



HAL
open science

Caractérisation des plasmas chauds et denses produits par interaction laser à ultra-haute intensité d'une cible solide

Vincent Dervieux

► **To cite this version:**

Vincent Dervieux. Caractérisation des plasmas chauds et denses produits par interaction laser à ultra-haute intensité d'une cible solide. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. École doctorale de Polytechnique, 2015. Français. NNT : . tel-01205713

HAL Id: tel-01205713

<https://pastel.hal.science/tel-01205713>

Submitted on 26 Sep 2015

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.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - ShareAlike 4.0 International License



THÈSE DE DOCTORAT

présentée à l'École Polytechnique pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Discipline : Physique des Plasmas

CARACTÉRISATION DES PLASMAS CHAUDS ET DENSES
PRODUITS PAR INTERACTION LASER À ULTRA-HAUTE
INTENSITÉ D'UNE CIBLE SOLIDE

par Vincent DERVIEUX

Soutenue en 2015 devant le jury composé de :

Sophie BATON Directrice de thèse

Fabien DORCHIES Rapporteur

Erik LEFEBVRE Rapporteur

Bérénice LOUPIAS Encadrant de thèse

Gérard MASSACRIER Examineur

Patrick MORA Examineur

Vincent Dervieux – *Caractérisation des plasmas chauds et denses produits par interaction laser à Ultra-Haute Intensité d'une cible solide*, le 25 septembre 2015

RÉSUMÉ

Les propriétés radiatives de plasmas denses et chauds conditionnent de nombreux phénomènes rencontrés dans les intérieurs stellaires et dans le cadre de la fusion par confinement inertiel. Afin d'améliorer les modèles dans un régime à la fois proche du solide (de l'ordre du g.cm^{-3}) et de plusieurs centaines d'électron-Volts, des mesures en laboratoire sont aujourd'hui nécessaires. L'étude menée dans cette thèse consiste en la caractérisation de tels plasmas formés par interaction laser à ultra-haute intensité.

Dans le cas d'un plasma d'aluminium, les mesures expérimentales obtenues ont permis de mettre en évidence le caractère complexe de l'interprétation d'un spectre d'émission de couche K habituellement utilisé pour estimer la densité et la température du plasma. Pour restituer les résultats expérimentaux, une suite de simulations numériques utilisant plusieurs codes (codes PIC CALDER, hydro-radiatif MULTI et de physique atomique SPECT3D) a été menée. Ces simulations ont permis de conclure sur la nécessité de prendre en compte de nombreux phénomènes physiques pour caractériser au mieux le plasma : les conditions d'équilibre, la présence d'électrons chauds, l'évolution temporelle rapide et les gradients spatiaux. Ces points sont abordés et discutés dans ce travail.

Ces études montrent que ce type d'expériences ouvre de vastes perspectives dans l'étude des plasmas à très haute densité. Une bonne résolution temporelle et spatiale est néanmoins nécessaire pour assurer une caractérisation précise de la densité et de la température du plasma produit.

ABSTRACT

In the fields of stellar interiors and inertial confinement fusion, determination of dense and hot plasmas opacity is a major goal. Laboratory plasmas, close to both solid density and hundreds of electron-volt temperature are needed to improve theoretical and numerical models. This work is focused on the characterization of such plasmas formed by ultra-high-intensity laser interaction with solid matter.

Experimental measurements on aluminium plasmas are presented. They highlight the complexity arising in the interpretation of K-shell x-ray emission spectra, typically used to infer the plasma density and temperature. To reproduce these experimental results, simulations using 3 codes were carried out (PIC code - CALDER, radiation-hydrodynamics code - MULTI and atomic population code - SPECT3D).

This work concludes on the need to account for many physical phenomena to further characterize the plasma: non-LTE equilibrium, hot electrons, time evolution and spatial gradients. All these issues are addressed and discussed. This kind of experiment opens bright perspectives in the study of very-high-density plasmas. Good temporal and spatial resolution is nevertheless necessary to ensure an accurate characterization of the plasma density and temperature.

REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse a permis d'explorer des aspects très variés de la physique des plasmas. Découvrir à la fois des aspects théoriques, numériques et expérimentaux a été un parcours passionnant. Ce parcours n'aurait pas pu se faire sans un encadrement formidable et je dois en tout premier lieu remercier Bérénice Loupias pour son investissement au quotidien dans l'encadrement de cette thèse ; sa bienveillance aura permis un travail particulièrement efficace pendant ces trois années.

Merci également à Sophie Baton pour avoir dirigé cette thèse, pour ses conseils avisés et pour avoir permis, grâce à son dynamisme et son savoir-faire, la réalisation de belles expériences au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI). Ce travail fut pour une grande part réalisé au Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA). Je remercie Patrick Renaudin d'avoir provoqué cette opportunité lors de mon Master et au-delà pour toutes les discussions que nous avons eues. Merci aussi à l'ensemble des membres du service pour leur accueil et les excellentes conditions dans lesquelles j'ai pu réaliser ce travail.

Ce travail n'aurait pas pu être mené à bien sans l'aide inestimable d'un grand nombre de personnes. Je remercie Laurent Gremillet, Christophe Rousseaux, Christophe Blancard et Jean-Christophe Pain dont les contributions ont été essentielles à la réalisation de ce manuscrit. D'un point de vue expérimental, les quatre campagnes réalisées ont connu de belles évolutions pendant ces trois années à la fois du point de vue des diagnostics grâce à Ludovic Lecherbourg, Charles Reverdin, Philippe Troussel, Alexandre Do et du point de vue des installations laser grâce à l'ensemble des équipes techniques de ELFIE et du LULI2000 qui ont permis d'avancer significativement sur les configurations expérimentales utilisées dans ce travail.

J'exprime ma gratitude aux membres du jury pour leurs questions, en particulier à Erik Lefebvre et Fabien Dorchies qui ont accepté d'être les rapporteurs de cette thèse.

Enfin, le quotidien aurait été beaucoup moins joyeux sans Cédric Neuville, Pierre Colin-Lalu et en particulier Kevin Glize qui a pendant ces trois années partagé mon bureau mais dont le rôle de *chef du fond du couloir* dépasse largement ces remerciements. L'évolution parfaitement synchrone de nos doctorats a permis un dynamisme très agréable ; j'ai pu découvrir une partie de la complexité d'une autre facette de la physique des plasmas créer par laser et nos discussions, souvent au delà du travail et toujours utiles, ont été particulièrement bénéfiques.

Merci à tous,

TABLE DES MATIÈRES

1	INTRODUCTION	1
	Contexte de la thèse	1
	Revue des expériences passées	4
	Objectifs de la thèse	6
I	LES GÉNÉRALITÉS THÉORIQUES	9
2	GÉNÉRATION ET TRANSPORT D'ÉLECTRONS RAPIDES	11
	2.1 Interaction laser et accélération d'électrons	11
	2.2 Mécanismes de chauffage	17
	2.2.1 Chauffage collisionnel	17
	2.2.2 Chauffage résistif	21
	2.3 Comparaison du chauffage collisionnel et résistif	24
	2.4 Présentation du code CALDER	28
3	REFROIDISSEMENT HYDRODYNAMIQUE	35
	3.1 Évolution hydrodynamique-radiative	35
	3.2 Relaxation électron-ion	36
	3.2.1 Fréquence de collision de Spitzer	37
	3.2.2 Le logarithme coulombien	38
	3.2.3 Fréquence de collision de Lee-More	41
	3.3 Conduction thermique	44
	3.3.1 Le flux de chaleur : modèle de Spitzer	44
	3.3.2 Conductivité thermique dans le modèle de Lee-More	45
	3.4 Rayonnement	46
	3.4.1 Équation du transfert radiatif	46
	3.4.2 Approximation de diffusion	51
	3.5 Présentation du code MULTI	53
4	ÉMISSION X ET ÉTATS D'ÉQUILIBRE	57
	4.1 Émission X d'un plasma	57
	4.1.1 Le spectre de couche K d'aluminium	59
	4.1.2 Caractérisation d'une raie	61
	4.1.3 Domaines optiquement minces et épais	63
	4.2 Calcul des populations en physique atomique	65
	4.2.1 L'équilibre thermodynamique	66
	4.2.2 Le modèle Collisionnel-Radiatif	67
	4.3 L'émission de couche K comme diagnostic	71
	4.3.1 Effets de la température	71
	4.3.2 Effets de la densité	73
	4.4 Présentation de SPECT3D	76

II	CONFIGURATION EXPÉRIMENTALE	81
5	LES CAMPAGNES EXPÉRIMENTALES	83
5.1	Les lasers utilisés	83
5.2	Les cibles	87
5.3	Les expériences	88
6	LES DIAGNOSTICS	91
6.1	Diagnostics de spectroscopie X	91
6.1.1	Cristal cylindrique : géométrie Von-Hamos	92
6.1.2	Cristal tronconique	100
6.2	Le double Sténopé X	105
6.3	Diagnostic d'ombroscopie à 3ω	108
III	LE CHAUFFAGE ISOCHORE DE CIBLES ENTERRÉES	113
7	L'APPROXIMATION HOMOGENÈ ET STATIONNAIRE	115
7.1	Analyse d'une interaction à 1ω	115
7.2	Analyse d'une interaction à 2ω	117
7.3	Effets des hautes densités sur le spectre de couche K	119
7.3.1	Largeur Stark et écrantage électronique	119
7.3.2	Largeur de raie pour $T_i \ll T_e$ à haute densité	120
8	PRISE EN COMPTE DE LA DÉTENTE HYDRODYNAMIQUE	125
8.1	Méthode	125
8.2	Effet du calcul hydrodynamique sur le spectre calculé	127
8.3	Discussion sur l'état d'équilibre du plasma	134
8.3.1	Émission hors-ETL	134
8.3.2	HETL et retard à la recombinaison	135
9	PRISE EN COMPTE DE L'INTERACTION LASER	139
9.1	Effet d'une pré-impulsion	139
9.1.1	Caractérisation par ombroscopie	140
9.1.2	Étude paramétrique avec CALDER	142
9.2	Paramètres hydrodynamiques après l'interaction	145
9.2.1	Températures et gradients spatiaux	145
9.2.2	Importance du facteur de forme dans les simulations	147
9.2.3	Définition des moyennes utilisées	148
9.3	Effets de la phase de chauffage sur l'interprétation du spectre	149
9.3.1	Effets instationnaires	151
9.3.2	Les électrons chauds	153
9.3.3	Influence du préplasma sur l'émission X	155
10	VERS LA PROBLÉMATIQUE DES GRADIENTS SPATIAUX	159
10.1	Prise en compte d'un gradient longitudinal	159
10.1.1	Méthode : SPECT3D avec trois éléments	159
10.1.2	Prise en compte d'une description 1D sur le spectre	161
10.1.3	Une hypothèse pour expliquer l'intensité de la He_α	161
10.2	Dimension transverse	163

10.2.1	Notion de volume émissif équivalent	163
10.2.2	Gradient à la fin de l'interaction	164
10.2.3	Évolution du gradient transverse	167
	Conclusion et perspectives	169
11	CONCLUSION	171
IV	APPENDICE	179
A	CHAUFFAGE COLLISIONNEL PAR ÉLECTRONS CHAUDS – MODÈLE 0D	181
B	VERS L'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE À HAUTE DENSITÉ	185
C	IMPACT DU CHOIX DE LA GAMME SPECTRALE MESURÉE	189
D	L'UTILISATION DE CIBLES DE MASSES RÉDUITES	193
	RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	199

ACRONYMES

HEDP	High Energy Density Physics
LULI	Laboratoire de l'Utilisation des Lasers Intenses
ELFIE	Équipement Laser de Forte Intensité et Énergie
UHI	Ultra-Haute Intensité
CPA	Chirped Pulse Amplification
ASE	Amplified Spontaneous Emission
PIC	Particle-In-Cell
HR	Hydrodynamique-Radiative
KDP	cristal de potassium dihydrogen phosphate – KH_2PO_4
IP	Image Plate
ERLM	Écran Radio-Luminescent à Mémoire
CBF	Caméra à Balayage de Fente
IBL	Infinite Buried Layer
RMT	Reduced Mass Target
ETC	Équilibre Thermodynamique Complet
ETL	Équilibre Thermodynamique Local
HETL	Hors Équilibre Thermodynamique Local
CR	Collisionnel Radiatif

INTRODUCTION

CONTEXTE – LA PHYSIQUE DES HAUTES DENSITÉS D'ÉNERGIE

L'étude de la fusion thermonucléaire a permis le développement d'installations de hautes technologies afin de reproduire au sein des laboratoires des plasmas en conditions extrêmes de densité et/ou de température : la physique des hautes densités d'énergie¹. Parmi ces installations, on trouve depuis plusieurs dizaines d'années les lasers de puissance et les machines à striction axiale (*Z-pinch*). Elles permettent de délivrer une densité d'énergie suffisante pour reproduire un état extrême de la matière : les plasmas denses et chauds.

L'étude des propriétés radiatives des plasmas denses et chauds est au cœur des questions liées à la fusion par confinement inertiel et à l'astrophysique de laboratoire. Les plasmas dont nous allons parler dans cette thèse ont une densité proche de la densité solide (supérieure à 1 g.cm^{-3}) et une température dépassant la centaine d'électron-Volts².

$$\begin{aligned}\rho &\gtrsim 1 \text{ g.cm}^{-3} \\ T &\gtrsim 100 \text{ eV}\end{aligned}$$

POURQUOI S'INTÉRESSER À LA MATIÈRE DANS DE TELLES CONDITIONS ?

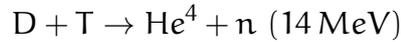
Dans ce régime, une partie significative du transfert d'énergie a lieu sous forme radiative. Des mesures expérimentales dans ce régime de haute densité et haute température seraient une valeur ajoutée importante permettant l'amélioration et la validation des modèles numériques pour la simulation du comportement des étoiles ou les simulations liées à la fusion par confinement inertiel.

1. La communauté utilise l'acronyme anglais de High Energy Density Physics ([HEDP](#))

2. $1 \text{ eV} = 1,6.10^{-19} \text{ J} \sim 11600 \text{ °K}$

Le transport du rayonnement en FCI

La recherche pour produire de l'énergie à partir de la fusion d'éléments légers a débuté vers le milieu du XX^{ème} siècle. La réaction de fusion entre les noyaux de deutérium et de tritium est la réaction dont la section efficace est la plus favorable. Elle produit un noyau d'hélium et un neutron de 14 MeV.



Pour atteindre un bilan d'énergie positif, on souhaite que la puissance thermonucléaire dégagée soit supérieure à la puissance absorbée et dissipée principalement par rayonnement. **Lawson, 1957** a donné un critère fixant une borne inférieure au produit entre la densité n et le temps de confinement τ :

$$n\tau > 10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s avec } T > 3 \cdot 10^7 \text{ K}$$

Il faut donc que le plasma atteigne des hautes températures. Deux voies sont ensuite envisageables : soit le plasma de faible densité est confiné pendant un temps long, c'est la fusion par confinement magnétique (dont ITER est l'un des projets internationaux phares); soit le plasma est fortement comprimé sur des temps courts, c'est la fusion par confinement inertiel. Cette voie inertielle s'illustre à travers deux grandes installations mondiales, le NIF (National Ignition Facility) à Livermore (USA) et le LMJ (le Laser Méga-Joule) à Bordeaux (FRANCE).

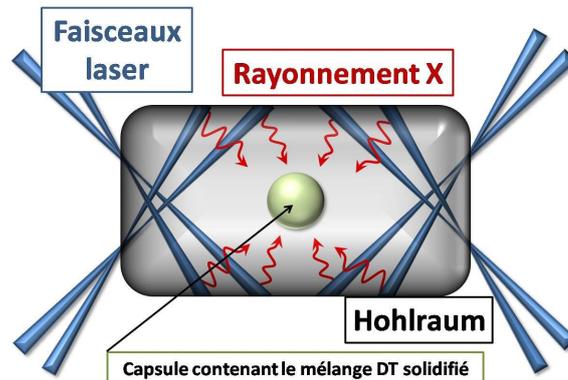


FIGURE 1.1 – Schéma de principe de l'attaque indirecte pour la fusion par confinement inertiel.

Parmi les projets de recherche qui permettraient de réaliser la fusion par confinement inertiel d'une capsule de deutérium-tritium, l'attaque indirecte est une voie très étudiée. Elle consiste à éclairer la capsule par un rayonnement X produit par l'irradiation laser d'une cavité (hohlraum) constituée d'un élément de Z élevé. La multitude des zones d'interaction permettrait d'éclairer la cible de manière uniforme afin de produire une compression homogène. Il est donc primordial de comprendre et de décrire au mieux le transport de rayonnement dans les zones d'interaction au niveau de la cavité ou à la surface de la capsule ce qui nécessite d'approfondir l'étude des plasmas denses et chauds.

Acquérir des mesures correspondant à la zone radiative d'étoiles

Dans un autre domaine et dès 1922, [Eddington, 1922](#) souligne le rôle que pourraient avoir, dans la modélisation stellaire, les processus microscopiques participant à l'absorption du rayonnement. Les premiers calculs ont été apportés par [Kramers, 1923](#) (section efficace d'absorption dans l'approximation semi-classique) et [Rosseland, 1924](#) (utilisation d'une moyenne harmonique dans l'approximation de corps noir). De manière fortement simplifiée, les transitions entre les niveaux d'énergie internes aux atomes ont été ajoutées bien plus tard ([Cox et al., 1965](#)). Cette description a grandement amélioré les modèles stellaires mais certaines observations restaient inexplicables. C'était le cas des étoiles variables *céphéides* dont les oscillations demeuraient énigmatiques.

À partir des années 1980 ([Simon, 1982](#)), une piste envisagée pour lever les incohérences entre modélisation et observation est une meilleure prise en compte des éléments peu abondants et au numéro atomique supérieur à deux. Plusieurs groupes de recherche (dont OPAL - [Iglesias et al., 1987](#) et OP - [Seaton et al., 1994](#)) ont montré des variations importantes en améliorant les modèles physiques à l'origine du calcul des propriétés radiatives.

Grâce à l'émergence des lasers de puissance (portée par la FCI) et des Z-pinches, des programmes expérimentaux se lancent enfin pour contribuer à l'amélioration des modèles stellaires ([da Silva et al., 1992](#)). L'orientation expérimentale choisie est la réalisation d'un plasma le plus homogène possible et proche de l'équilibre thermodynamique.

Afin d'illustrer la diversité des plasmas dont nous parlons ici, la figure 1.2 représente dans un diagramme densité massique(ρ) - température(T) le chemin thermodynamique à l'intérieur du Soleil. Le chemin parcourt des densités allant de 10^{-3} à 10^2 $g.cm^{-3}$ et des températures jusqu'à 1 keV.

