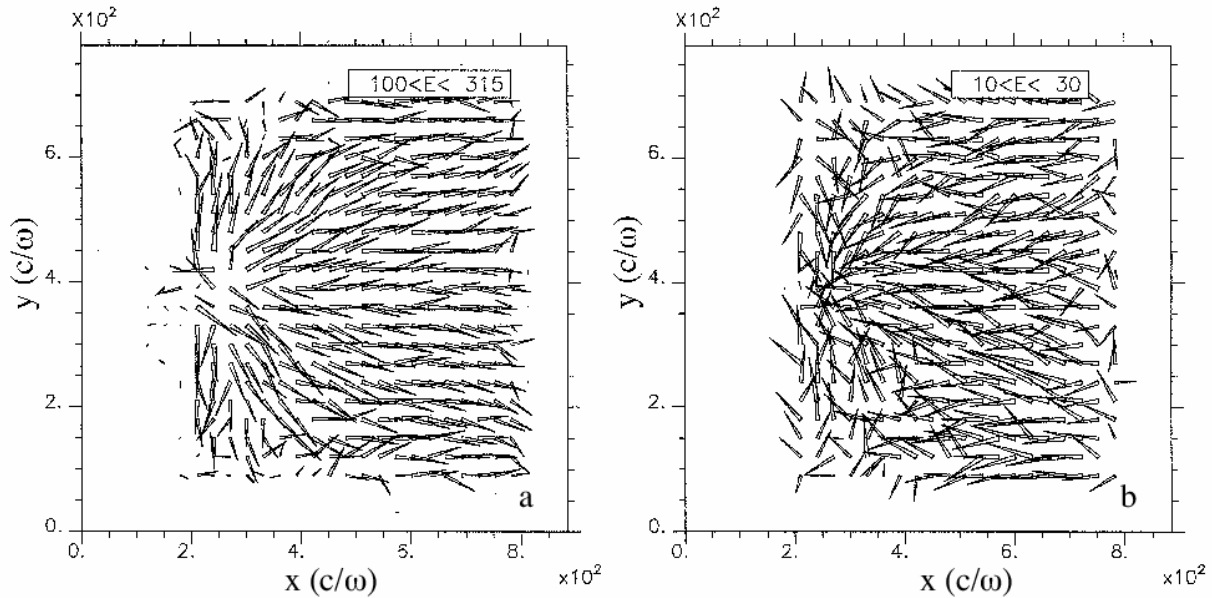


Figure V-34 : Courant électronique pour une population d'électrons de température (a) 100-315 keV et (b) 10-30 keV, 400 fs après le maximum de l'impulsion laser .

La figure V-34 montre le courant électronique existant 400 fs après le maximum de l'impulsion laser pour deux types de population d'électrons : (a) 100-315 keV et (b) 10-30 keV. Sur ce schéma, le laser vient de la gauche. On observe que les électrons les plus énergétiques tendent à s'échapper à l'arrière de la cible tandis que les électrons d'énergie un peu moins élevée ont tendance à former un courant de retour à l'intérieur de la cible (ces électrons ont une section efficace d'excitation collisionnelle plus grande). Ce courant était sensé être à l'origine du chauffage du cœur de la cible.

Quand on regarde, figure V-35, la distribution spatiale des électrons prise à différents temps de l'interaction, on s'aperçoit qu'une certaine partie de ces électrons diffusent autour de la cible. Ainsi, les spectres expérimentaux résultent probablement de la compétition de ces deux processus : le courant de retour qui chauffe un peu la cible et l'autre partie des électrons qui diffusent autour d'elle. Cette simulation avait été réalisée sans pré-impulsion. On peut imaginer que la présence d'un pré-plasma de faible densité et de faible résistivité en avant de la cible ne ferait qu'accroître la diffusion des électrons autour de la cible au détriment de leur pénétration au sein du solide.