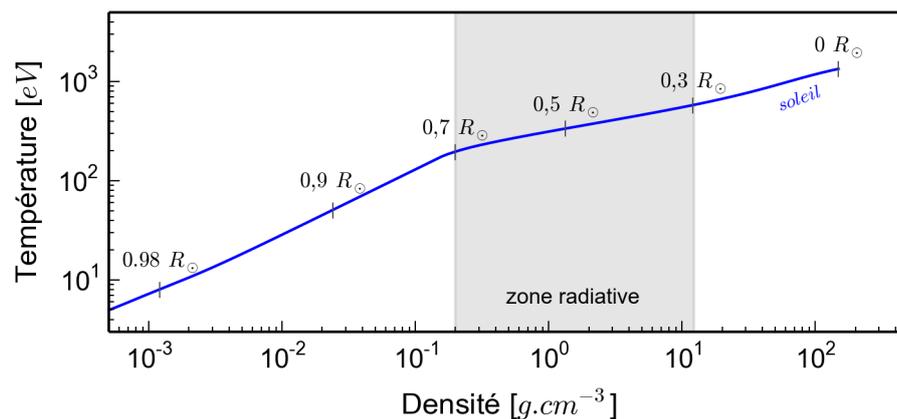


FIGURE 1.2 – Chemin thermodynamique à l'intérieur du Soleil, Code MESA ([Paxton et al., 2013](#)) et composition de ([Asplund et al., 2009](#)).

De $\sim 0,3$ à $\sim 0,7$ rayon solaire (R_{\odot}), le transport d'énergie est dominé par le transfert de rayonnement. Cette *zone radiative* soulève aujourd'hui des questions

depuis la mise en évidence de l'incompatibilité entre les modèles solaires et les mesures d'héliosismologie (Bahcall et al., 1982 ; Turck-chièze et al., 2001 ; Turck-Chièze et al., 2004 ; Basu & Antia, 2008 ; Serenelli et al., 2009). C'est pourquoi, des expériences pour apporter des données concernant les propriétés radiatives d'éléments stellaires à des densités et des températures élevées sont aujourd'hui susceptibles d'aider à répondre aux questions.

REVUE DES EXPÉRIENCES PASSÉES

La production en laboratoire de plasmas à haute densité et haute température est difficile car la matière chauffée à de très fortes températures se détend à une vitesse extrêmement rapide, de l'ordre de la vitesse du son $c_s = \sqrt{Z^*T_e/m_i}$ soit 10^5 m/s ou encore $0.1 \mu\text{m/ps}$ pour du carbone à 200 eV. La densité initiale d'une cible solide chauffée décroît par conséquent tout aussi rapidement. La mesure non-ambigüe de ces conditions extrêmes nécessite donc des schémas expérimentaux particuliers permettant de ralentir la détente ainsi que des diagnostics à très hautes résolutions (spectrale, spatiale et temporelle) compatibles avec l'évolution rapide de ces plasmas.

Chauffage par rayonnement X

Depuis plus d'une dizaine d'années, des schémas expérimentaux permettant l'étude des propriétés radiatives en conditions extrêmes ont été établis sur les lasers de puissance et les Z-pinch. Ces schémas consistent à chauffer par rayonnement une cible (Perry et al., 1991), le plus souvent à l'intérieur d'une cavité pour un rayonnement homogène (Winhart et al., 1996 ; Merdji et al., 1997). Cette cavité permet de convertir l'énergie laser en rayonnement X. Ce champ de rayonnement imposé à la cible permet ainsi la réalisation de conditions de la dizaine à la centaine d'électron-Volts et jusqu'à $10^{-2} \text{ g.cm}^{-3}$, pendant quelques nanosecondes.

Plus récemment, l'utilisation de la *machine Z-pinch* au *Sandia National Laboratories* a permis la réalisation d'échantillon dans des conditions de densité supérieures (Bailey et al., 2007, 2015 fig. 1.3).

Ces méthodes par chauffage radiatif permettent de réaliser des échantillons relativement homogènes sur une durée de plusieurs centaines de picosecondes et proches d'un état d'équilibre thermodynamique. Ces schémas sont particulièrement adaptés à la spectroscopie d'absorption car les sources X d'une durée de quelques picosecondes permettent une mesure sans être a priori perturbée par l'évolution hydrodynamique de l'échantillon.

Cependant ces méthodes sont limitées à des températures d'une centaine d'électrons-Volts et à une densité très inférieure à la densité du solide.

Chauffage par interaction à Ultra-Haute Intensité (UHI)

Les lasers à **UHI** dont l'intensité est supérieure à $10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$ permettent un dépôt d'énergie sur des temps inférieurs ou de l'ordre de la picoseconde. Un nouveau domaine de l'interaction laser-matière a ainsi été ouvert et son étude a notamment été conduite dans le cadre de l'allumage rapide (Tabak et al., 1994). Les mécanismes mis en œuvre dans cette interaction, et détaillés dans le chapitre 2, montrent qu'il est possible de chauffer de manière isochore la matière afin de conserver une densité solide pendant le dépôt d'énergie (Davidson et al., 2000 ; Saemann & Eidmann, 1998).

Ces interactions ont ouvert la voie à un régime de densité/température jusqu'alors inaccessible. Plusieurs essais dès la fin du XX^{ème} siècle montrent qu'il est possible d'atteindre des températures de l'ordre de 500 eV en conservant la densité solide de l'élément choisi (Saemann et al., 1999 ; Hoarty et al., 2013b). Cependant la caractérisation de ces plasmas n'est pas aussi satisfaisante pour le moment que la méthode par chauffage radiatif, notamment à cause de leur évolution temporelle très rapide.

La figure 1.3 illustre les conditions réalisées lors de plusieurs expériences, elles sont comparées au chemin thermodynamique à l'intérieur du Soleil.

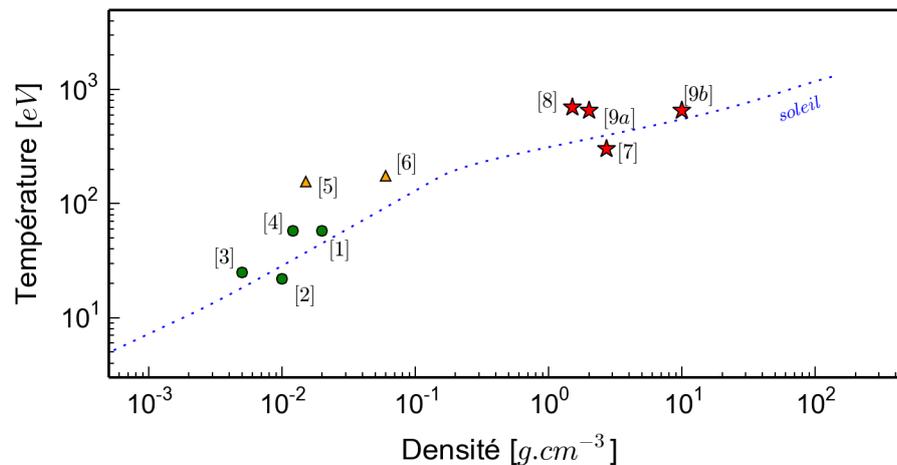


FIGURE 1.3 – Points expérimentaux correspondant aux conditions réalisées : en cercle vert, le chauffage par cavité radiative, en triangle orange, l'utilisation du *Z-pinch*, en étoile rouge, le chauffage isochore **UHI**. Différents éléments ont été utilisés et les barres d'erreur, non représentées, dépendent beaucoup de la méthode utilisée. Le chemin thermodynamique du Soleil est, pour illustration, superposé à ces données.

[1] Perry et al., 1991 ; [2] Winhart et al., 1996 ; [3] Merdji et al., 1997 ; [4] Renaudin et al., 2006 ; [5] Bailey et al., 2007 ; [6] Bailey et al., 2015 ; [7] Saemann et al., 1999 ; [8] Harris et al., 2010 ; [9a] Hoarty et al., 2013b ; [9b] Hoarty et al., 2013a

Approfondir l'étude des plasmas denses

À travers l'étude du rayonnement émis par la cible chauffée, il est possible de comprendre les mécanismes microscopiques de physique atomique liés aux densités proches ou supérieures au solide. La comparaison entre différents codes de physique atomique (Serduke et al., 2000) souligne l'écart important entre les modèles à très basses et très hautes densités. En particulier, à haute densité, c'est l'aspect collectif qui est à l'origine des écarts, c'est-à-dire le traitement en physique atomique de l'environnement plasma. Le chauffage isochore UHI pourrait être une plate-forme adaptée à cette problématique, notamment à la question des profils de raies, de l'abaissement de potentiel, des phénomènes d'écrantage électronique et à travers ces deux derniers points, la délocalisation d'orbitales atomiques qui peut apparaître à haute densité (Hoarty et al., 2013a).

OBJECTIFS ET PLAN DE LA THÈSE

L'interaction à ultra-haute intensité a étendu le domaine des plasmas accessibles expérimentalement. Cependant, ils sont pour le moment moins bien caractérisés. Les études concernant ces plasmas se heurtent à des difficultés à la fois expérimentales dans la mise en place de diagnostics nouveaux, et à la fois numériques par l'absence de codes permettant de modéliser l'ensemble du phénomène.

L'objectif premier de cette thèse a été d'établir le domaine de densité/température accessible par chauffage UHI pour l'installation ELFIE³ du LULI⁴ à l'École Polytechnique. Cet objectif nous amènera à la présentation d'un schéma expérimental et d'une méthode d'analyse permettant de caractériser au mieux les plasmas ainsi produits. Cette méthode soulignera différents aspects physiques dont il est nécessaire de connaître les conséquences car ils peuvent modifier l'interprétation des résultats expérimentaux.

Les deux premières expériences réalisées sont présentées dans ce travail qui sera entièrement orienté sur la question de la caractérisation du plasma. Pour cela nous avons centré ce travail sur l'étude de la couche K de l'aluminium bien adaptée à nos conditions expérimentales comme nous le verrons par la suite. Le manuscrit se décompose en trois parties.

La première partie, regroupant les chapitres 2, 3 et 4, présente les généralités théoriques liées à l'évolution du plasma caractérisée par une série de descriptions physiques formellement différentes. Dans le chapitre 2, les mécanismes d'interaction et de chauffage sont décrits : ils font appel aux spécificités de l'interaction laser-matière à ultra-haute intensité et au transport des électrons dans la matière.

3. Équipement Laser de Forte Intensité et Énergie (ELFIE)

4. Laboratoire de l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI)

Le chapitre 3 décrit les mécanismes de refroidissement et l'évolution temporelle hydrodynamique et radiative du plasma. Enfin le chapitre 4 détaille les mécanismes de rayonnement et leurs liens avec les conditions hydrodynamiques du milieu. C'est le rayonnement du plasma, en particulier les transitions de raies qui vont nous aider à caractériser le domaine de densité/température atteint. On s'intéresse ici à la structure atomique des ions présents.

Chaque chapitre se termine par une brève description des codes utilisés dans cette thèse pour modéliser les différentes phases du plasma produit.

La deuxième partie (ch.5 et 6) détaille deux expériences réalisées. Le chapitre 5 présente les conditions expérimentales : les lasers, les cibles et la configuration des expériences. Le chapitre 6 détaille les diagnostics utilisés : spectromètres X, caméra X à balayage de fente sub-picoseconde et ombroscopie à 3ω .

La troisième partie présente, en 4 chapitres (ch.7 à 10), comment cette étude a permis de restituer et d'illustrer la diversité des processus physiques mis en jeu dans ce contexte expérimental. Cette analyse permet de soulever un à un certains phénomènes physiques pouvant complexifier l'interprétation des conditions plasma parmi lesquelles l'écart à l'équilibre et la présence de gradients seront grandement discutés.

Première partie

LES GÉNÉRALITÉS THÉORIQUES

Dans cette première partie, les généralités théoriques nécessaires à l'interprétation des mesures obtenues dans le cadre de cette thèse sont présentées. Trois domaines de la physique des plasmas doivent être abordés dans cette thèse pour avoir une compréhension globale des expériences réalisées. Pour comprendre les régimes de température et densité mesurés après interaction UHI, il est nécessaire d'appréhender les processus physiques à l'origine d'un chauffage isochore. Le premier chapitre esquisse les processus majeurs d'accélération et de transport des électrons dans la matière. Par la suite une présentation du code PIC *CALDER* est réalisée car ce type de code décrit le plus exhaustivement possible les processus connus collisionnels et collectifs d'absorption laser, la génération et le transport d'électrons supra-thermiques. Après ce dépôt d'énergie, l'évolution du plasma fait appel aux processus hydrodynamiques et radiatifs. Le second chapitre résume les phénomènes physiques influençant le bilan d'énergie. Puis on présentera le code *MULTI* qui prend en compte l'ensemble des processus de refroidissement notamment les aspects bi-températures et radiatifs. Pour finir, afin de sonder le domaine thermodynamique atteint et d'appréhender les possibilités d'études liées à ces régimes UHI, un aperçu des processus atomiques à haute densité et haute température sera présenté.

GÉNÉRATION ET TRANSPORT D'ÉLECTRONS RAPIDES

Dans le régime ultra-intense et ultra-bref de l'interaction laser-matière, les lasers sont caractérisés par une impulsion courte (sub-picoseconde) produite par la technique de l'amplification par dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplification (CPA) (Strickland & Mourou, 1985)) et une tache focale s'approchant de la limite de diffraction (quelques microns). Les intensités ainsi réalisables dépassent les $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$. La caractéristique essentielle de l'interaction laser-matière dans ce régime ultra-intense est l'accélération vers l'intérieur de la cible d'électrons très énergétiques (plusieurs dizaines de keV) appelés *suprathermiques* ou *chauds*.

Dans ce régime, l'absorption de l'énergie laser fait intervenir un grand nombre de processus simultanés et dominés par le champ laser. Nous verrons que l'intensité laser et la longueur du gradient en densité à la surface sont les deux paramètres majeurs influençant la prédominance de l'un des processus physiques de l'interaction laser-matière. En raison de leur inertie et de la brièveté de l'impulsion ces mécanismes affectent majoritairement les électrons.

Ce chapitre expose d'abord différents mécanismes d'absorption responsables de l'accélération d'électrons chauds. Nous détaillerons par la suite plusieurs mécanismes régissant le dépôt d'énergie des électrons rapides en profondeur d'une cible solide. Ces mécanismes sont responsables du chauffage de la cible que l'on souhaite porter à plusieurs centaines d'électron-Volts.

2.1 INTERACTION LASER ET ACCÉLÉRATION D'ÉLECTRONS

Dans le cadre classique, un laser de pulsation ω_0 se propage dans un plasma tant que $\omega_0 > \omega_p$, où ω_p est la pulsation plasma définie par $\omega_p^2 = n_e e^2 / m_e \epsilon_0$. À cette limite la densité électronique n_e est égale à la densité critique $n_c = m_e \epsilon_0 \omega_0^2 / e^2$ (à la longueur d'onde $\lambda = 527 \text{ nm}$, $n_c = 4.10^{21} \text{ cm}^{-3}$). Dans le cas d'un éclairage UHI, le phénomène de transparence induite (Lefebvre & Bonnaud, 1995) peut se produire. Celui-ci permet une propagation légèrement au delà de n_c , jusqu'à $n_{c,\text{uhi}} = n_c \sqrt{1 + [0.85 \sqrt{I_{18} \lambda_\mu^2}]^2}$ où I_{18} est l'intensité en unité de $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ et λ_μ la longueur d'onde laser en micromètre. Au delà de cette densité, l'onde se scinde en une onde réfléchie et une onde évanescence. Cette dernière décroît exponentiellement sur la longueur caractéristique $l_c = c/\omega_p$ ap-

pelée épaisseur de peau. Celle-ci dépend de la densité électronique ($l_c = 83 \text{ nm}$ à $n_e = 4.10^{21} \text{ cm}^{-3}$). En unités pratiques, la densité critique et la longueur de peau s'écrivent de la manière suivante :

$$n_c = 1,1.10^{21} \text{ cm}^{-3} \left(\frac{1 \mu\text{m}}{\lambda_0} \right)^2 \quad l_c = 100 \text{ nm} \left(\frac{2,8.10^{21} \text{ cm}^{-3}}{n_e} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

L'interaction laser se produit donc exclusivement à la surface pour une cible solide de plusieurs microns d'épaisseur. L'état de cette surface est donc un paramètre essentiel. Or la surface d'une cible initialement solide peut être déformée par une quantité d'énergie focalisée et arrivant avant l'impulsion principale. Cette quantité d'énergie parasite peut provenir de pré-impulsions ou de l'Amplification de l'Émission Spontanée ¹ (ASE) présente dans les milieux amplificateurs d'une chaîne CPA. Ces perturbations provoquent une expansion de la face avant, formant ainsi un préplasma avant l'interaction principale. La zone d'interaction s'étend alors sur plusieurs micromètres en amont de la surface initialement solide. Nous verrons qu'il est possible d'améliorer expérimentalement cet effet pour éviter une trop forte perturbation de la face avant de la cible.

Ce gradient de densité a un rôle essentiel dans les mécanismes d'absorption laser. Nous définissons théoriquement le préplasma par sa longueur de gradient $L_n = \left| n_e / \vec{\nabla} n_e \right|$ et le paramètre adimensionné à la longueur d'onde laser (L_n / λ).

Plusieurs mécanismes concernant l'absorption laser, la génération d'électrons suprathermiques et leur transport, sont détaillés dans le travail de thèse de [L. Gremillet, 2001](#). La problématique de la génération de ces électrons est complexe et de nombreux phénomènes sont à prendre en compte selon les conditions de l'interaction. Le premier processus est un mécanisme collisionnel :

- L'absorption collisionnelle ou *bremsstrahlung inverse* prédomine à bas flux $I \leq 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$:
 - L'électron oscillant dans un champ électrique \vec{E} va subir des collisions avec les ions. Ces collisions vont induire un déphasage entre le déplacement de l'électron (sa vitesse \vec{u}) et le champ électrique \vec{E} de sorte que la puissance moyenne $\langle \vec{u} \cdot e\vec{E} \rangle$ est finalement non nulle. ([Milchberg et al., 1988](#) ; [Murnane et al., 1989](#))
 - À éclaircissement élevé, les effets collisionnels diminuent nettement à cause de la dépendance en $T^{-3/2}$ de la fréquence de collisions électron-ion donnée par [Spitzer & Härm, 1953](#)². De plus, l'augmentation de la température, en augmentant le libre parcours moyen des électrons, favorise l'absorption laser sur des profondeurs plus grandes. Cet effet de peau

1. L'acronyme anglais est utilisé : Amplified Spontaneous Emission (ASE)

2. $\nu_{ei}^{\text{spitzer}} = \frac{Z^2 e^4 n_i \ln \Lambda}{3 \epsilon_0^2 m_e^{1/2} (2\pi k_B T)^{3/2}}$, page 37.

anormal Weibel, 1967 conduit à un chauffage décrit par Rozmus & Tikhonchuk, 1990 et Yang et al., 1995.

L'absorption collisionnelle explique en partie le chauffage du plasma dès les intensités modérées mais n'est pas la seule responsable de l'accélération de particules chargées vers l'intérieur de la cible. Au lieu de considérer un seul électron et ses collisions, les mécanismes suivants font intervenir l'ensemble des électrons et un couplage au champ laser. Ce couplage fait apparaître des effets collectifs responsables d'une accélération d'électrons relativistes.

- L'absorption résonnante est un mécanisme d'absorption non collisionnel dépendant de la polarisation. Il est prédominant en incidence oblique et gradient de densité modéré ($0, 1 < L_n/\lambda_0 < 10$) (Freidberg et al., 1972 ; Bastiani et al., 1997).
 - Un terme résonnant entre l'onde laser et une onde plasma électronique ($\omega_0 = \omega_{pe}$) permet d'exciter l'onde plasma. Plusieurs mécanismes non-linéaires saturent sa croissance et son déferlement accélère certains électrons à une vitesse proche de celle de l'onde plasma.
 - Afin que plusieurs oscillations soient présentes dans le préplasma, ce phénomène nécessite un gradient de densité modéré dans le même sens qu'une composante du champ électrique (incidence oblique, surface déformée, forte focalisation). Autrement dit, l'amplitude des oscillations ne doit pas dépasser la longueur de gradient : $\left(\frac{eE}{m_e\omega_p} < \frac{L_n}{\lambda_0}\right)$. Le mécanisme n'est donc pas efficace pour des gradients faibles ou des hautes amplitudes.
 - Un modèle proposé par Freidberg et al. montre que pour un angle θ entre le gradient de densité et le champ \vec{E} , la fraction laser absorbée est de l'ordre de $A = 2.6\xi^2 \exp(-4\xi^3/3)$ où $\xi = (2\pi L_n/\lambda_0)^{1/3} \sin(\theta)$. Dans le cas de gradient faible de l'ordre de λ_0 , quelques valeurs sont données dans le tableau 2.1. Le maximum est atteint pour $\theta = 25^\circ$.

θ	5°	10°	15°	25°	35°	45°	60°
A (%)	6,7	25,5	51,3	84,0	59,9	22,9	2,9

TABLE 2.1 – Fraction d'énergie laser absorbée par absorption résonnante pour $\left(\frac{L_n}{\lambda_0} \sim 1\right)$ en fonction de l'angle entre le gradient de densité et le champ électrique laser.

- La distribution de la population des électrons ainsi accélérés est décrite dans un travail théorique de (Forsslund et al., 1977 ; Estabrook & Kruer, 1978) par une maxwellienne de température $T_h \gg T_e (n_c)$ avec :

$$T_h \sim 14 \text{ keV} \left(\frac{I\lambda^2}{10^{16} \text{ W.cm}^{-2}.\mu\text{m}^2} \frac{T_e(n_c)}{1 \text{ keV}} \right)^{\frac{1}{3}}$$

où $T_e(n_c)$ est la température des électrons thermiques au voisinage de la densité critique.

- Le chauffage d'écrantage (effet Brunel) est un mécanisme d'absorption non collisionnel et non-résonnant prédominant en incidence oblique et gradient raide ($L_n/\lambda_0 < 0, 1$) (Brunel, 1987).
 - Dans un gradient plus court, les électrons sont envoyés vers le vide par oscillations dans le champ laser. Puisque la densité d'électrons dans l'épaisseur de peau est très élevée, ces électrons sont très nombreux et forment un champ électrique par séparation de charges qui les rappelle vers la cible. Si ce champ électrique est suffisamment fort, l'électron peut être injecté à l'intérieur de la cible et, de par la faible pénétration du champ électrique dans un plasma (typiquement sur l'épaisseur de peau), l'électron oscillant peut se déphaser de cette oscillation.
 - Gibbon & Bell, 1992 montrent numériquement que l'énergie moyenne des électrons ainsi produits est proportionnelle à $(I\lambda^2)^\alpha$ avec α variant de $1/3$ à $1/2$, la partie chaude de la distribution n'étant pas bien restituée sous la forme d'une maxwellienne. Ce processus est prépondérant sur l'absorption résonnante pour des gradients faibles $L_n/\lambda_0 < 0, 1$.
- Le chauffage pondéromoteur (ou accélération $\vec{j} \times \vec{B}$) est un mécanisme d'absorption non collisionnel localisé dans l'épaisseur de peau et prédominant pour des champs forts ($I\lambda^2 \geq 10^{18} \text{W.cm}^{-2}.\mu\text{m}^2$) (Lindl & Kaw, 1971 ; Kruer & Estabrook, 1985 ; Malka & Miquel, 1996).
 - La force pondéromotrice est une force oscillante dont une des composantes hautes fréquences est proportionnelle à $\vec{\nabla} \times \vec{B}$ dont la pulsation est de $2\omega_0$. Pour une impulsion de vecteur d'onde \vec{k} et de pulsation ω_0 polarisée linéairement avec $\vec{E} = E_0 \cos(\omega_0 t - \vec{k} \cdot \vec{r})$, elle s'écrit :

$$\vec{F} = -\frac{e^2}{4m_e\omega_0^2} \left[\vec{\nabla} (E_0^2) + \vec{\nabla} (E_0^2) \cos(2(\omega_0 t - \vec{k} \cdot \vec{r})) + 2\vec{k} \cdot E_0^2 \sin(2(\omega_0 t - \vec{k} \cdot \vec{r})) \right]$$

Le premier terme est lentement variable et constitue la force pondéromotrice ($\langle \vec{F}_p \rangle = -\vec{\nabla} I_0 / 2cn_c$ avec I_0 l'intensité laser). Elle pousse les électrons vers les régions de champ faible et conduit à un raidissement du gradient de densité. Les autres termes sont responsables du chauffage pondéromoteur, d'une manière similaire au chauffage d'écrantage, les électrons au voisinage de la surface peuvent sortir de la cible par oscillation. Comme ils se déphasent à chaque demi-période à cause des hautes fréquences de la force pondéromotrice, ils peuvent s'échapper de la zone d'interaction laser et être alors injectés dans la cible. (Bauer & Mulser, 2007 ; Debayle et al., 2013)

- Wilks et al., 1992 décrivent dans un travail théorique et numérique la distribution d'électrons ainsi produite par une maxwellienne de température :

$$T_h \text{ [keV]} = 511 \left(\sqrt{1 + \frac{1}{1,37} \left(\frac{I}{10^{18} \text{ W.cm}^{-2}} \frac{\lambda^2}{\mu\text{m}^2} \right)} - 1 \right)$$

En pratique, l'ensemble des phénomènes participe à la distribution en énergie des électrons chauds. Le travail numérique réalisé par Lefebvre & Bonnaud, 1997 souligne, dans une large gamme d'intensité laser, la sensibilité des mécanismes à l'état de surface et donc la nécessité expérimentale de maîtriser les conditions plasmas initiales.

Pour décrire cette distribution sous la forme simple d'une maxwellienne, Beg et al., 1997 ont proposé à partir de données expérimentales une *température chaude* en fonction du paramètre $I\lambda^2$, cette relation porte le nom de *loi de Beg* :

$$T_h \text{ [keV]} = 215 \left[\frac{I}{10^{18} \text{ W.cm}^{-2}} \frac{\lambda^2}{\mu\text{m}^2} \right]^{1/3}$$

Le travail théorique de Haines et al., 2009 qui est une modification de la loi donnée par Wilks et al., 1992 donne quant à lui :

$$T_h \text{ [keV]} = 511 \left(\sqrt{1 + 1,2 \left(\frac{I}{10^{18} \text{ W.cm}^{-2}} \frac{\lambda^2}{\mu\text{m}^2} \right)^{1/2}} - 1 \right)$$

Ces deux résultats sont en assez bon accord, entre eux et avec le travail expérimental réalisé par Chen et al., 2009, comme le présente la figure 2.1.

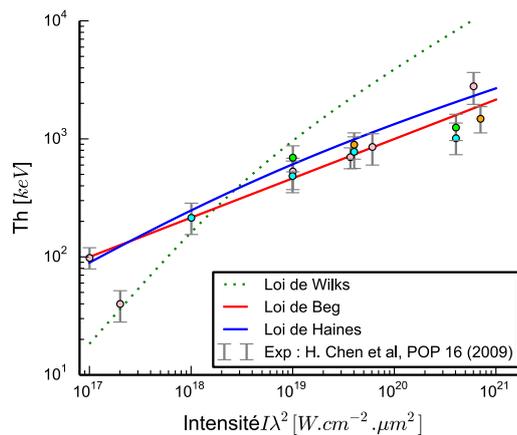


FIGURE 2.1 – Comparaison entre la loi empirique de Beg, la loi théorique de Wilks et celle de Haines ainsi que les résultats expérimentaux de Chen et al., 2009. Les différentes couleurs représentent différentes expériences.

Dans le cadre de ce travail, l'interaction laser-matière s'effectue dans un régime picoseconde avec $\lambda_0 = 0,527 \mu\text{m}$, un préplasma relativement court ($L_n < \text{quelques } \lambda_0$) et un éclairement faiblement relativiste ($I\lambda^2 \sim \text{quelques } 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}.\mu\text{m}^2$). Selon la longueur du préplasma, c'est donc à la fois l'absorption résonnante, le chauffage d'écrantage et le chauffage pondéromoteur qui se produisent simultanément. Une composante oblique du champ laser par rapport au gradient de densité peut s'expliquer à la fois par l'angle d'incidence du laser et une polarisation ou par la déformation de la surface de la cible (qualité initiale ou pendant l'interaction). Les électrons sont alors accélérés dans la direction des gradients de densité, majoritairement selon la normale à la cible. À titre d'ordre de grandeur, pour une intensité de $5.10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ à 527 nm , les températures données par la loi de Beg et Haines sont respectivement de l'ordre de 240 et 280 keV .

Divergence et recirculation

Une fois les électrons accélérés vers l'avant, leur mouvement s'accompagne d'une divergence. Il a été montré que cette divergence de l'ordre de $30^\circ - 35^\circ$ augmente par la présence d'un préplasma (Santos et al., 2007), mais le lien entre les mesures expérimentales et la non-isotropie de la distribution d'électrons chauds n'est pas évident à faire et parfois remis en cause (Ovchinnikov et al., 2011 ; Thomas et al., 2013).

Les électrons relativistes traversent une cible de plusieurs microns en un temps inférieur à la picoseconde. Cependant de nombreuses expériences ont mis en évidence la possibilité pour des électrons chauds de circuler dans la cible pendant plusieurs picosecondes. Lorsque les premiers électrons très énergétiques sortent de la cible, un champ électrique se crée en face arrière dû à la séparation de charge. Seul les électrons extrêmement énergétiques échappent alors à la cible (Fill, 2005 ; Myatt et al., 2007), les autres sont rappelés vers l'intérieur. Un mécanisme identique s'effectue face avant et un ensemble d'aller et retour entre les faces de la cible se perpétue jusqu'à la thermalisation de ces électrons. On appelle ce phénomène la recirculation.

On distingue alors la recirculation longitudinale parallèle à l'axe laser et la recirculation radiale, orthogonale à l'axe laser (Quinn et al., 2011). Étant donné la divergence du faisceau d'électrons, la recirculation s'effectue dans les deux dimensions. La recirculation radiale est favorisée avec l'utilisation de cibles de diamètre réduit. En effet, le temps caractéristique du phénomène physique étudié peut alors être inférieur au temps nécessaire pour l'aller-retour d'un électron relativiste selon la dimension radiale (Nishimura et al., 2011). Cette recirculation radiale a des conséquences importantes sur l'accélération de particules (protons,

ions) car elle augmente le champ accélérateur à la surface de la cible dans le mécanisme d'accélération TNSA³ (Buffechoux et al., 2010 ; MacKinnon et al., 2002).

2.2 MÉCANISMES DE CHAUFFAGE

Les électrons accélérés se propagent à travers la cible. Leur interaction avec les autres électrons en profondeur d'une cible solide est responsable du chauffage sur plusieurs micromètres. Lors de la propagation, on distingue des effets collisionnels individuels et des effets de champs collectifs que l'on détaille ci dessous.

2.2.1 *Chauffage collisionnel*

Les électrons chauds effectuent des collisions avec les ions, les électrons liés et les électrons libres de la cible. La grandeur caractéristique de la perte d'énergie lors de ces processus est le pouvoir d'arrêt : l'énergie déposée par unité de longueur. À cause de la grande différence de masse, les collisions avec les ions sont élastiques, elles participent à la diffusion des électrons mais très peu au chauffage à cause du faible transfert d'énergie. En revanche, plusieurs types de collisions entre électrons sont inélastiques et responsables du transfert d'énergie des électrons *suprathermiques* vers les électrons *thermiques* de la cible. Nous détaillons ci dessous 4 mécanismes responsables de ce transfert d'énergie.

- Les collisions avec les électrons liés (Seltzer & Berger, 1974 ; Inokuti, 1971) : une partie de l'énergie cinétique est absorbée dans le déplacement d'un état quantique à un autre.
- Les collisions avec les électrons libres (Solodov & Betti, 2008) : l'électron libre de plus faible énergie récupère une partie de l'énergie de l'électron incident.
- Le couplage avec excitation de plasmons (Pines & Bohm, 1952) : l'électron incident produit une réponse collective du plasma.
- Le *bremsstrahlung* (Koch & Motz, 1959 ; Pratt et al., 1977) : l'électron incident dans un champ coulombien perd une partie de son énergie par émission d'un photon X. L'énergie se dépose ensuite dans la cible selon le coefficient d'absorption photoélectrique des éléments traversés. Le pouvoir d'arrêt radiatif devient important pour des électrons d'énergie très élevée (> 10 MeV pour l'aluminium).

Afin d'estimer la perte d'énergie par unité de longueur selon les conditions du plasma, nous rappelons ici différents modèles permettant de tracer ce pouvoir d'arrêt collisionnel.

3. Target Normal Sheath Acceleration

Pouvoir d'arrêt dans un matériau chaud

Dans un matériau chaud, le degré d'ionisation Z^* modifie le potentiel moyen d'ionisation I_0 . Le travail réalisé par (More, 1986) à partir du modèle de Thomas-Fermi permet de donner une formule semi-empirique simple :

$$I_0 [\text{eV}] = 10 \frac{Z \exp \left[1, 29 (Z^*/Z)^{0,72-0,18 Z^*/Z} \right]}{\sqrt{1 - Z^*/Z}}$$

où Z est le numéro atomique du matériau.

Ce potentiel va nous permettre d'exprimer la première composante du pouvoir d'arrêt due aux électrons liés. En reprenant l'expression donnée par Rohrllich & Carlson, 1954 pour le dépôt d'énergie sur des électrons liés dans un matériau froid et en prenant en compte le nombre réel d'électrons liés ($Z - Z^*$) et le potentiel moyen d'ionisation $I_0 (Z^*)$, le pouvoir d'arrêt d'un électron incident d'énergie E s'écrit :

$$\frac{Q_{\text{liés}}}{n_i} = Q_0 \frac{(Z - Z^*)}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\gamma + 1}{2} \frac{E^2}{I_0^2} \right) + \frac{1 - (2\gamma - 1) \ln 2 + (\gamma - 1)^2 / 8}{\gamma^2} \right]$$

où $Q_0 = 2\pi r_e^2 m_e c^2$ (avec r_e le rayon classique de l'électron⁴), $\beta^2 = (p/\gamma m_e c)^2$ et $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$.

Pour l'effet des Z^* électrons libres, le travail de Li & Petrasso, 2004 montre qu'il est possible de décrire le pouvoir d'arrêt sous la forme :

$$\frac{Q_{\text{libres}}}{n_i} = Q_0 \frac{Z^*}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{m_e^2 c^2 (\gamma - 1) \lambda_D^2}{2 \hbar^2} \right) + 1 - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{(\gamma - 1)^2}{8\gamma^2} \right]$$

où $\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T_e \epsilon_0}{n_e e^2}}$ est la longueur de Debye.

Enfin, les électrons peuvent perdre leur énergie par excitation d'une onde de sillage (plasmons). Pines & Bohm, 1952 décrivent le pouvoir d'arrêt associé par :

$$\frac{Q_{\text{plasmons}}}{n_i} = Q_0 \frac{Z^*}{\beta^2} \ln \left(\frac{\beta^2 c^2}{\omega_p^2 \lambda_D^2} \right)$$

où $\omega_p^2 = n_e e^2 / m_e \epsilon_0$ est la pulsation plasma.

4. $r_e = e^2 / 4\pi \epsilon_0 m_e c^2$

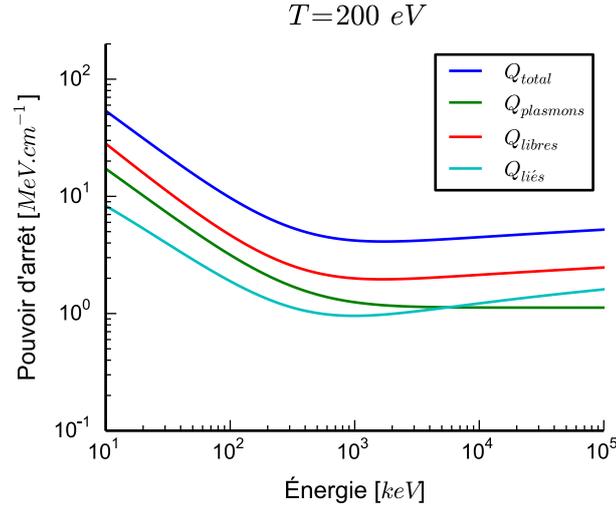


FIGURE 2.2 – Pouvoir d’arrêt total et ses 3 composantes ($Q_{liés}$, Q_{libres} , $Q_{plasmons}$) en fonction de l’énergie d’un électron incident, dans un plasma d’aluminium à densité solide et à 200 eV.

Le pouvoir d’arrêt total s’écrit donc :

$$\begin{aligned} \frac{Q_{total}}{n_i} &= \frac{Q_0}{\beta^2} Z^* \left(2 \ln \left(\frac{I_0}{\gamma \omega_p \hbar} \right) + \beta^2 \right) \\ &+ \frac{Q_0}{\beta^2} Z \left(\ln \left(\frac{\gamma + 1}{2} \frac{E^2}{I_0^2} \right) + \frac{1 - (2\gamma - 1) \ln 2 + (\gamma - 1)^2 / 8}{\gamma^2} \right) \end{aligned}$$

Cette formule suppose que l’on puisse sommer les contributions individuelles de chaque atome, en réalité dans un milieu dense plusieurs atomes participent au potentiel effectif vu par l’électron⁵. Cette hypothèse est valable lorsque l’énergie de l’électron incident est nettement supérieure à l’énergie des électrons atomiques. Afin de tracer et d’estimer ce pouvoir d’arrêt, nous utilisons un modèle d’ionisation de Thomas-Fermi et l’ajustement numérique donnée par More rappelé dans le livre de [Salzmann, 1988](#). On considère un plasma d’aluminium ($Z = 13$) à densité solide ($\rho = 2,7 \text{ g.cm}^{-3}$), le pouvoir d’arrêt en fonction de l’énergie incidente de l’électron ($E = (\gamma - 1) m_e c^2$) est tracé sur la figure 2.2. On observe que le pouvoir d’arrêt décroît jusqu’à environ 1 MeV, avant de se maintenir proche d’une valeur minimale, cette stagnation est due à la saturation du paramètre β qui atteint asymptotiquement sa valeur maximale égale à 1. Elle ne nous concerne pas vraiment car ces énergies ne sont atteintes que marginalement dans nos régimes d’interaction. En regardant les différentes contributions sur la figure 2.3 où le pouvoir d’arrêt est tracé en fonction de la température pour deux électrons d’énergie incidente 10 keV et 1 MeV, on observe que le ralentissement sur les électrons liés est dominant pour des températures basses.

5. La considération d’un effet de densité réalisée par [Inokuti & Smith, 1982](#) montre une augmentation du pouvoir d’arrêt pour des électrons dont l’énergie est supérieure au MeV.