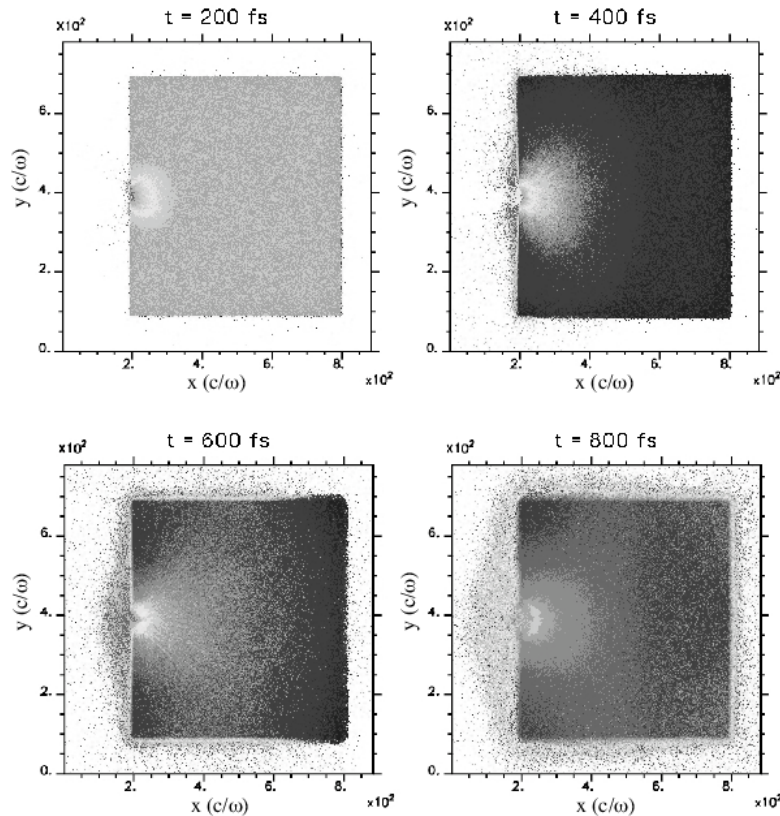


Figure V-35 : Carte spatiale de la distribution des électrons au sein de la cible à des temps différents de l'interaction : 200, 400, 600 et 800 fs après le maximum du pic laser.

2.6. Conclusion sur les mécanismes de chauffage

Nous avons testé la possibilité de chauffer la matière avec des électrons suprathermiques produits par l'interaction d'une impulsion laser femtoseconde avec une cible cubique de faible volume. Nos résultats expérimentaux indiquent que dans nos conditions, aucun couplage efficace entre les électrons chauds et le solide n'a pu être réalisé. Nous avons mis en évidence la présence d'un pré-plasma de densité modérée et de faible résistivité en avant de la cible, probablement issu d'une pré-impulsion précédant l'impulsion principale. Ce pré-plasma a inhibé le chauffage de la cible par les électrons chauds en favorisant la diffusion de ces électrons tout autour de la cible. Les perspectives à envisager seraient de reproduire cette expérience en s'affranchissant des effets de l'ASE, fatals à la génération du mécanisme de chauffage par confinement d'électrons à l'intérieur de la cible. Des simulations particulières complémentaires seraient également utiles en considérant une éventuelle pré-impulsion et en utilisant la dimension réelle

- Chapitre 5 -

des cibles, soit de 20 à 50 μm d'arête. Elles permettraient alors de confirmer ou non l'effet de ce pré-plasma sur le comportement des électrons chauds.