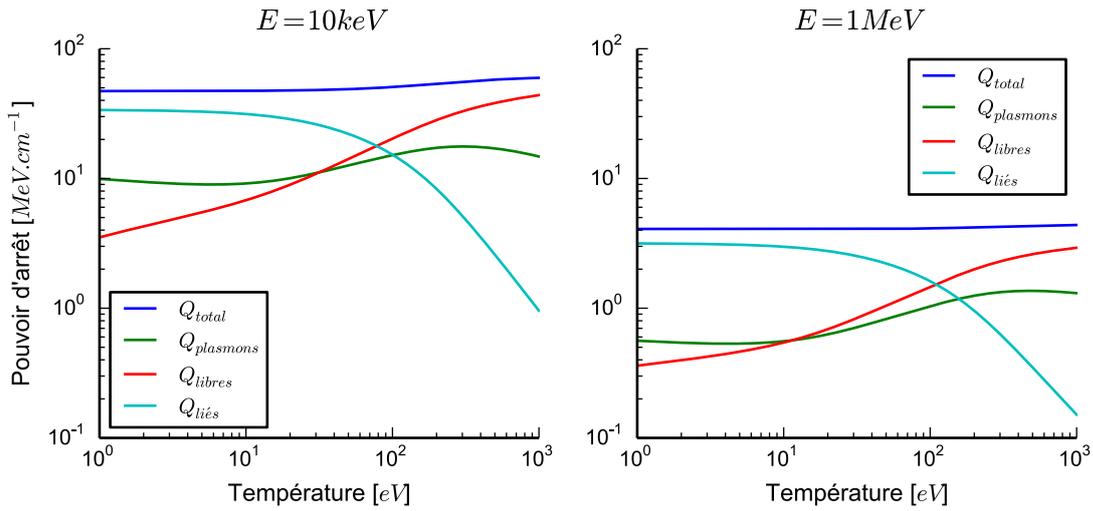


FIGURE 2.3 – Pouvoir d’arrêt total d’un électron (à 10 keV ou 1 MeV) en fonction de la température électronique, dans un plasma d’aluminium à la densité du solide ($2,7 \text{ g.cm}^{-3}$).

En revanche lorsque la température augmente, l’ionisation de l’aluminium contribue à augmenter la composante due aux électrons libres au détriment des électrons liés. On remarque enfin que le pouvoir d’arrêt total est peu dépendant de la température, bien que les causes du ralentissement changent en fonction de la température.

À l’aide de ce pouvoir d’arrêt, il est possible d’obtenir des ordres de grandeurs concernant la distance parcourue et le temps pour qu’un électron soit totalement arrêté.

Estimation de la distance maximale parcourue et du temps d’arrêt

Il est possible de définir la distance maximale atteinte R par un électron d’énergie initiale E_0 et son temps d’arrêt correspondant en calculant :

$$R(E_0) = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{Q(E)} \quad \text{et} \quad \tau_{\text{arrêt}}(E_0) = \int_{E_0}^0 \frac{1}{c \beta(E) Q(E)} dE$$

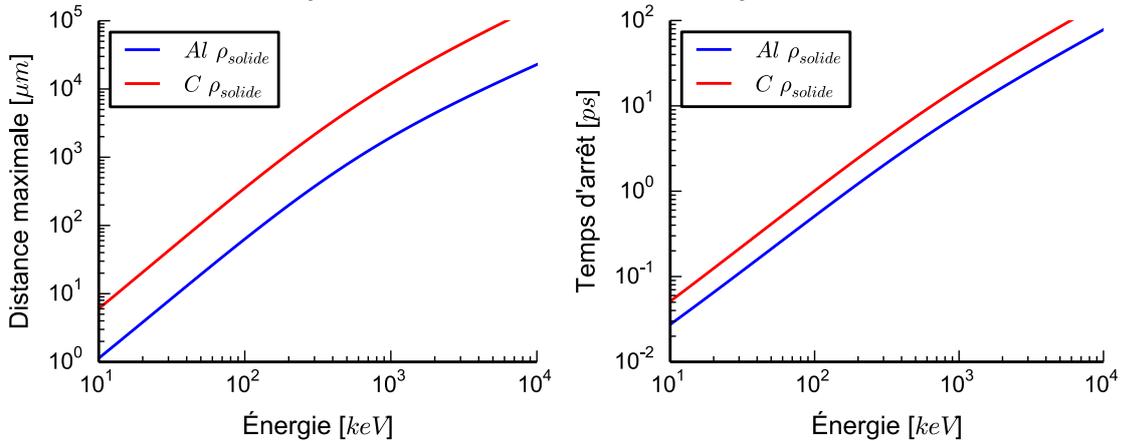


FIGURE 2.4 – Distance maximale parcourue et temps d’arrêt en fonction de l’énergie de l’électron incident. (Al $2,7 \text{ g.cm}^{-3}$ et C 2 g.cm^{-3} à 500 eV)

La figure 2.4 illustre ces grandeurs selon l'énergie initiale de l'électron pour un plasma d'aluminium ou de carbone solide à 500 eV. De même que le pouvoir d'arrêt total $Q(E)$ est très peu dépendant de la température, $R(E)$ et $\tau_{\text{arrêt}}(E)$ varient peu avec la température. On remarque que seuls les électrons supérieurs à 20 keV s'arrêtent au delà des dix premiers microns parcourus dans le carbone. Étant donné que l'électron subit de nombreuses déviations, la véritable profondeur atteinte dans la cible est généralement inférieure à R .

Pouvoir d'arrêt radiatif

L'émission d'un photon X lors du ralentissement d'un électron dévié est responsable d'un dépôt d'énergie supplémentaire. Ce pouvoir d'arrêt radiatif fait intervenir la section efficace de bremsstrahlung. Ce vaste problème a fait l'objet d'une synthèse par Koch & Motz, 1959 complétée jusqu'en 1977 par le travail numérique de Pratt et al.. Soulignons que ce dépôt contient une dépendance en Z^2 , ce processus peut donc devenir dominant à Z élevé. Dans le cas de l'aluminium, la figure 2.5 issue de la thèse de L. Gremillet, 2001 montre que le pouvoir radiatif est négligeable en deçà de 10 MeV. Pour des intensités faiblement relativistes et un plasma d'aluminium, le pouvoir d'arrêt radiatif est donc négligeable.

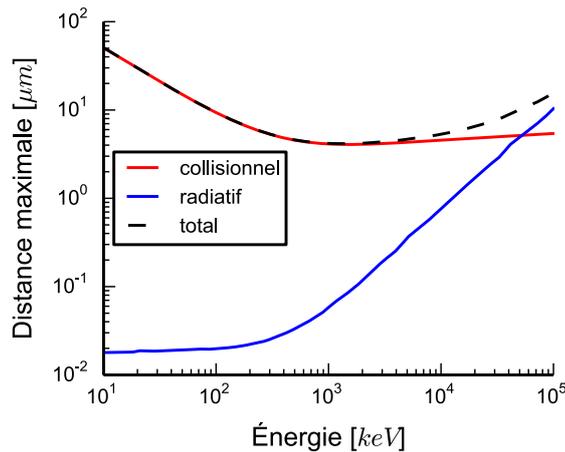


FIGURE 2.5 – Pouvoir d'arrêt radiatif dans le cas de l'aluminium en fonction de l'énergie de l'électron dévié.

2.2.2 *Chauffage résistif*

Courant de retour

Le grand nombre d'électrons accélérés et leur vitesse relativiste induisent respectivement une forte charge d'espace ainsi que des champs magnétiques intenses, rendant les effets à caractère collectif non négligeables.

L'apport en charge dans la cible tend à chasser les électrons thermiques vers la périphérie. La neutralisation en charge permet d'éviter l'explosion coulombienne

du faisceau et est extrêmement rapide puisqu'elle s'effectue sur un temps caractéristique :

$$\tau_q = \nu_{ei} \omega_p^{-2} < \text{fs}$$

Les électrons suprathermiques produisent un courant qui se propage à des intensités très élevées (quelques 10^6 A). Le plasma répond à cette perturbation par un courant dit *de retour* composé d'électrons thermiques accélérés par le champ magnétique auto-généré du courant incident⁶. Il s'agit donc d'un courant en sens opposé neutralisant tout ou une partie du courant incident permettant ainsi à ce courant de se propager à des intensités dépassant la limite d'*Alfvén, 1939*. Pour que la neutralisation soit efficace, il faut que la dimension du faisceau soit nettement supérieure à l'épaisseur de peau magnétique : $r_{\text{laser}} \gg c/\omega_p \sim 0,5 \mu\text{m}$. Le phénomène se produit en un temps caractéristique :

$$\tau_c = \nu_{ei}^{-1} \sim \text{fs}$$

La diffusion due aux collisions perturbe la neutralisation. Après un temps maximal $\tau_{\text{diffusion}}$ correspondant à la diffusion des champs magnétiques, la neutralisation ne permet pas de maintenir le faisceau d'électrons.

$$\tau_{\text{diffusion}} = \mu_0 \sigma R_{\text{laser}}^2 \sim 30 \text{ ps} \left(\frac{r_{\text{laser}}}{5 \mu\text{m}} \right)^2 \left(\frac{\sigma}{10^6 \text{ S.m}^{-1}} \right)$$

La dissipation collisionnelle du courant de retour accéléré par les électrons chauds conduit au chauffage des électrons de la cible. Cette population *thermique* se distingue donc de la population *suprathermique* constituée par les électrons chauds.. Autrement dit, à cause de la résistivité non nulle du milieu, le courant de retour induit va chauffer la cible par effet Joule. Cet effet est une composante essentielle au chauffage en profondeur d'une cible solide. (*Santos et al., 2007 ; Lee & Sudan, 1971*)

Stabilité du courant de retour

Le maintien du faisceau d'électrons fait intervenir des champs auto-générés et des instabilités. Un champ magnétique est induit en présence d'inhomogénéités (du faisceau incident et/ou de la résistivité), et ce, même dans le cas d'une neutralisation en courant quasi-parfait. L'équation de Maxwell-Faraday et la loi d'Ohm appliquées au courant de retour j_b s'écrit :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\eta \vec{\nabla} \times \vec{j}_b - \vec{\nabla} \eta \times \vec{j}_b$$

6. Il s'agit d'une conséquence de la loi de Lenz selon laquelle toute modification du flux magnétique entraîne l'apparition d'un courant induit s'opposant à sa variation.

La première partie montre que les gradients de courant (\vec{j}_b) permettent à eux seuls de générer un champ capable de faire converger les électrons. La seconde partie montre qu'un gradient de résistivité (η) peut également être responsable de champs magnétiques. La dépendance donnée par Spitzer ($\eta \propto T^{-3/2}$) montre que le chauffage progressif du plasma peut alors influencer le faisceau. Un chauffage plus fort au centre provoque une chute de résistivité et le centre du faisceau devient répulsif. Les électrons cherchent les zones de forte résistivité.

Le croisement de deux faisceaux d'électrons en sens opposé et l'absence d'homogénéité parfaite du faisceau d'électrons chauds qui se propage permettent à de nombreuses instabilités de croître. Certaines sont responsables d'une très forte dégradation de ce faisceau.

Le maintien du courant de retour et la résistivité non-nulle du plasma permettent de chauffer la cible par effet Joule. Ce dépôt d'énergie peut s'exprimer sous la forme d'un pouvoir d'arrêt.

Pouvoir d'arrêt

Un modèle simple (Lovelace & Sudan, 1971 ; Gremillet, 2001) permet d'estimer un temps caractéristique ($\tau_{\text{résistif}}$) et la valeur du pouvoir d'arrêt lié à ce phénomène collectif. Sur un temps court devant le temps de diffusion magnétique ($\tau_{\text{diffusion}}$) et en supposant une neutralisation parfaite et un faisceau d'électrons gaussien, ce temps caractéristique s'écrit en fonction des facteurs relativiste (γ , β), de la conductivité σ et de la densité n (l'indice h faisant référence à la population d'électrons supra-thermique) :

$$\tau_{\text{résistif}} \sim 700\text{fs} \left(\frac{\gamma_h}{\beta_h} \right) \left(\frac{\sigma}{10^6 \text{ S.m}^{-1}} \right) \left(\frac{n_h}{10^{20} \text{ cm}^{-3}} \right)$$

$$Q_{\text{res}} \sim \frac{n_h e^2 v_h}{2\sigma}$$

Le faisceau est donc susceptible de perdre une fraction importante de son énergie en un temps relativement bref. En exprimant la conductivité σ sous la forme donnée par Spitzer (Spitzer & Härm, 1953) :

$$\sigma_{\text{spitzer}} = \frac{32}{3\pi} \left(\frac{n_e e^2}{m_e v_{ei}} \right) = 16 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{\epsilon_0 c}{r_e Z^* \ln \Lambda} \right) \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right)^{3/2}$$

avec r_e le rayon classique de l'électron⁷ et $\ln \Lambda$ le logarithme coulombien⁸. Nous obtenons alors avec $f_h = \frac{n_h}{n_e}$:

$$\frac{Q_{\text{res}}}{n_i} \sim \frac{1}{16} \sqrt{\frac{\pi}{2}} Q_0 \beta_h f_h Z^{*2} \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2} \right)^{-\frac{3}{2}} \quad (2.1)$$

7. $r_e = e^2 / 4\pi\epsilon_0 m_e c^2$

8. Ce logarithme sera discuté p. 38

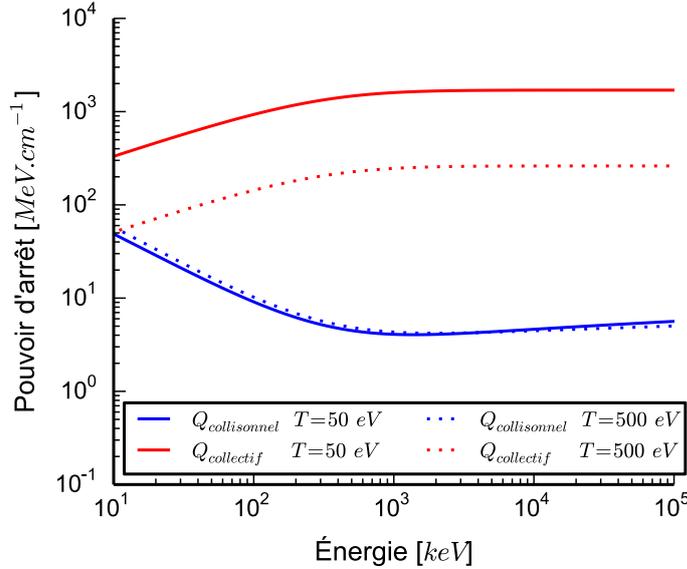


FIGURE 2.6 – Comparaison du pouvoir d'arrêt collisionnel et collectif pour un plasma à la densité du solide d'aluminium à $T = 50$ et 500 eV . ($f_h = 5\%$, $\ln\Lambda = 2$)

où $Q_0 = 2\pi r_e^2 m_e c^2$ et $f_h = n_h/n_e$ est la fraction d'électrons suprathermiques sur les électrons thermiques. On note ici la dépendance à l'inverse de la conductivité (soit en $T^{-3/2}$ d'après la formulation de Spitzer). L'augmentation de la température fait donc rapidement chuter l'efficacité de ce dépôt collectif. Par ailleurs, à travers la fraction f_h , la dilution des électrons dans la cible amoindrit également le dépôt d'énergie. La figure 2.6 illustre la comparaison entre pouvoir d'arrêt collisionnel et le pouvoir d'arrêt collectif. On observe un dépôt plus important sous la forme collective. Cependant les approximations réalisées correspondent au premier instant. La figure montre en pointillés qu'une augmentation de la température est très défavorable à l'efficacité du dépôt collectif. Les électrons qui se diluent dans la cible et les instabilités du faisceau d'électrons sont également deux effets qui vont rapidement diminuer l'efficacité du dépôt collectif alors que les collisions peuvent se produire pendant un temps long.

2.3 COMPARAISON DU CHAUFFAGE COLLISIONNEL ET RÉSISTIF

Après avoir abordé les différents mécanismes responsables du dépôt d'énergie, considérons dans cette section deux modèles 0D afin de visualiser l'évolution de la température dans le cas d'un dépôt uniquement collisionnel ou uniquement résistif.

Chauffage collisionnel dans un modèle 0D

Ce modèle 0D⁹ est détaillé en annexe A, il permet de résoudre la dynamique temporelle d'un système composé de trois populations : des ions, des électrons *thermiques*, des électrons *suprathermiques*. Il s'agit de résoudre les équations couplées de la chaleur en négligeant le chauffage résistif au profit d'un chauffage collisionnel.

1. Les électrons chauds sont définis par l'intermédiaire de N groupes d'énergie E_i (pondérée par un facteur p_i), ils perdent leur énergie par l'intermédiaire du pouvoir d'arrêt Π et sous la forme d'une détente :

$$\frac{dE_i}{dt} = \frac{L_c(t)}{L_h(t)} Q(E_i, n_c, Z^*) \beta(E_i) c + \left. \frac{dE_i}{dt} \right|_{\text{détente}}$$

$$p_i = \frac{\exp\left(-\frac{E_i}{T_h}\right)}{\sum_i \exp\left(-\frac{E_i}{T_h}\right)}$$

Q est le pouvoir d'arrêt collisionnel total de la cible partiellement ionisée (n_c est la densité des électrons thermiques, Z^* est le degré d'ionisation) et $\beta(E_i) c$ la vitesse du groupe d'électrons i . Le facteur $\frac{L_c(t)}{L_h(t)}$ traduit la réduction de la puissance fournie au fur et à mesure que les électrons chauds se détendent sur des distances bien plus grandes que l'épaisseur $L_c(t)$ de la cible massive.

2. Les électrons chauds cèdent, via des collisions, leur énergie aux électrons froids qui la retransmettent aux ions, le système décrivant l'évolution des températures s'écrit alors :

$$C_e(T_e) \frac{dT_e}{dt} = n_h \sum_{i=1}^N p_i \Pi(E_i) \beta(E_i) c - C_{ei}(T_e - T_i) + C_e \left. \frac{dT_e}{dt} \right|_{\text{détente}} - Q_r$$

$$C_i(T_i) \frac{dT_i}{dt} = C_{ei}(T_e - T_i) + C_i \left. \frac{dT_i}{dt} \right|_{\text{détente}}$$

- T_e et T_i sont les températures électronique et ionique
- C_e et C_i sont les capacités calorifiques électronique et ionique
- C_{ei} est le facteur de couplage électron-ion
- Q_r est la puissance volumique perdue par rayonnement

Ce modèle d'équations différentielles couplées permet d'estimer l'évolution temporelle de l'équilibre collisionnel entre ces trois populations.

9. réalisé par L. Gremillet et publié dans (Antici et al., 2013)

Il s'agit d'un modèle simple permettant de simuler le transfert d'énergie des électrons chauds à la cible. On s'attend à surestimer le dépôt collisionnel. En effet, en négligeant les effets géométriques, la dilution dans la cible est sous-estimée. Cette dilution ne commence à être prise en compte qu'à partir d'une simulation 2D.