**** Références du chapitre V ****

- [1] Gallant, P., Jiang, Z., Chien, C.Y., Forget, P., Dorchies, F., J.C., Pépin, H., Peyrusse, O., Mourou, G., Krol, A., *Spectroscopy of plasmas generated by irradiation of thin foils by a fs laser*, J. Quant. Spect. Radiat. Trans., **65**, 243 (1999)
- [2] Gallant, P., Kieffer, J.C., Dorchies, F., Peyrusse, O., *Dynamics of Al foils irradiated by a subpicosecond high intensity laser pulse*, Phys. Plasmas, **10**, 577 (2003)
- [3] Audebert, P., Shepherd, R., Fournier, K.B., Peyrusse, O., Price, D., Lee, R.W., Springer, P., Gauthier, J.C., Klein, L., *Heating of thin foils with a relativistic-intensity short-pulse laser*, Phys. Rev. Lett. **89**, 265001 (2002)
- [4] Audebert, P., Shepherd, R., Fournier, K.B., Peyrusse, O., Price, D., Lee, R.W., Springer, P., Gauthier, J.C., Klein, L., *Time-resolved plasma spectroscopy of thin foils heated by a relativistic-intensity short-pulse laser*, Phys. Rev. E, **66**, 66412 (2002)
- [5] Shepherd, R., More, R., Young, B., Price, D., Walling, R., Osterheld, A., Stewart, R., Kato, T., *Reduced conduction cooling in high energy-density plasmas using ultra-short pulse laser thin foil targets*, J. Quant. Spect. Radiat. Trans., **58**, 911 (1997)
- [6] Audebert, P., Nagels, V., Geindre, J.P., Dorchies, F., Peyrusse, O., Gary, S., Girard, F., Shepherd, R., Gauthier, J.C., Chenais-Popovics, C., *x-ray spectroscopy of a thin foil plasma produced by short-pulse high-intensity laser*, J. Quant. Spect. Radiat. Trans., **81**, 19 (2003)
- [7] Vainshtein, L.A. & Safranov, U.I., *Atomic data and nuclear data tables* 21, 49-68 (1978)
- [8] Chenais-Popovics, C., Fievet, C., Geindre, J.P., Gauthier, J.C., Luc-Koenig, E., Wyart, J.F., Pépin, H., Chaker, M., *Phys. Rev. A* **40**, 3194-3208 (1989)
- [9] Geindre, J.P. *et al.*, Rapport LULI 2002, p.115
- [10] Hall, T.A., *J. Phys.E: Sci. Instrum.* **17**, 110-112 (1984) – Martinolli E. *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 2024 (2004).

- [11] Gallant, P., Forget, P., Dorchies, F., Jiang, Z., Kieffer, J.C., Jaanimagi, P.A., Rebuffie, J.C., Goulmy, C., Pelletier, J.F. & Sutton, M. *Characterization of a subpicosecond x-ray streak camera for ultrashort laser-produced plasmas experiments*. Rev. Sci. Instrum. **71**, 3627-3633 (2000).
- [12] Peyrusse, O., « *Etude de l'émission X et de l'émission spontanée amplifiée X-UV des ions néonoïdes dans un plasma créé par laser* », Thèse de Doctorat, Orsay (1988).
- [13] Fajardo, M., Audebert, P., Renaudin, P., Yashiro, H., Shepherd, R., Gauthier, J.C., Chenais-Popovics, C., Phys. Rev. Lett. **86**, 1231-1234 (2001)
- [14] Quoix, C., Hamoniaux, G., Antonetti, A., Gauthier, J-C., Geindre, J-P., Audebert, P., *Ultrafast plasma studies by phase and amplitude measurements with femtosecond spectral interferometry*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **65**, 455-462 (2000)
- [15] Eidmann, K., Meyer-ter-vehn, M., Schlegel, T., Hüller, S., *Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid density matter*, Phys. Rev. E, **62**, 1202 (2000)
- [16] Peyrusse, O., J. Phys. B, **33**: 4303-4321 (2000)
- [17] Lee, Y.T., More, R.M., *An electron conductivity model*. Phys. Fluids **27**, 1273 (1984)
- [18] MacKinnon, A.J. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 215006 (2002)
- [19] Hegelich, M. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 085002 (2002)
- [20] Snavely, R.A. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2945 (2000)
- [21] Clark, E.L. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 670 (2000)
- [22] Clark, E.L. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1654 (2000)
- [23] Hatchett, S.P. *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 2076 (2000)
- [24] Feurer, T. *et al.*, Phys. Rev. E **65**, 016412 (2001)
- [25] Fiévet, C., Thèse de doctorat Univ. Paris XI (1989)
- [26] Kieffer, J.C. *et al.*, *Time resolved spectroscopy of ultra-short plasmas*, OSA Conf., San Diego (1993)

Conclusions

Ce mémoire s'inscrivait dans le contexte général de l'étude des propriétés radiatives des plasmas chauds. Le but principal de cette thèse était d'obtenir des données expérimentales pour tester les codes de physique atomique traitant les problèmes HETL. Notre soucis permanent était de créer des plasmas les plus homogènes possible, avec une bonne reproductibilité et des paramètres relativement stables. Dans un premier temps, nous avons étudié des plasmas HETL d'éléments de Z moyen à élevé en régime nanoseconde. Dans une deuxième partie, nous avons effectué une étude spectroscopique de plasmas instationnaires en régime femtoseconde. Ces expériences avaient un intérêt scientifique commun dans le sens où les spectres obtenus constituaient des benchmarks potentiels pour valider certains aspects physiques mais aussi numériques mis en oeuvre dans les codes de physique atomique.