Chauffage résistif dans un modèle 0D

En négligeant le chauffage collisionnel, et en simplifiant au maximum les dépendances considérées, il est possible de résoudre l'équation de la chaleur suivante pour estimer une température à partir d'un dépôt résistif :

$$\frac{3}{2}n_e \frac{dT_e(t)}{dt} = \frac{j^2}{\sigma(T_e)}$$

Le courant de retour j s'exprime en fonction de l'intensité I_0 sous la forme :

$$j = n_h e v_h = \left(\frac{\eta I_0}{k_b T_h} e \right)$$

et la conductivité est exprimée par le modèle de [Spitzer & Härm](#) :

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{3\pi}{32} \frac{m_e v_{ei}}{n_e e^2} = \frac{1}{64\sqrt{2\pi}} \frac{Z^* e^2 \sqrt{m_e} \ln \Lambda}{\epsilon_0^2 T_e^{3/2}}$$

où l'on note $\ln \Lambda$ le logarithme coulombien. Puis, en prenant le courant de retour j et n_e indépendants du temps, on intègre pour trouver :

$$T_e(t) = \left[T_e(0)^{5/2} + \frac{5}{192\sqrt{2\pi}} \frac{Z^* e^2 \sqrt{m_e} \ln \Lambda}{n_e \epsilon_0^2 T_e^{3/2}} \left(\frac{\eta I_0}{k_b T_h} e \right)^2 t \right]^{2/5}$$

Soit pour $T_e(t) \gg T_e(0)$:

$$T_e(\text{keV}) \approx 0,37 (Z^* \ln \Lambda)^{2/5} \left(\frac{n_e}{10^{23} \text{cm}^{-3}} \right)^{-2/5} \left(\frac{\eta I_0}{10^{18} \text{W.cm}^{-2}} \right)^{4/5} \left(\frac{T_h}{1 \text{MeV}} \right)^{-4/5} \left(\frac{t}{1 \text{ps}} \right)^{2/5}$$

Ce modèle, extrêmement simplifié, ne permet d'obtenir que des ordres de grandeur sur des durées très courtes afin de pouvoir considérer la plupart des grandeurs indépendantes du temps. Il permet de tenir compte, par définition, de la diminution de la résistivité avec la température.

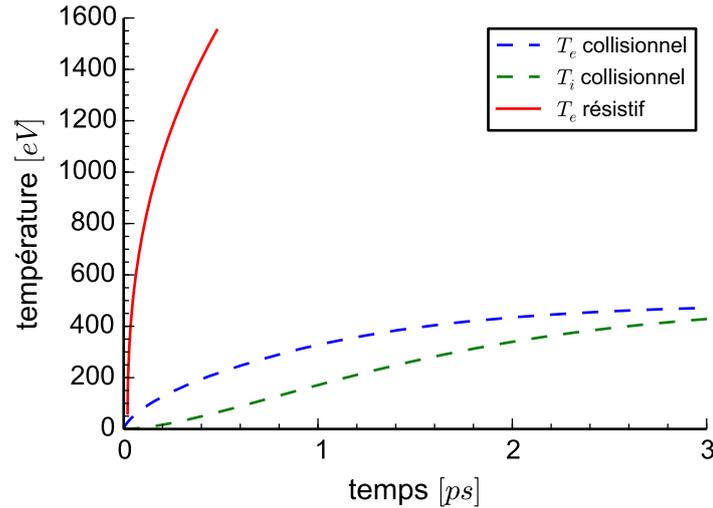


FIGURE 2.7 – Évolution de la température dans le cas d’un modèle 0D uniquement collisionnel et d’un modèle uniquement résistif pour les paramètres lasers suivant : $E_{\text{laser}} = 1\text{J}$, $\lambda_{\text{laser}} = 0,527\ \mu\text{m}$, $\tau_{\text{FWHM}} = 350\ \text{fs}$, $\phi_{\text{FWHM}} = 5\ \mu\text{m}$. L’intensité est donc $9 \cdot 10^{18}\ \text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ et on considère un taux de conversion en électrons arbitrairement choisi à 15%. Enfin une cible d’aluminium solide d’épaisseur $3\ \mu\text{m}$ et un volume de $60\ \mu\text{m}^3$ pour les électrons chauds sont considérés.

Comparaison des deux modèles

La figure 2.7 permet de comparer l’évolution de la température selon chaque modèle. Aux temps courts, le chauffage résistif est très efficace et permet à lui seul d’atteindre des températures supérieures à la centaine d’électron-Volts. À cause des phénomènes d’instabilité du faisceau d’électrons chauds, de la dilution dans la cible et de la décroissance de la résistivité avec la température, le modèle est très approximatif et il faut s’attendre à un arrêt rapide du chauffage résistif. Le chauffage collisionnel au contraire peut continuer à se produire sur des temps caractéristiques supérieurs à la picoseconde.

Les mécanismes que nous avons vus correspondent à un transfert d’énergie des électrons *chauds* vers les électrons *froids*. Après interaction, on obtient donc un plasma fortement hors équilibre avec $T_e \gg T_i$. Il faut attendre plusieurs picosecondes pour que le plasma se thermalise par collisions électrons-ions.

Pour décrire la génération et le transport des électrons en tenant compte à la fois du comportement collisionnel et collectif, il est nécessaire d’utiliser un code particulière. Nous allons décrire succinctement le code CALDER utilisé par la suite.

2.4 PRÉSENTATION DU CODE CALDER

Appelés PIC pour Particle-In-Cell (PIC), ces codes décrivent le plasma comme un ensemble de macro-particules évoluant selon les lois du mouvement de Newton et de Maxwell-Faraday. Nous utiliserons dans cette thèse le code CALDER (Lefebvre et al., 2003) dont les principales caractéristiques sont présentées ci-dessous.

Schéma numérique explicite

Dans une des méthodes numériques utilisables, les particules et les champs évoluent en deux étapes. Tout d'abord, on définit au temps t_i la position des macro-particules et les champs électriques \mathbf{E} . À partir de \mathbf{E} , on définit les autres quantités au temps $t_{i+1/2}$. La relation de Maxwell-Faraday permet le calcul du champ \mathbf{B} . Puis, avec les équations du mouvement et les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} , les vitesses sont calculées d'après l'équation du mouvement et permettent un déplacement des particules. Ces déplacements impliquent également des courants. Au temps t_{i+1} , on a donc la possibilité de calculer de nouveau les positions d'après la vitesse et un nouveau champ électrique d'après la relation de Maxwell-Ampère sur le champ \mathbf{B} et le courant \mathbf{j} .

$$\begin{aligned} \text{Équation du mouvement : } \frac{d(\gamma m \mathbf{v})}{dt} &= q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \\ \text{Maxwell-Faraday : } \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\nabla \times \mathbf{E} \\ \text{Maxwell-Ampère : } \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= \nabla \times \mathbf{B} - \mu_0 \mathbf{j} \end{aligned}$$

Les codes PIC sont ainsi capables de traiter complètement la génération et la propagation des champs \mathbf{E} et \mathbf{B} (y compris le laser) et permettent ainsi de modéliser l'ensemble des processus d'absorption et d'accélération de particules à ultra-haute intensité ainsi que leurs conséquences sur les courants produits.

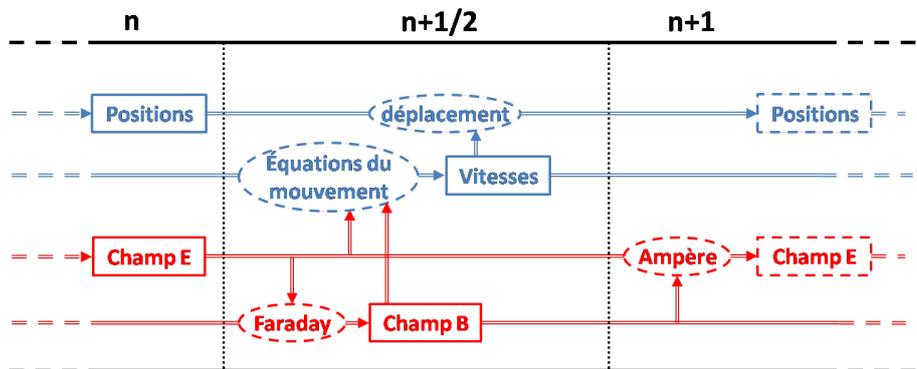


FIGURE 2.8 – Étapes successives pour le calcul des particules et des champs dans le cadre d'un schéma explicite d'un code PIC. (Perez, 2010)

La thèse de Mathieu [Drouin, 2009](#) explique en détail la méthode explicite utilisée dans CALDER. Il met en évidence la présence d'un chauffage numérique intrinsèque à cette méthode. Ce chauffage diminue en augmentant le nombre de particules par maille ou en augmentant le facteur de forme comme présenté ci-dessous.

Facteur de forme et chauffage numérique

Afin de réduire au maximum les perturbations liées à ce chauffage numérique, 100 particules par maille au minimum ont été utilisées. Les particules ne sont pas considérées comme ponctuelles, elles s'étalent sur plusieurs nœuds du maillage selon un facteur de forme. Il en est de même pour les champs, eux aussi appliqués à plusieurs nœuds du maillage. Le plus simple consiste en une fonction créneau de largeur égale au pas du maillage de telle sorte que la grandeur est associée au nœud le plus proche (*Nearest Grid Point Method*). Un facteur de forme d'ordre supérieur $k = 2, 3, 4, \dots$ consiste à diluer la grandeur sur plusieurs nœuds, on utilise alors une *spline*¹⁰ d'ordre k sur les $(k + 1)^d$ nœuds du maillage en dimension d . Le chauffage diminuant avec l'ordre du facteur de forme, un facteur d'ordre 4 récemment implémenté dans CALDER a été utilisé. Il est important de réduire au mieux ce chauffage numérique car nous cherchons à modéliser le chauffage d'une cible solide. Outre ce facteur de forme, un nouveau schéma pour l'interpolation des champs électrique et magnétique a été implémenté ([Sokolov, 2013](#)), il permet notamment une meilleure conservation de la charge.

Définition de la température à partir de CALDER

Nous utiliserons la notion de température pour décrire le chauffage et la population d'électrons. Or la température est intrinsèquement liée à l'équilibre thermique d'un ensemble de particules qui sont alors décrites par une distribution maxwellienne en énergie. Comme nous avons vu que les mécanismes d'absorption laser en régime ultra-intense produisent une population d'électrons très énergétiques, les particules dans un code PIC ne décrivent pas forcément une distribution maxwellienne en énergie. Il n'est donc pas souvent possible de définir de manière exacte une température. Cependant cette notion de température est utilisée en distinguant deux populations, les électrons thermiques de température T_e et les électrons suprathermiques de température T_h . On décrit les électrons comme une somme de deux maxwelliennes de températures différentes. La fonc-

10. C'est une fonction définie par morceaux par des polynômes d'ordre k . Le terme français est *cerce*, mais l'usage a consacré le terme anglais. (<https://fr.wikipedia.org/wiki/Spline>)

tion de distribution f_e s'écrit alors en fonction d'une maxwellienne F et de la fraction d'électrons chauds $f_h = n_h/n_{e,\text{tot}} = n_h/(n_e+n_h)$:

$$f_e(E) = F(E; (1 - f_h) n_{e,\text{tot}}; T_e) + F(E; f_h n_{e,\text{tot}}; T_h)$$

$$\text{avec } F(E; n; T) dE = n \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{E}{k_B T}} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \frac{dE}{k_B T}$$

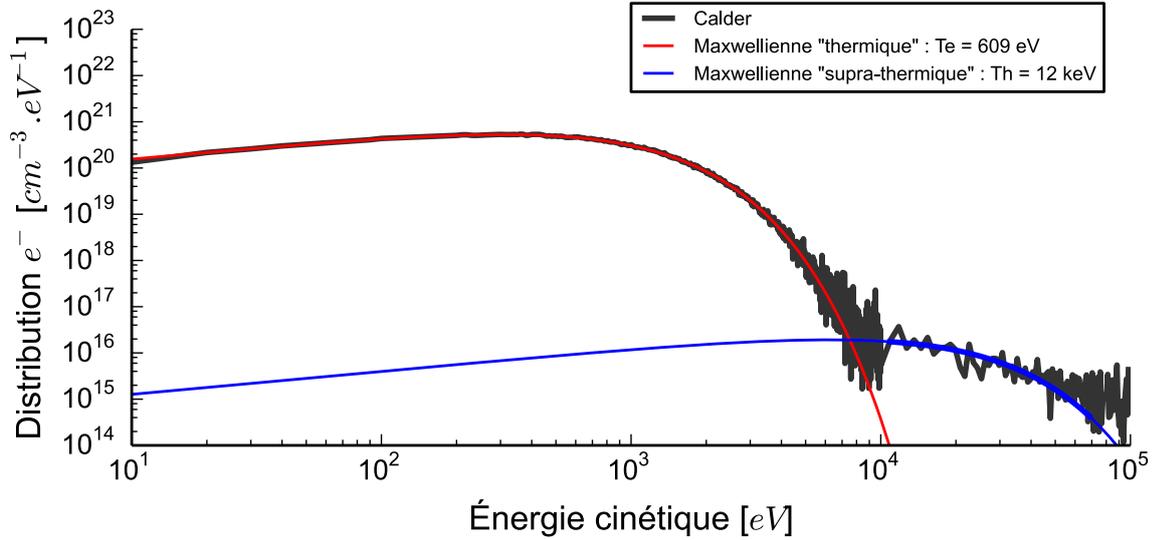


FIGURE 2.9 – Exemple d'une fonction de distribution calculée par CALDER (en noire). Les courbes rouge et bleue définissent deux populations par deux maxwelliennes différentes $T_e = 609$ eV et $T_h = 12$ keV. La *température électronique du plasma* correspond à la température de la population thermique.

Dans le cas de la figure 2.9, la courbe noire issue d'un calcul CALDER 2D représente un exemple typique d'une fonction de distribution en énergie notée $f(E, x_0, y_0, t_0)$ des électrons compris en 10 eV et 100 keV. Elle correspond à l'état de la distribution en énergie à un pas de temps et au cœur de l'aluminium dense sur l'axe laser ¹¹.

Décrivons deux méthodes permettant de définir une *température électronique du plasma*.

- Une première méthode consiste à ajuster le plus précisément possible la fonction de distribution calculée par le code PIC (voir figure 2.9) par la somme de deux maxwelliennes. On associe alors à la première maxwellienne une population *thermique* contenant la majorité des particules et à la seconde une population *suprathermique* due à un écart à l'équilibre thermique. L'ajustement numérique donne pour une première maxwellienne dont la température de 610 eV est appelée ici *température électronique du plasma* notée T_e . La seconde température de 12 keV est appelée *température*

¹¹. Cette simulation correspond au dernier pas de temps du cas détaillé dans le chapitre 8, p.145.

des électrons suprathermiques notée T_h . Cette méthode caractérise au mieux la fonction de distribution. Cependant effectuer un tel ajustement numérique à chaque pas d'espace et à chaque pas de temps est trop coûteux en temps afin d'obtenir les températures dans une simulation 2D. Il est donc nécessaire de faire autrement dans nos simulations.

- Une seconde méthode consiste à choisir une borne supérieure en énergie pour définir les électrons *thermiques*. Dans notre cas, nous avons fixé cette borne à 10 keV. Il est possible de définir la température à partir de l'énergie moyenne E_{th} de l'ensemble des particules dont l'énergie est inférieure à 10 keV. La température est alors définie comme $\frac{2}{3}E_{th}$. En considérant la fonction de distribution figure 2.9, la température donnée par cette méthode est $T_e = 610$ eV. Cette méthode à l'avantage d'être plus simple à mettre en œuvre numériquement pour définir la température et donne des résultats similaires à celle donnée par la première méthode dans les conditions de nos simulations. Elle sera utilisée dans toutes les simulations CALDER présentées dans cette thèse pour parler de la température du plasma.

$$T_e(x, y, t) = \frac{2 \int_0^{10\text{keV}} f(E, x, y, t) E dE}{3 \int_0^{10\text{keV}} f(E, x, y, t) dE}$$

La température associée à la maxwellienne suprathermique provient d'un ajustement sur les points compris entre 10 keV et 100 keV. Cette température T_h ne correspond pas à la température définie à partir de l'énergie moyenne (qui est de 80 keV dans ce cas) de tous les électrons supérieurs à 10 keV car il existe des électrons supérieurs à 100 keV. Il faut cependant noter que les lois en température présentées p.15 pour la population d'électrons chauds ont été confrontées expérimentalement à des mesures liées aux électrons sortants du plasma qui sont les plus énergétiques. Il n'est donc pas impossible que la température caractéristique des électrons chauds au cœur de la cible soit inférieure à ces estimations.

Afin de réaliser des simulations les plus précises possibles concernant le chauffage, nous avons utilisé le code CALDER en géométrie 2D. Voyons maintenant les modèles que nous avons utilisés pour décrire au mieux l'interaction, le transport et le dépôt d'énergie au sein de la cible.

Modèles utilisés dans nos simulations

La géométrie 2D est un choix important permettant notamment de prendre en compte la dilution des électrons dans le plan de la cible. Sans cette dilution le dépôt d'énergie est nettement surestimé. Avec un maillage 2D, cette dilution est prise en compte mais l'utilisation d'un maillage cartésien dans CALDER sous-estime la dilution par rapport à une description cylindrique ou sphérique. Le maillage cartésien avec un pas de 6.4 nm ($\omega_0 \Delta x / c$) = 0.04 permet de résoudre $c/\omega_p \sim 16$ nm mais pas la longueur de Debye initiale $\lambda_D \sim 0.5$ nm. Un pas de

temps de $0.028 \omega_0^{-1} \sim 14$ as permet de résoudre ω_p^{-1} , le temps le plus court caractéristique du mouvement des électrons. L'ensemble des modules suivants ont été utilisés pour décrire au mieux l'interaction et le transport :

- Méthode de Lehe pour la résolution des équations de Maxwell avec pertes réduites (Lehe et al., 2013)
- Méthode d'Esirkepov pour la conservation de charge (Esirkepov, 2001)
- Collisions élastiques et inélastiques (Pérez et al., 2012)
- Ionisation par champs (Nuter et al., 2011)
- Schéma résistif MHD (Cohen et al., 2010)
- Modèle de rayonnement synchrotron (Lobet et al., 2013)

Bien que le code CALDER soit actuellement le moyen le plus complet à notre disposition pour modéliser l'interaction UHI, le refroidissement par rayonnement n'est pas pleinement pris en compte dans l'évolution hydrodynamique. Seuls les modes de longueur d'onde supérieur à Δx sont pris en compte dans les pertes radiatives ce qui exclut le rayonnement X. Or pour décrire le chauffage sur des temps caractéristiques de la picoseconde, ce refroidissement radiatif n'est pas toujours négligeable : ce traitement incomplet est une limitation des simulations réalisées.

CONCLUSION

L'accélération d'électrons suprathermiques au sein de la cible fait intervenir plusieurs mécanismes d'absorption collisionnels et collectifs que nous avons décrits. La longueur de gradient, l'intensité laser et l'angle d'incidence sont les trois paramètres favorisant l'un ou l'autre de ces processus. Lorsque ces électrons sont injectés au sein de la cible une rapide neutralisation en charge et en courant s'effectue sous la forme d'un courant de signe opposé *dit courant de retour* permettant au courant incident de se maintenir jusqu'à des profondeurs de plusieurs micromètres. Les électrons chauds injectés ont donc, en plus d'un comportement collisionnel, un comportement collectif à travers le courant de retour. Ce dernier participe au chauffage en profondeur de la cible par effet Joule. La comparaison du dépôt d'énergie montre que ce chauffage collectif est le plus efficace mais ne se produit efficacement que sur un temps court ($\sim 0,1$ ps). Le chauffage collisionnel complète et prolonge le chauffage sur des temps plus longs (~ 1 ps). Les collisions permettent également de transférer l'énergie aux ions mais sur des temps longs (~ 1 ps). On s'attend donc, sur une échelle de temps de l'ordre de la picoseconde, à un chauffage électronique de la cible *de manière isochore* et à un plasma fortement hors équilibre avec $T_e \gg T_i$.

Après l'interaction laser, le plasma va se refroidir et se détendre. À de telles températures le refroidissement radiatif joue un rôle important dans l'évolution hydrodynamique et le code CALDER n'est donc pas particulièrement adapté, ni en temps de calcul ni en terme de physique radiative pour continuer à modéliser l'évolution du plasma. La réalisation d'une évolution de ~ 1 ps nécessite déjà plus de 150 heures sur 2000 processeurs dans nos conditions. Cela rend notre utilisation du code inadaptée pour modéliser une évolution sur des dizaines de picosecondes.

Après interaction, les chauffages collectif et collisionnel ont produit un plasma dense, chaud où $T_e \gg T_i$; une description hydrodynamique est alors plus adaptée pour décrire la détente et le refroidissement d'un tel plasma. Cependant les électrons chauds et les champs auto-générés dans la cible ne peuvent plus être pris en compte de manière auto-consistante dans cette description hydrodynamique-radiative dont nous allons parler dans le chapitre suivant.

REFROIDISSEMENT HYDRODYNAMIQUE

Dans le chapitre précédent, nous avons abordé la physique de l'interaction UHI et du transport des électrons dans la matière. La modélisation de ces phénomènes est abordée dans le cadre de ce travail à l'aide du code CALDER présenté au chapitre 2. Deux inconvénients majeurs nuisent à ces simulations : le coût de calcul et l'absence de traitement des processus radiatifs. Cela ne permet pas d'aborder l'interprétation de mesures s'effectuant sur des temps supérieurs au dépôt d'énergie laser ($\gtrsim 1$ ps).

On s'intéresse dans ce chapitre à l'évolution ultérieure de ce plasma et aux mécanismes responsables du refroidissement de la cible. Afin de décrire cette évolution au delà de l'interaction laser, nous avons choisi d'utiliser un code d'Hydrodynamique-Radiative (HR). Un code HR ne décrit plus le plasma comme un ensemble de particules ponctuelles, le milieu est cette fois-ci décrit comme un fluide composé de deux espèces répondant chacune aux équations de la mécanique des fluides. L'utilisation que nous en faisons ici est assez marginale et ne fait pas appel au dépôt d'énergie laser usuellement utilisé. On initialise nos conditions par une cible solide chauffée de manière isochore avec $T_e \gg T_i$, conditions finales typiques d'une interaction UHI.

3.1 ÉVOLUTION HYDRODYNAMIQUE-RADIATIVE

La modélisation des phénomènes hydrodynamiques consiste à résoudre les équations de la mécanique des fluides décrivant la conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie. Dans le cas d'un fluide de vitesse \vec{u} composé de deux espèces (une population électronique et ionique), le système s'écrit :

$$\begin{aligned}
& \left(\partial_t + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \right) \rho + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \\
& \rho \left(\partial_t + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{u} + \vec{\nabla} (P_e + P_i) = 0 \\
& \rho \left(\partial_t + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \right) \varepsilon_e + P_e \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = -Q_{ei} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_e - \vec{\nabla} \cdot \vec{F} \\
& \rho \left(\partial_t + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \right) \varepsilon_i + P_i \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = +Q_{ei} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_i
\end{aligned} \tag{3.1}$$

avec ρ la densité, \vec{u} la vitesse, $P_{e,i}$ la pression, $\varepsilon_{e,i}$ l'énergie spécifique, \vec{q} le flux de chaleur, Q_{ei} l'énergie apportée par les collisions, \vec{F} le flux radiatif et nous

ne considérons pas de sources extérieures d'énergie dans notre cas. Les indices font références aux électrons ou aux ions, la neutralité de la charge relie la densité électronique n_e et ionique n_i : $n_e = Z^*n_i$, avec Z^* l'ionisation moyenne du plasma. Dans le cas de ce modèle à deux espèces, deux relations supplémentaires sont nécessaires pour décrire l'évolution des 6 paramètres $\rho, \vec{u}, P_{e,i}, \varepsilon_{e,i}$. Ce sont les équations d'état électronique et ionique : $P_{e,i}(\rho, \varepsilon_{e,i})$. Enfin la température est donnée en fonction de l'énergie interne par ces mêmes équations d'état : $T_{e,i}(\rho, \varepsilon_{e,i})$.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'absorption laser concerne uniquement les électrons, ceux ci sont chauffés beaucoup plus rapidement que les ions. À la fin de l'interaction on s'attend à un plasma tel que $T_e \gg T_i$. Sans apport d'énergie, nous distinguons quatre causes de refroidissement des électrons :

- La détente hydrodynamique
La détente se produit à cause de la pression thermique élevée du plasma, le refroidissement résulte de l'équation d'état. Si la pression est croissante avec la température et que l'on considère une détente adiabatique ($PV^\gamma = \text{cst}$ avec γ le coefficient polytropique) nous avons :
- $$\frac{\partial T}{T} \propto \frac{\partial P}{P} = -(\gamma - 1) \frac{\partial V}{V}$$
- La relaxation électrons-ions
Le terme collisionnel Q_{ei} modélise un transfert d'énergie vers les ions, non nul lorsque $T_e > T_i$. Ce terme tend à thermaliser l'ensemble du plasma autour d'une température commune $T = T_e = T_i$.
 - La conduction thermique
Le flux thermique \vec{q} modélise un transfert d'énergie électronique depuis les zones chaudes vers les zones froides.
 - Les pertes par rayonnement
Une partie du rayonnement du plasma peut sortir de la cible, emportant avec lui une partie de l'énergie initiale sous forme d'un flux radiatif \vec{F} .

Nous choisissons de détailler dans ce chapitre les trois derniers points, responsables du refroidissement du plasma dans les premières picosecondes après l'interaction UHI.

3.2 RELAXATION ÉLECTRON-ION

Les électrons dont la température initiale est supérieure à celle des ions vont transmettre une partie de leur énergie aux ions par collisions. Ce transfert amène le plasma à un équilibre thermique où $T_e = T_i$.

3.2.1 Fréquence de collision de Spitzer

Dans un plasma, les particules transfèrent de l'énergie sous forme de collisions. Pour un plasma faiblement corrélé où les collisions sont peu fréquentes¹, le modèle présenté par [Spitzer & Härm, 1953](#) montre que la fréquence de collisions d'une population maxwellienne d'électrons sur des ions fortement chargés, considérés comme immobiles à cause de leur masse élevée, a la forme :

$$\tau_{ei}^{-1} = \nu_{ei} = \frac{Z^{*2} e^4 n_i \ln \Lambda}{3 \epsilon_0^2 m_e^{1/2} (2\pi k_B T_e)^{3/2}}$$

où la section efficace de Rutherford a été utilisée, Z^* est le degré d'ionisation moyen, n_i la densité des ions, T_e la température électronique et $\ln \Lambda$ le logarithme coulombien que nous détaillerons par la suite. Nous définissons également le temps moyen de collisions électron-ion par $\tau_{ei} = \nu_{ei}^{-1}$. Les collisions entre particules d'une même espèce peuvent également se décrire sous la forme de fréquences ν_{ee} et ν_{ii} :

$$\tau_{ee}^{-1} = \nu_{ee} \cong \frac{e^4 n_e \ln \Lambda}{3 \epsilon_0^2 m_e^{1/2} (2\pi k_B T_e)^{3/2}} \xrightarrow{n_e = Z^* n_i} \frac{\nu_{ei}}{Z}$$

$$\tau_{ii}^{-1} = \nu_{ii} \cong \frac{Z^{*4} e^4 n_i \ln \Lambda}{3 \epsilon_0^2 m_i^{1/2} (2\pi k_B T_i)^{3/2}} \xrightarrow{T_e \sim T_i} Z^{*2} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \nu_{ei}$$

Lorsque l'on parle ici de collisions, il s'agit d'un échange d'impulsion. Les électrons changent de direction à chaque collision, ν_{ei} caractérise donc l'isotropisation de la fonction de distribution électronique. Mais dû au grand rapport des masses, l'échange d'énergie est très faible, seule une fraction de l'énergie, de l'ordre de $2m_e/m_i$ peut être transférée. Le tableau 3.1 récapitule l'ensemble des temps caractéristiques liés à ces collisions. L'équilibre en énergie électron-ion est

temps d'échange en impulsion	τ_{ei}	\sim fs
temps de relaxation de la fonction de distribution électronique	$\tau_{ee} \approx Z^* \tau_{ei} \gtrsim \tau_{ei}$	\sim fs
temps de relaxation de la fonction de distribution ionique	$\tau_{ii} \approx \frac{1}{Z^{*2}} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \tau_{ei} \gtrsim \tau_{ei}$	\sim fs
temps d'échange en énergie électron-ion	$\tau_{Q_{ei}} = \left(\frac{m_i}{2m_e}\right) \tau_{ei} \gg \tau_{ei}$	\sim ps

TABLE 3.1 – Temps caractéristiques des collisions, pour un plasma d'aluminium à 1 g.cm^{-3} et $T_e = 200 \text{ eV}$.

1. À l'origine le modèle a été développé pour un gaz totalement ionisé non dégénéré où les collisions peu fréquentes ne perturbent pas fortement les fonctions de distribution ([Spitzer, 1962](#), "Physics of Fully Ionized Gases"). Le modèle est donc réaliste pour des plasmas peu denses et très chauds où les interactions sont faibles.

beaucoup plus long à atteindre que la relaxation au sein d'une même espèce. Cela justifie le fait de considérer un plasma composé de deux populations chacune à l'équilibre maxwellien mais avec deux températures différentes $T_e \neq T_i$.

3.2.2 Le logarithme coulombien

La fréquence de collisions fait intervenir le logarithme coulombien. Celui ci est nécessaire pour prendre en compte les paramètres d'impacts adaptés à la collision coulombienne. Dans ce cas, la définition du logarithme coulombien est la suivante :

$$\ln \Lambda_{ei} \equiv \ln \left(\sqrt{1 + \left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}} \right)^2} \right) \approx \ln \left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}} \right)$$

Les paramètres b_{\max} et b_{\min} , où $b_{\max} > b_{\min}$, sont respectivement le paramètre d'impact maximal et minimal des collisions électron-ion dans le potentiel coulombien. Ce logarithme est issu d'une intégrale sur l'ensemble des angles de déviation que l'on choisit de limiter² aux angles associés aux paramètres d'impact compris entre b_{\min} et b_{\max} .

Le modèle de Spitzer

Le modèle de **Spitzer** considère un gaz complètement ionisé, non-dégénéré où l'énergie moyenne de l'électron incident est $\mathcal{E} = \frac{3}{2} k_B T_e$. Le paramètre d'impact minimal dans un potentiel coulombien peut se définir comme la distance d'approche minimale classique (r_e) ou comme la longueur d'onde de *De Broglie* ($\lambda_{\text{deBroglie}}$) prenant en compte la dualité onde-corpuscule non-négligeable à haute énergie :

$$r_e = \frac{Z^* e^2}{4\pi\epsilon_0 \mathcal{E}} \quad \text{et} \quad \lambda_{\text{deBroglie}} = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2m\mathcal{E}}}$$

$$b_{\min} = \max(r_e, \lambda_{\text{deBroglie}})$$

À longue distance, le potentiel coulombien d'un ion dans un plasma est écranté par l'ensemble des électrons et ions de telle sorte qu'au delà de la longueur de Debye-Huckel λ_{DH} , l'électron n'est plus sous l'influence du potentiel coulombien. On obtient ainsi :

$$\left(\frac{1}{\lambda_{\text{DH}}} \right)^2 = \left(\frac{1}{\lambda_{\text{D}}^e} \right)^2 + \left(\frac{1}{\lambda_{\text{D}}^i} \right)^2 = \frac{n_e e^2}{k_B T_e \epsilon_0} + \frac{n_i (Z^* e)^2}{k_B T_i \epsilon_0}$$

2. Le potentiel coulombien d'un ion isolé ayant une portée infinie, cette intégrale diverge pour les petits angles de déviation, il est possible par exemple de limiter la portée de ce potentiel à la longueur de Debye.

$$b_{\max} = \lambda_{\text{DH}}$$

et le logarithme coulombien s'écrit :

$$\ln \Lambda = \ln \left[\frac{\lambda_{\text{DH}}}{\max(r_e, \lambda_{\text{deBroglie}})} \right]$$

Lorsque n_e est suffisamment grand, il est possible que $b_{\max} < b_{\min}$. Pour éviter des logarithmes trop faibles voire négatifs, on impose $\ln \Lambda \geq 1$. L'hypothèse de Spitzer d'un plasma faiblement corrélé signifie que l'énergie potentielle des ions et des électrons est faible devant leur énergie cinétique, les particules évoluent donc presque librement. A l'aide de la distance moyenne entre deux ions $r_i = (3/4\pi n_i)^{1/3}$, on définit les constantes de couplage qui doivent être très inférieures à l'unité.

$$\Gamma_{ii} = \frac{Z^{*2} e^2}{4\pi\epsilon_0 r_i} \cdot \frac{1}{k_B T} \propto \frac{Z^{*2} n_i^{1/3}}{T} \quad \Gamma_{ei} = \frac{\Gamma_{ii}}{Z^*} \quad \text{et} \quad \Gamma_{ee} = \frac{\Gamma_{ii}}{Z^{*5/3}}$$

Pour respecter l'hypothèse d'un plasma non-dégénéré, la température électronique doit être très supérieure à la température de Fermi.

$$k_B T_e \gg k_B T_F = \left(3\pi^2 n_e a_0^3 \right)^{2/3} \text{ Ry} = 7,9 \left(\frac{n_e}{10^{23} \text{ cm}^{-3}} \right)^{2/3} \text{ eV}$$

où $a_0 = 0,529 \text{ \AA}$ est le rayon de Bohr et $\text{Ry} = 13,6 \text{ eV}$ la constante de Rydberg.

Le modèle est donc pris en défaut à température faible ou à densité élevée. Des effets de corrélations ou de dégénérescence peuvent alors apparaître.

Le modèle de Lee-More

Dans le modèle de [Lee & More, 1984](#), ce logarithme coulombien va être affiné pour rendre compte en partie d'effets de dégénérescence, d'écrantage ou de forte corrélation. S'appuyant sur un travail numérique, le logarithme coulombien est borné afin qu'il soit supérieur ou égal à 2.

La distance b_{\max} est déterminée par la distance de Debye-Huckel prenant en compte l'effet d'écrantage commun des électrons et des ions modifiée par l'ajout de la température de Fermi :

$$\left(\frac{1}{\lambda_{\text{DH}}} \right)^2 = \left(\frac{1}{\lambda_D^e} \right)^2 + \left(\frac{1}{\lambda_D^i} \right)^2 = \frac{n_e e^2}{k_B \sqrt{T_e^2 + T_F^2} \epsilon_0} + \frac{n_i (Z^* e)^2}{k_B T_i \epsilon_0}$$

Il s'agit d'une approximation vérifiée numériquement par [Brysk et al., 1975](#) pour approcher l'effet de dégénérescence. Pour éviter que dans un plasma dense

la distance d'écrantage λ_{DH} soit inférieure à la distance interatomique $r_i = (3/4\pi n_i)^{1/3}$, b_{max} est défini comme :

$$b_{max} = \max(\lambda_{DH}, r_i)$$

Le paramètre b_{min} est défini par le maximum entre la distance classique d'approche r_e et la longueur d'onde de *De Broglie* en fonction de l'énergie de la particule incidente \mathcal{E} .

$$b_{min} = \max\left(\frac{Z^*e^2}{4\pi\epsilon_0\mathcal{E}}, \frac{h}{\sqrt{2m\mathcal{E}}}\right)$$

Dans le cas non dégénéré, les particules ont une énergie cinétique moyenne ($E_c = \frac{3}{2}k_B T$), et en cas de dégénérescence, l'énergie de la particule est égale à l'énergie de Fermi E_F .

Ainsi le logarithme s'écrit finalement :

$$\ln\Lambda = \max\left(2, \frac{1}{2}\ln\left[1 + \left(\frac{\max(\lambda_{DH}, r_i)}{\max(r_e, \lambda_{deBroglie})}\right)^2\right]\right)$$

Spécificité pour les très hautes densités

A très haute densité et à $T_e < T_F$, les électrons sont complètement dégénérés et de très fortes corrélations ion-ion peuvent apparaître ; le plasma s'apparente alors à un solide. Le modèle de Lee-More nous renvoie au travail de [Ziman, 1961](#) en exprimant le temps moyen de collisions dans le cas d'un métal ou d'un liquide métallique. Nous ignorons ce domaine par la suite qui ne correspond pas à notre étude. D'autres améliorations au modèle ont ensuite été apportées, notamment pour les températures faibles ($\sim eV$) par [Desjarlais, 2001](#).

Résumé des différents domaines

La figure 3.1 est une illustration des différents domaines correspondant aux approximations rencontrées dans le travail de [Lee & More, 1984](#). La zone n°1 correspond aux plasmas de hautes températures et basses densités convenablement décrits par la théorie de [Spitzer](#). Dans la zone n°2, la longueur d'écrantage est inférieure à la distance inter-ionique, il faut donc prendre $b_{max} = r_i$ dans le logarithme coulombien. Ce logarithme prend sa valeur minimale ($\ln\Lambda = 2$) dans la zone 3. La zone 4 correspond enfin à une description d'une phase liquide/solide métallique.

Nous verrons que le domaine d'étude réalisé lors de nos expériences (de 200 à 700 eV et de 1 à 3 g.cm⁻³) se situe au dessus de la limite de dégénérescence ($T = T_F$). En revanche nous ne sommes pas dans le régime de Spitzer, il faut prendre en compte la compétition entre la distance d'écrantage et la distance inter-ionique ainsi que la limitation du logarithme à sa valeur minimale égale à 2 d'après le travail de [Lee & More, 1984](#).

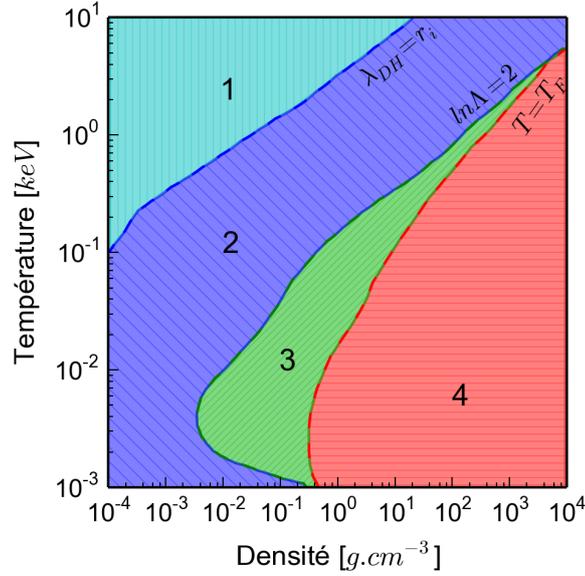


FIGURE 3.1 – Issue de l'article de Lee & More, 1984, cette figure illustre les différentes régions correspondant aux différents modèles utilisés pour $Z = 18$.