Principaux résultats obtenus

Expériences dans le régime nanoseconde

La première partie de cette thèse regroupait les résultats de deux campagnes d'expériences menées pour l'étude spectroscopique du xénon et du krypton. Les plasmas observés ont été créés par l'interaction d'une impulsion nanoseconde avec un jet de gaz. Un diagnostic de diffusion Thomson a permis de mesurer indépendamment les paramètres du plasma, tels que la température électronique, la densité électronique et l'état d'ionisation moyen. Nous avons obtenu les spectres intégrés en temps du xénon et du krypton entre 5 et 10 Å. Nous avons identifié à l'aide du code RELAC une centaine de raies du xénon entre 8.6 et 9.6 Å. Nous sommes également parvenus à reconnaître de nombreuses raies dans le spectre du krypton entre 5.2 et 7.5 Å et à classer plusieurs raies inconnues jusqu'alors. Enfin, une méthode numérique a permis d'approcher les spectres expérimentaux de façon très satisfaisante et de déduire l'ionisation du plasma.

Nous avons ensuite étoffé l'étude du xénon en étendant la gamme spectrale au domaine XUV. Cette deuxième expérience a permis de tester le code AVERROES/TRANSPEC dans la région 9 à 15 Å et 10 à 130 Å. Les résultats expérimentaux se sont avérés être une excellente base de travail pour les théoriciens et ont constitué un des meilleurs benchmarks

d'émissivité HETL. Les spectres expérimentaux entre 9 à 15 Å ont été reproduits avec un très bon accord par AVERROES/TRANSPEC en utilisant la méthode de groupement des niveaux en superconfigurations. Le domaine XUV a posé plus de problèmes dans l'analyse et les résultats présentés ici demandent à être affinés.

D'ailleurs, dans le but de conforter les résultats obtenus entre 9 et 15 Å et d'améliorer les spectres XUV, une expérience reprenant les mêmes composantes va être mise en oeuvre sur l'installation LULI 2000. Tout d'abord, regarder à haute température en augmentant l'énergie laser et le volume chauffé, en gardant la même pression garantirait un plus grand volume émetteur et réduirait de façon significative l'absorption par le gaz froid. Puis, en explorant les gammes spectrales X et XUV à plus haute température, on s'éloignerait alors des couches complètes et l'on pourrait ainsi tester les codes de physique atomique dans cette gamme où les différences entre codes sont grandes.

Expériences dans le régime femtoseconde

L'étude spectroscopique des plasmas en régime femtoseconde est un sujet en plein essor. Ce régime d'interaction fait intervenir des processus physiques extrêmes et variés, encore parfois mal connus. Au cours de cette thèse, nous avons pu étudier la matière dans ce régime d'impulsion ultra-court, à la longueur d'onde $\lambda=0.53 \mu\text{m}$ et $\lambda=1.06 \mu\text{m}$.

Dans une première expérience, nous avons étudié l'impact des gradients longitudinaux et radiaux sur les spectres d'émission X d'éléments tels que l'Al, le Se et le Sm. Ces spectres étaient résolus temporellement : nous avons pour cela développé un spectrographe à cristal tronconique, couplé à une caméra à balayage de fente ultra-rapide. Cet instrument enregistrait les spectres entre 7.7 et 8.4 Å, avec une résolution temporelle de 800 fs. Nous avons mis en place un diagnostic d'interférométrie dans le domaine des fréquences qui a permis de mesurer la vitesse d'expansion de la face arrière d'une cible. Via un modèle isotherme, ce dispositif instrumental nous a permis d'accéder indépendamment à la connaissance de la température électronique du plasma.