3.2.3 Fréquence de collision de Lee-More

Rappelons-nous que le modèle de Spitzer considère un gaz totalement ionisé non dégénéré et donne la fréquence de collisions suivante :

$$\tau_{ei}^{\text{Spitzer}} = \nu_{ei}^{-1} = \frac{3\epsilon_0^2 m_e^{1/2} (2\pi k_B T_e)^{3/2}}{Z^* 2 e^4 n_i \ln \Lambda} \quad (3.2)$$

Le modèle de Lee-More a l'avantage de pouvoir s'utiliser dans une très large gamme de densités et températures grâce à une définition du logarithme coulombien modifiée afin de prendre en compte des effets d'écrantage, de haute densité et de dégénérescence. Il recalcule aussi la fréquence de collisions en tenant compte de la dégénérescence, elle s'écrit alors sous la forme :

$$\tau_{ei}^{\text{Lee-More}} = \nu_{ei}^{-1} = \frac{3\epsilon_0^2 m_e^{1/2} (2\pi k_B T_e)^{3/2}}{Z^* 2 e^4 n_i \ln \Lambda} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[1 + \exp\left(-\frac{\mu}{k_B T}\right) \right] F_{1/2} \quad (3.3)$$

où μ est le potentiel chimique et $F_j\left(-\frac{\mu}{k_B T}\right)$ l'intégrale de Fermi-Dirac :

$$F_j\left(-\frac{\mu}{k_B T}\right) = \int_0^\infty \frac{x^j}{1 + \exp\left(x - \frac{\mu}{k_B T}\right)} dx$$

Il est notable que cette définition permette de retrouver la formulation de Spitzer dans la limite totalement non dégénérée $\frac{\mu}{k_B T} \rightarrow -\infty$. Le paramètre $\mu/k_B T$ peut s'exprimer par l'approximation (Atzeni & Meyer-ter Vehn) :

$$\frac{\mu}{k_B T} = -\frac{3}{2} \ln \Theta + \ln \frac{4}{3\sqrt{\pi}} + \frac{A\Theta^{-(b+1)} + B\Theta^{-(b+1)/2}}{1 + A\Theta^{-b}}$$

où $\Theta = T_e/T_F$, $A = 0,25054$, $B = 0,072$, et $b = 0,858$.

Le temps caractéristique de relaxation en énergie $\tau_{Q_{ei}} = (m_i/2m_e) \tau_{ei}$ est tracé sur la figure 3.2 pour un plasma d'aluminium dilué ($\rho = 10^{-5} \text{ g.cm}^{-3}$) et à densité solide ($\rho = 2,7 \text{ g.cm}^{-3}$) en fonction de la température. Pour déterminer l'ionisation moyenne, le modèle de Thomas-Fermi a été utilisé.

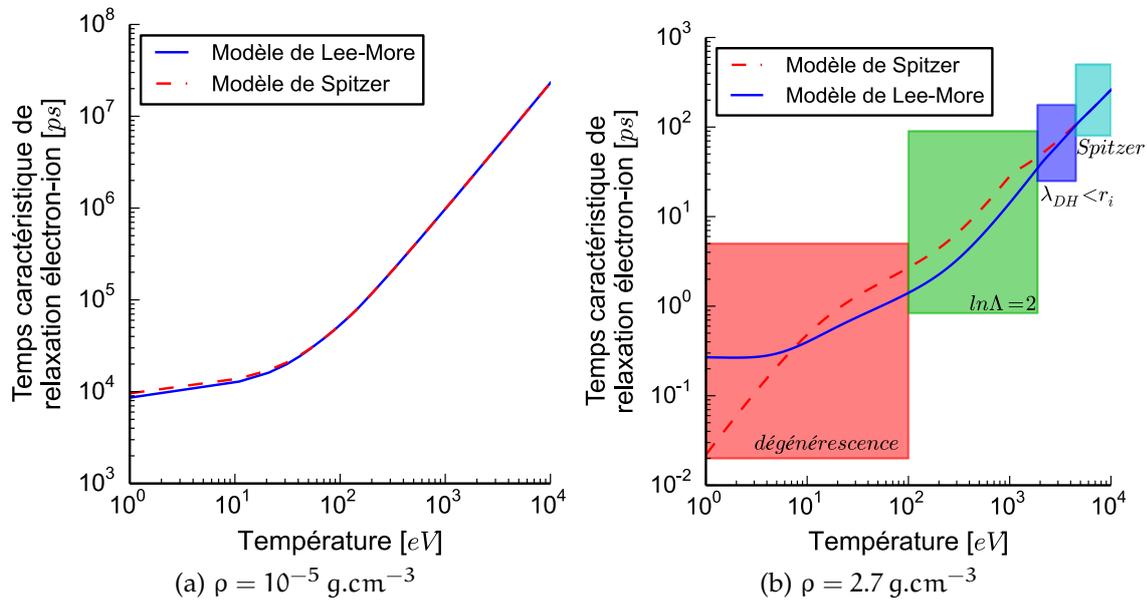


FIGURE 3.2 – Comparaison des modèles de Spitzer (éq. 3.2) et de Lee-More (éq. 3.3). Un écart apparaît à haute densité (figure b).

À faible densité, il y a peu d'interaction entre particules, les temps d'équilibre sont longs et les deux modèles donnent un résultat identique. En revanche, à densité solide, le modèle de Spitzer n'est valable qu'à très haute température. Pour une température de 300 eV, les deux modèles indiquent un temps de relaxation électron-ion moyen de 5 ps. L'écart est de l'ordre de 50% de 100 eV à 1 keV.

$$\frac{\tau_{ei}^{\text{Lee-More}} - \tau_{ei}^{\text{Spitzer}}}{\tau_{ei}^{\text{Spitzer}}} \lesssim 50\%$$

Pour un plasma à densité solide de plusieurs centaines d'électron-Volts, l'équilibre est atteint au bout de quelques picosecondes.

Échange d'énergie par collisions

La fréquence de collisions permet d'exprimer la puissance par unité de volume transférée depuis les électrons vers les ions lorsque $T_e > T_i$:

$$Q_{ei} = \nu_{ei} \left(\frac{2m_e}{m_i} \right) \frac{3}{2} n_e k_B (T_e - T_i) = \frac{\frac{3}{2} n_e k_B (T_e - T_i)}{\tau_{Q_{ei}}} \quad (3.4)$$

$$= C_{ei} (T_e - T_i) \quad (3.5)$$

où C_{ei} est le coefficient de couplage électron-ion.

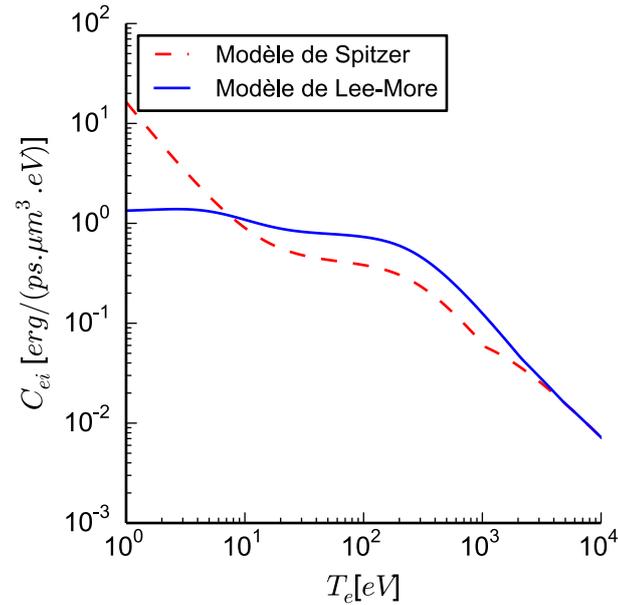


FIGURE 3.3 – Coefficient de couplage C_{ei} dans les modèles de Lee-More et Spitzer pour un plasma d'aluminium à densité solide. La description sous forme d'un solide métallique proposée pour les basses températures par [Lee & More](#) n'est pas prise en compte (p. 40).

La figure 3.3 représente le coefficient de couplage électron-ion C_{ei} en fonction de la température électronique du plasma. Une application pour un plasma d'aluminium de $1 \mu\text{m}^3$ avec $T_e = 500 \text{ eV}$ et $T_i = 200 \text{ eV}$ montre un échange d'énergie à un taux de $4 \cdot 10^{-2} \text{ erg.fs}^{-1}$. Ce taux va pouvoir être comparé aux autres processus de refroidissement.

Ce premier mécanisme permet en chaque point d'espace un équilibre thermique des populations électronique et ionique en quelques picosecondes à densité solide. Spatialement, il est possible de trouver au sein du plasma des gradients de température électronique. Un flux d'énergie des zones chaudes vers les zones froides tend alors à homogénéiser la température, c'est la conduction thermique que nous allons détailler maintenant.

3.3 CONDUCTION THERMIQUE

Une des applications de la fréquence de collision est le calcul de la conductivité thermique. La conductivité thermique permet de décrire, dans une approximation de diffusion, un flux d'énergie des zones chaudes vers les zones froides : le flux de chaleur.

3.3.1 Le flux de chaleur : modèle de Spitzer

Le transport de chaleur est assuré par un flux. Une des modélisations les plus utilisées est proposée par [Spitzer & Härm, 1953](#), elle permet de décrire le transport de chaleur dû aux électrons dans le cadre d'un gradient de densité et de température faible. Le flux \vec{q}_{Spitzer} est alors proportionnel au gradient de température : $\vec{q}_{\text{Spitzer}} = -\kappa \vec{\nabla} T$ où κ est la conductivité thermique.

$$\kappa = \frac{128}{3\pi} \alpha(Z^*) \frac{n_e k_B (k_B T_e)}{m_e \nu_{ei}} \text{ avec } \alpha(Z^*) \equiv \frac{Z^* + 0,24}{Z^* + 4,2} \xrightarrow{Z^* \rightarrow \infty} 1$$

Le rôle des collisions électron-électron, non négligeable dans la conductivité thermique, a été ajouté par [Braginskii, 1965](#). Il est possible de l'ajouter sous la forme d'un coefficient α qui peut être approché par la formule ci dessus. Dans le cas où la charge des ions est très élevée, $\alpha = 1$ et les collisions électron-électron sont négligées devant les collisions électron-ion.

Pour vérifier la condition de gradient faible il faut que la longueur de gradient en température soit nettement³ supérieure au libre parcours moyen collisionnel : $\lambda_{ei} = \tau_{ei} \sqrt{3k_B T/m_e}$. Lorsque ce n'est pas le cas, on parle de conditions non-locales et il faut modifier la formule afin de limiter le flux ([Luciani et al., 1983](#) ; [Malone et al., 1975](#)). Sans modéliser l'aspect non-local du transport, il est néanmoins possible de limiter le flux \vec{q}_{Spitzer} dans le cas de gradient modéré. Pour cela, le flux de Spitzer est généralement complété dans les codes d'un paramètre f appelé *limiteur de flux*. Ce limiteur $f < 1$, choisi par l'utilisateur, définit le maximum du flux de chaleur réalisable q_{max} en fonction du flux libre q_{libre} . Le flux de chaleur q est alors défini par une somme harmonique du flux de Spitzer et du flux limite.

$$\begin{aligned} \|\vec{q}_{\text{max}}\| &\equiv f \cdot q_{\text{libre}} \equiv f \cdot n_e k_B T \sqrt{\frac{k_B T}{m_e}} \text{ où } f < 1 \\ \left\| \frac{1}{\vec{q}} \right\| &= \left\| \frac{1}{\vec{q}_{\text{Spitzer}}} \right\| + \frac{1}{f \cdot q_{\text{libre}}} \end{aligned}$$

3. Ce sont les particules ayant 3,7 fois la vitesse thermique qui transportent le maximum du flux de chaleur, la prise en compte détaillée du mécanisme amène à la condition $\lambda_{ee}/L_T < 2 \cdot 10^{-3}$ où λ_{ee} est le libre parcours moyen électron-électron et L_T la longueur de gradient ([Luciani et al., 1983](#)).

La figure 3.4 illustre la très faible valeur du libre parcours moyen électron-ion dans le cas d'un plasma dense d'aluminium. La condition locale est donc très facilement vérifiée dans nos conditions.

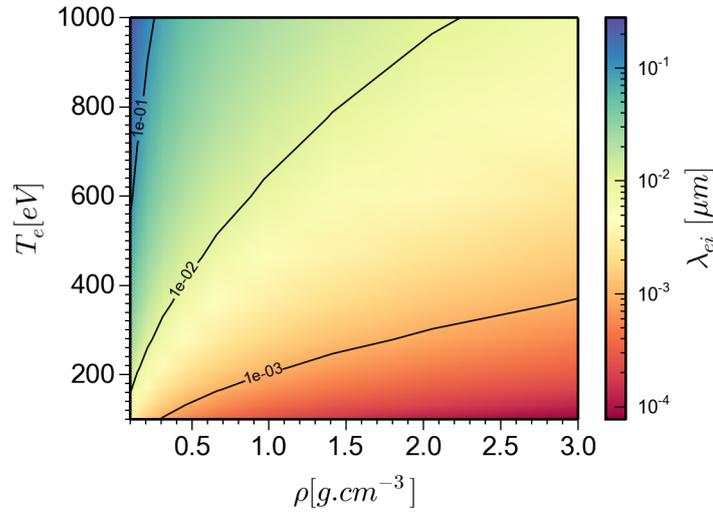


FIGURE 3.4 – Libre parcours moyen électron-ion pour un plasma dense d'aluminium.

Comme le flux de chaleur fait intervenir la fréquence de collisions, retournons voir le travail de Lee-More prenant en compte les effets à basse température et/ou haute densité.

3.3.2 Conductivité thermique dans le modèle de Lee-More

En plus de considérer une définition plus détaillée du logarithme coulombien dans la fréquence de collisions électron-ion, la conductivité thermique est recalculée en tenant compte de la dégénérescence et des forts écrantages associés à des densités élevées ou à des faibles températures. La conductivité devient alors (Lee & More, 1984) :

$$\kappa = \left(\frac{128}{3\pi} \alpha(Z^*) \frac{n_e k_B (k_B T_e)}{m_e \nu_{ei}} \right) \times \left(\frac{5\pi}{96} \frac{F_4 [1 - 16F_3^2 / (15F_4 F_2)]}{[1 + \exp(-\frac{\mu}{k_B T_e})] F_{1/2}^2} \right)$$

où μ est le potentiel chimique et $F_j \left(-\frac{\mu}{k_B T} \right)$ l'intégrale de Fermi-Dirac :

$$F_j \left(-\frac{\mu}{k_B T} \right) = \int_0^{\infty} \frac{x^j}{1 + \exp \left(x - \frac{\mu}{k_B T} \right)} dx$$

Une application numérique pour un plasma solide d'aluminium de $1 \mu\text{m}^3$ avec $T_e = 500 \text{ eV}$ et un gradient de $100 \text{ eV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ montre un échange d'énergie au taux de $2 \cdot 10^{-5} \text{ erg} \cdot \text{fs}^{-1}$. C'est bien moins que le transfert par collisions électron-ion que nous avons détaillé auparavant. Pour des gradients de quelques centaines d'électron-Volts par microns, la conduction thermique est donc un phénomène négligeable sur les temps courts où $T_e \gg T_i$.

Les deux premiers mécanismes collisionnels expriment sur des échelles spatiales différentes le rôle des collisions afin d'homogénéiser la densité d'énergie des différentes populations à l'intérieur du plasma. Le dernier mécanisme que nous allons présenter est différent dans le sens où il décrit un transfert lié au rayonnement de ces particules. C'est donc la population des photons qui est à l'œuvre.

3.4 RAYONNEMENT

Alors que les transferts d'énergie par collisions, conduction et convection sont régis par les équations hydrodynamiques, le transfert par rayonnement nécessite un traitement supplémentaire. Nous allons définir un flux radiatif \vec{F} qui sera couplé au bilan d'énergie de la population électronique sous la forme du terme $-\vec{\nabla} \cdot \vec{F}$ dans le bilan d'énergie électronique (éq. 3.1).

3.4.1 Équation du transfert radiatif

Le rayonnement est couplé à la matière à travers l'émission et l'absorption de photons. L'équation de transfert radiatif présentée ici est l'équation décrivant la propagation d'un rayonnement à travers un milieu. Commençons tout d'abord par définir l'intensité radiative spécifique.

Intensité spécifique et flux radiatif

Le rayonnement est un ensemble de photons dont la fonction de distribution f est définie de telle manière que :

$$f(\vec{r}, t, \vec{e}, \hbar\omega) d\vec{r} d\Omega d(\hbar\omega)$$

soit égale au nombre de photons à l'instant t dans un élément de volume $d\vec{r}$ autour du point \vec{r} dont les énergies sont comprises entre $\hbar\omega$ et $\hbar\omega + d(\hbar\omega)$ et se propageant dans un angle solide $d\Omega$ autour de la direction \vec{e} . Les unités de f sont des photons / ($\text{eV} \cdot \text{sr} \cdot \text{cm}^3$). Chaque photon dans cet intervalle $\hbar\omega + d(\hbar\omega)$

transporte, dans le vide, à la vitesse c , une énergie $\hbar\omega$. On définit alors l'*intensité radiative spécifique* par :

$$I(\vec{r}, t, \vec{e}, \hbar\omega) = c\hbar\omega f(\vec{r}, t, \vec{e}, \hbar\omega)$$

$I(\vec{r}, t, \vec{e}, \hbar\omega) d(\hbar\omega) dS d\Omega$ est l'énergie radiative autour du point \vec{r} dans la gamme spectrale $[\hbar\omega, \hbar\omega + d(\hbar\omega)]$ se propageant dans un angle solide $d\Omega$ autour de la direction \vec{e} à travers une surface dS perpendiculaire à \vec{e} . Les unités de l'intensité spécifique sont des $\text{erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{eV})$, en distinguant l'énergie rayonnée en erg et l'énergie des photons en eV.

On définit à partir de l'intensité spécifique la densité d'énergie radiative U_ω et le flux d'énergie radiative \vec{F}_ω en intégrant sur l'ensemble des angles :

$$U_\omega(\vec{r}, t, \hbar\omega) = \frac{1}{c} \int_{4\pi} I(\vec{r}, t, \vec{e}, \hbar\omega) d\Omega$$

$$\vec{F}_\omega(\vec{r}, t, \hbar\omega) = \int_{4\pi} I(\vec{r}, t, \vec{e}, \hbar\omega) \vec{e} \cdot d\Omega$$

En intégrant enfin sur l'ensemble du spectre, nous obtenons la densité d'énergie radiative intégrée U et le flux radiatif intégré \vec{F} .