Au cours de cette thèse, une autre campagne a été menée sur l'installation 100 TW du LULI. Cette expérience avait pour objectif de chauffer une cible cubique micrométrique avec des électrons suprathermiques générés par l'interaction avec la matière d'une impulsion laser ultra-courte à 1.06 μm en polarisation P. Les résultats obtenus se sont avérés être éloignés de nos espérances mais ont soulevé plusieurs points intéressants. Nous avons pu mettre en évidence l'existence d'un plasma faible densité de grande dimension autour de la cible. L'impulsion principale

était précédée d'une impulsion nanoseconde suffisamment intense pour générer un pré-plasma. D'une part, nous avons mesuré les caractéristiques du spectre thermique de l'Al et sa durée, qui s'est avérée très longue. D'autre part, la mesure du spectre K_{α} de l'Al, nous a permis de comprendre qu'aucun chauffage efficace n'a été rendu possible au cours de l'interaction. L'expérience a montré que les électrons ne pénétraient pas en profondeur dans le solide mais restaient piégés dans le plasma existant autour de la cible.

De façon générale, les résultats expérimentaux ont été reproduits de façon satisfaisante par le calcul. Avec le code AVERROES/TRANSPEC couplé aux codes hydrodynamiques FILM et MULTifs, nous avons généré des spectres d'aluminium et de sélénium résolus en temps. Le code a bien reproduit les spectres et les durées d'émission des différentes raies observées ont été calculées avec un bon accord.

Perspectives générales

Le calcul de l'ionisation et de l'émissivité HETL des corps de Z élevés est un problème en constante évolution. La pertinence de la modélisation des plasmas HETL de corps lourds a considérablement progressé ces dernières années grâce au concept de superconfiguration (SC) introduit tout d'abord à l'ETL puis utilisé dans un cadre HETL. Malgré la puissance de la méthode des superconfigurations, le meilleur choix de celles-ci est une question encore non-résolue. De plus, les théoriciens sont encore incertains quant à la façon de calculer la statistique des superniveaux et au choix du couplage à utiliser. Enfin, si l'on se réfère à une comparaison de résultats de différents codes de physique atomique, présentée au Workshop international HETL en 2003 [2], on peut trouver un facteur 10 sur l'émissivité avec deux codes distincts. Par exemple, pour le carbone, pour une densité électronique de 10^{22} cm^{-3} , entre 20 et 80 eV, l'état d'ionisation est calculé avec une différence de 50% entre deux codes. De façon générale, les codes semblent être en bon accord dans le cas de couches complètes. Dès que l'on commence à s'écarter des couches fermées, les résultats divergent. De surcroît, les expériences deviennent des benchmarks indispensables là où les écarts entre codes sont les plus grands, i.e., pour les ionisations entre deux fermetures de couches. Malheureusement, ces plasmas sont transitoires ou peu émissifs...La perspective d'effectuer ces expériences dans le régime femtoseconde s'avère être très prometteuse.

Sur le plan expérimental, l'interaction en régime femtoseconde est souvent compromise, comme nous l'avons vu, par le pré-plasma créé

devant la cible par le piédestal ASE qui précède l'impulsion principale. Un contournement de cet obstacle -qui a d'ailleurs été mis en œuvre dans l'une de nos expériences- était de doubler en fréquence l'impulsion laser. Le contraste était en effet augmenté mais au détriment de l'énergie focalisée sur cible, réduite alors en moyenne de moitié. Une autre alternative est aujourd'hui envisageable : il s'agit du miroir plasma [1], actuellement développé au LULI et dans plusieurs laboratoires. Le principe du miroir plasma est très simple : le faisceau est focalisé sur un diélectrique (transparent), la pré-impulsion passe avec un très faible taux de réflexion ; à l'arrivée de l'impulsion principale, le diélectrique s'ionise rapidement par effet d'avalanche (claquage) et devient un plasma surcritique qui réfléchit l'impulsion principale. L'emploi d'un tel dispositif laisse présager la mise en œuvre d'expériences très intéressantes sur l'interaction directe d'une impulsion ultra-courte -doté alors d'un profil temporel très raide- avec le solide dans des conditions d'irradiation extrêmes.

- [1] H.C. Kapteyn *et al.*, *Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering*. Opt. Lett., **16** (7): 490 (1991)
- [2] O. Peyrusse, Compte rendu partiel issu du: Third non-LTE code-comparison workshop, NIST Gaithersburg USA (2003).