Absorption : plasma optiquement mince et épais

Quand un rayonnement traverse un matériau d'épaisseur D , une partie des photons est absorbée et l'autre partie est transmise. Le nombre de photons absorbés dans un milieu infinitésimal d'épaisseur dx est proportionnel au nombre de photons incidents et à l'épaisseur dx .

$$dI(x, t, \vec{e}, \hbar\omega) = -\kappa(x, \hbar\omega) I(x, t, \vec{e}, \hbar\omega) dx \quad (3.6)$$

On définit ainsi le coefficient d'absorption κ en unité cm^{-1} . Cette grandeur est l'inverse de la distance moyenne parcourue par un photon d'énergie $\hbar\omega$ avant d'être absorbé. Dans un milieu homogène où κ ne dépend pas de x , nous avons immédiatement :

$$I(D, t, \vec{e}, \hbar\omega) = I(0, t, \vec{e}, \hbar\omega) \exp[-\kappa(\hbar\omega) D] \quad (3.7)$$

où l'intensité à la sortie du milieu d'épaisseur D est reliée à l'intensité incidente en $x = 0$ par l'intermédiaire d'un facteur exponentiel.

Ce facteur permet de distinguer deux cas limites :

- $\kappa(\hbar\omega) D \ll 1$: le plasma est *optiquement mince*, seule une infime partie du rayonnement est absorbée par le plasma.

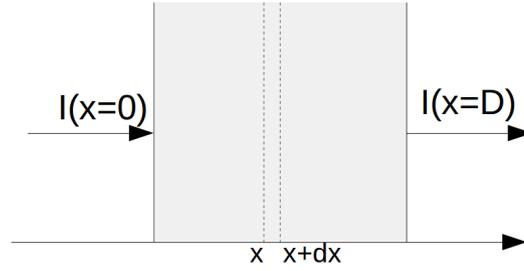


FIGURE 3.5 – Description schématique des équations 3.6 et 3.7.

- $\kappa(\hbar\omega) D \geq 1$: le plasma est *optiquement épais*, le milieu absorbe une partie significative des photons.

Le terme *opacité* est utilisé pour le rapport κ/ρ où ρ désigne la densité massique du plasma. L'*opacité* s'exprime donc en $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$.

À l'inverse, si le milieu produit un rayonnement, il vient alors s'ajouter au rayonnement incident. En effet, à température non-nulle, il existe des atomes dans lesquels les électrons se trouvent sur des niveaux d'énergie élevés. En revenant naturellement sur des niveaux stables, il en résulte une perte d'énergie sous la forme d'un photon d'énergie $\hbar\omega$. C'est l'*émission*, caractérisée par la grandeur $j(x, \hbar\omega)$ appelée *émissivité*.

Équation de transfert radiatif

L'*équation de transfert radiatif* indique qu'au cours de sa propagation, le rayonnement perd et gagne de l'énergie. Regardons le bilan d'énergie d'un cylindre infinitésimal de surface dS et de hauteur $|d\vec{r}|$ et de volume $dV = dS |d\vec{r}|$.

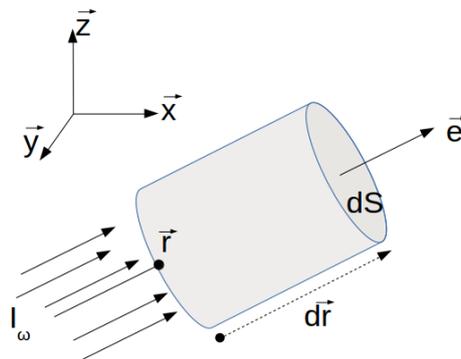


FIGURE 3.6 – Propagation du rayonnement $I_\omega(\vec{r}, t, \vec{e}, \hbar\omega)$ dans un cylindre infinitésimal de base dS et de hauteur $|d\vec{r}|$ dans la direction \vec{e} .

L'énergie en x dans la gamme spectrale $[\hbar\omega, \hbar\omega + d(\hbar\omega)]$ se propageant dans un angle solide $d\Omega$ autour de la direction \vec{e} à travers une surface dS perpendiculaire à \mathbf{e} est donnée par $I(\vec{r}, t, \vec{e}, \hbar\omega) d(\hbar\omega) dS d\Omega$. Au point $\vec{r} + d\vec{r}$, l'intensité a perdu la partie absorbée du rayonnement et a gagné l'énergie émise entre le point \vec{r} et $\vec{r} + d\vec{r}$:

$$\begin{aligned} I(\vec{r} + d\vec{r}, t + dt, \mathbf{e}, \hbar\omega) d\Omega dS d(\hbar\omega) &= I(\vec{r}, t, \vec{e}, \hbar\omega) d\Omega dS d(\hbar\omega) \\ &\quad - \kappa(\vec{r}, t, \hbar\omega) I(\vec{r}, t, \vec{e}, \hbar\omega) d\Omega d(\hbar\omega) dV \\ &\quad + j(\vec{r}, t, \hbar\omega) d\Omega d(\hbar\omega) dV \end{aligned}$$

Pour $d\vec{r}$ et dt infinitésimal, on peut développer en série de Taylor :

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial I}{\partial t} dt + d\vec{r} \cdot \vec{\nabla} I \right] d\Omega dS d(\hbar\omega) &= -\kappa(\vec{r}, t, \hbar\omega) I(\vec{r}, t, \vec{e}, \hbar\omega) d\Omega dS d(\hbar\omega) |d\vec{r}| \\ &\quad + j(\vec{r}, t, \hbar\omega) d\Omega dS d(\hbar\omega) |d\vec{r}| \end{aligned}$$

et sachant que $d\vec{r} = c dt \vec{e}$ on obtient :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \vec{e} \cdot \vec{\nabla} I = -\kappa I + j \quad (3.8)$$

L'équation 3.8 est appelée *équation de transfert radiatif*.

Dans le cas stationnaire $\partial/\partial t = 0$ et si le plasma a une symétrie plane dans le plan (x, y) , $\nabla I = (0, 0, \partial I/\partial z)$, l'équation se réduit à :

$$\mu \frac{\partial I}{\partial z} = -\kappa I + j \quad (3.9)$$

où $\mu = \vec{e} \cdot \vec{z} = \cos(\theta)$. La notion de *profondeur optique* $\tau(z, z + dz, \hbar\omega)$ permet de simplifier encore un peu plus l'équation :

$$\tau(z, z + dz, \hbar\omega) = \int_z^{z+dz} \kappa(z', \hbar\omega) dz'$$

avec $d\tau = \kappa dz$ on obtient :

$$\mu \frac{\partial I}{\partial \tau} = -I + S \quad \text{avec } S(z, \hbar\omega) = \frac{j(z, \hbar\omega)}{\kappa(z, \hbar\omega)}$$

où S appelée *fonction source*.

Cette équation a pour solution :

$$\begin{aligned} I(z, \mu, \hbar\omega) &= e^{-\tau(0,z,\hbar\omega)/\mu} \left[I(0, \mu, \hbar\omega) + \frac{1}{\mu} \int_0^z S(z', \hbar\omega) e^{-\tau(0,z',\hbar\omega)/\mu} d\tau' \right] \\ &= I(0, \mu, \hbar\omega) e^{-\tau(0,z,\hbar\omega)/\mu} + \frac{1}{\mu} \int_0^z j(z', \hbar\omega) e^{-\tau(z',z,\hbar\omega)/\mu} dx' \end{aligned}$$

Cette solution montre que le rayonnement au point z est la somme du rayonnement incident atténué par l'absorption sur une épaisseur z et du rayonnement émis dans l'ensemble des point $z' \subset [0, z]$ et atténué également par le chemin à parcourir entre le point d'émission z' et le point z .

Cas particulier d'un plasma optiquement mince

Supposons le cas d'un plasma optiquement mince, sans rayonnement incident. Le fait que $\tau(z', z, \hbar\omega) \ll 1$ conduit à approcher la solution par

$$I(x, \mu = 1, \hbar\omega) \approx \int_0^x j(x', \hbar\omega) dx'$$

ce qui signifie que dans un plasma optiquement mince, l'intensité sortant du plasma dépend seulement de son émissivité et est proportionnelle à l'épaisseur du plasma. La réabsorption ne joue pas un rôle important.

Cas particulier du corps noir

Lorsqu'il y a un équilibre thermodynamique à la température T , l'intensité spécifique est homogène et isotrope. Elle est décrite par la fonction de Planck :

$$B^P(\hbar\omega) = \frac{2(\hbar\omega)^3}{(hc)^2} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{k_B T}} - 1}$$

et la densité d'énergie radiative totale s'écrit :

$$U^P(T) = \frac{1}{c} \int_{4\pi} \int_0^\infty B^P(\hbar\omega) d\Omega d(\hbar\omega) = \frac{4\sigma_{SB} T^4}{c}$$

où σ_{SB} est la constante de *Stefan-Boltzmann*.

La loi de Kirchhoff permet de relier l'émissivité et le coefficient d'absorption à ce rayonnement d'équilibre :

$$S = \frac{j(\hbar\omega)}{\kappa(\hbar\omega)} = B^P(\hbar\omega, T) \quad (3.10)$$

3.4.2 Approximation de diffusion

Le calcul précis du transfert de rayonnement nécessite une modélisation des coefficients d'émissivité et d'absorption dépendant de l'énergie du photon $\hbar\omega$. La description du rayonnement peut ainsi être assez coûteuse en calculs. Afin que le traitement du rayonnement ne se fasse pas au détriment des phénomènes hydrodynamiques et dans le but de coupler le rayonnement à l'évolution du plasma, il est nécessaire de faire des approximations. Nous détaillons ici un modèle global, c'est-à-dire intégré sur tout le spectre, permettant de décrire le bilan d'énergie sous la forme d'une diffusion.

L'approximation de diffusion :

Il est possible d'effectuer quelques hypothèses sur le champ de rayonnement pour simplifier la résolution de l'équation de transfert.

- Si la dépendance temporelle est négligeable ($\partial/\partial_t = 0$), l'équation de transfert s'écrit :

$$\vec{e} \cdot \vec{\nabla} I(\vec{r}, t, \vec{e}, \hbar\omega) = -\kappa(\vec{r}, t, \hbar\omega) I(\vec{r}, t, \vec{e}, \hbar\omega) + j(\vec{r}, t, \hbar\omega) \quad (3.11)$$

- Si le champ de rayonnement est proche de l'équilibre, il est possible de le définir avec la température du matériau : $S = j/\kappa = B^P(\hbar\omega, T)$ on obtient en intégrant sur tous les angles l'équation de conservation de l'énergie :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{F}_\omega = -\kappa c (U_\omega - U_\omega^P) \quad (3.12)$$

- En multipliant par le vecteur \vec{e} et en intégrant sur tous les angles on obtient :

$$\int_{4\pi} \vec{e} \cdot (\vec{e} \cdot \vec{\nabla} I) d\Omega = - \int_{4\pi} \kappa(\vec{r}, t, \hbar\omega) I \vec{e} d\Omega + \int_{4\pi} j(\vec{r}, t, \hbar\omega) \vec{e} d\Omega$$

- Le premier terme est un vecteur dont la i -ème composante s'écrit :

$$\left(\int_{4\pi} \vec{e} \cdot (\vec{e} \cdot \vec{\nabla} I) d\Omega \right)_i = \sum_{k=1}^3 \int_{4\pi} e_i e_k \frac{\partial I}{\partial x_k} d\Omega$$

- * Si le rayonnement est isotrope, il est possible de sortir les dérivées de l'intégrale et comme :

$$\int_{4\pi} e_i e_k d\Omega = \frac{4\pi}{3} \text{ si } i = k \text{ et } 0 \text{ si } i \neq k$$

- * nous obtenons :

$$\left(\int_{4\pi} \vec{e} \cdot (\vec{e} \cdot \vec{\nabla} I) d\Omega \right)_i = \frac{4\pi}{3} \nabla I = \frac{c}{3} \nabla U_\omega$$

- Comme κ ne dépend pas de \vec{e} , le deuxième terme s'écrit immédiatement :

$$- \int_{4\pi} \kappa I \vec{e} d\Omega = -\kappa \vec{F}_\omega$$

- Et enfin comme j ne dépend pas de \vec{e} , le troisième donne une intégrale nulle.
- L'hypothèse d'un rayonnement isotrope permet donc d'obtenir :

$$\vec{F}_\omega(\hbar\omega) = -\frac{c}{3\kappa(\hbar\omega)} \nabla U_\omega(\hbar\omega) \quad (3.13)$$

- Cette relation entre le flux d'énergie et la densité d'énergie et une relation de diffusion de coefficient $D_\omega = \frac{1}{3} c \cdot l_{\kappa(\omega)}$ où l_κ est le libre parcours moyen d'absorption à l'énergie $\hbar\omega$. Elle est similaire à la diffusion thermique où $D_{th} = \frac{1}{3} v_{th} \cdot l_{ei}$ avec l_{ei} le libre parcours moyen collisionnel.

Densité de rayonnement proche de l'équilibre : moyenne de Rosseland

Dans l'hypothèse où le rayonnement est proche de l'équilibre, nous avons :

$$\nabla U \approx \nabla U^P = \frac{16}{c} \sigma_{SB} T^3 \nabla T$$

En intégrant sur tout le spectre, on peut alors écrire le flux sous la forme :

$$\vec{F}(\vec{r}) = -\frac{c}{3} \times \frac{\int \frac{1}{\kappa(\hbar\omega)} \nabla U_\omega^P(\vec{r}, \hbar\omega)}{\int \nabla U_\omega^P(\vec{r}, \hbar\omega)} \times \int \nabla U_\omega^P(\vec{r}, \hbar\omega) = -\frac{16}{3} \frac{1}{\kappa^R} \sigma_{SB} T^3 \vec{\nabla} T(\vec{r}) \quad (3.14)$$

La définition du *libre parcours moyen de Rosseland* $l^R = 1/\kappa^R$ permet donc de définir une conductivité thermique radiative : $\frac{16\sigma_{SB} T^3}{3\kappa^R}$. Le flux radiatif est alors proportionnel au gradient de température.

Cas optiquement mince : moyenne de Planck

Dans l'hypothèse où la majorité du rayonnement peut s'échapper du plasma, l'énergie perdue est de l'ordre de l'énergie émise :

$$\begin{aligned}
 J &= \int j(\hbar\omega) d(\hbar\omega) \\
 &= c \left(\frac{\int j(\hbar\omega) d(\hbar\omega)}{\int c\kappa(\hbar\omega) U_{\omega}^P(\hbar\omega) d(\hbar\omega)} \right) \left(\frac{\int \kappa(\hbar\omega) U_{\omega}^P(\hbar\omega)}{\int U_{\omega}^P(\hbar\omega) d(\hbar\omega)} \right) \int U_{\omega}^P(\hbar\omega) d(\hbar\omega) \\
 &= c \epsilon \kappa^P U^P = \epsilon \kappa^P 4\sigma_{\text{SB}} T^4
 \end{aligned}$$

où ϵ est l'émissivité normalisée, valant 1 dans le cas de l'équilibre thermodynamique. Cette description conduit à définir $l^P = 1/\kappa^P$ le *libre parcours moyen de Planck* pour un milieu optiquement mince. La conservation de l'énergie intégrée spectralement (équation 3.12) s'écrit alors :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{F} = c\kappa^P (\epsilon U^P - U) \quad (3.15)$$

L'approximation multi-groupes

Le *traitement multi-groupes* consiste à diviser le rayonnement en bandes d'énergie. Sur chaque groupe sont définis des émissivités et des coefficients d'absorption constants. Ce *traitement multi-groupes* permet d'utiliser l'approximation de diffusion de manière mieux résolue spectralement. Les grandeurs d'intérêt dépendant de la densité et de la température du matériau (émissivité, opacité par l'intermédiaire des moyennes de Planck et de Rosseland) sont définies sur des gammes spectrales larges mais pas sur l'ensemble du spectre.

Une application au cas d'un volume de $1 \mu\text{m}^3$ d'aluminium à $2,7 \text{ g.cm}^{-3}$ avec $T_e = 500 \text{ eV}$ montre une perte d'énergie au taux de $2.10^{-1} \text{ erg.fs}^{-1}$. C'est donc le plus efficace de tous les mécanismes de refroidissement comparé aux autres applications numériques illustratives réalisées : $4.10^{-2} \text{ erg.fs}^{-1}$ pour la relaxation électron-ion et $2.10^{-5} \text{ erg.fs}^{-1}$ pour la conduction.

3.5 PRÉSENTATION DU CODE MULTI

MULTI⁴ (Ramis et al., 1988, 2012) est un code d'hydrodynamique-radiative implicite lagrangien utilisé dans une version monodimensionnelle (1D) dans le cadre de cette thèse. Dans les codes lagrangiens, les cellules ont une masse constante et se déplacent avec la matière. Cela permet de simplifier la partie convective du mouvement, il n'y a pas d'échange de matière entre cellules.

4. pour *multigroup radiation transport in multilayer foils*

L'absorption laser utilisée dans MULTI n'est pas adaptée aux interactions à ultra-haute intensités ($I\lambda^2 > 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}.\mu\text{m}^2$) dont les principaux mécanismes non-collisionnels et collectifs ont été évoqués dans le chapitre précédent. Nous souhaitons avec ce code uniquement prolonger la détente hydrodynamique du plasma après interaction laser. Nous décrivons avec MULTI un plasma dense, chaud avec $T_e \gg T_i$ et composé de plusieurs éléments.

Voici une brève description des éléments caractéristiques du code nécessaires à notre utilisation :

- Le plasma est composé de plusieurs couches 1D :
 - À chaque couche correspond un élément défini par sa densité, sa température initiale et ses tables d'équation d'état, d'ionisation, d'émissivité et d'opacité.
 - Le maillage d'une cible à plusieurs couches est défini par l'utilisateur. L'utilisation de pas variables permet l'équilibre des masses aux interfaces.
 - Nous utiliserons les tables SESAME (T4-Group, 1983), elles permettent l'utilisation d'un modèle en deux températures.
- Pour la modélisation des collisions, l'utilisateur a le choix :
 - d'une interpolation entre le régime de Spitzer et un régime de matière dense et tiède décrit par un modèle de Drude-Sommerfield détaillé dans (Ramis et al., 2012). Dans le modèle de Spitzer, le logarithme coulombien est légèrement modifié avec une borne minimale pour éviter un logarithme coulombien trop faible dans un régime dense :

$$\ln\Lambda = \ln \left[1 + \max \left(1, \frac{\lambda_{De}}{\max(r_e, \lambda_{deBroglie})} \right) \right]$$

- du modèle de Lee-More présenté en section 3.2.
- Le flux de chaleur est défini :
 - par la formule de Spitzer dans l'approximation de gradient faible (section 3.3) complétée par un flux limite choisi par l'utilisateur⁵.
- Le transfert de rayonnement est :
 - Traité dans l'approximation multi-groupes à l'aide des tables SNOF HETL (Eidmann, 1994) : ionisation, émissivité et opacités (Rosseland et Planck).
 - L'utilisation de ces tables implique une approximation stationnaire : les processus atomiques atteignent leur état stationnaire rapidement devant les temps caractéristiques de l'évolution hydrodynamique.

5. $f = 0.06$ dans nos simulations qui ne sont pas sensibles à ce paramètre.

- Pour chaque groupe $k \in [1, N_G]$, défini par l'intervalle en énergie $[\hbar\omega_{k-1}, \hbar\omega_k]$, le transfert radiatif est décrit par un système de deux équations issus des relations 3.13 , 3.14 et 3.15 :

$$\begin{aligned}\frac{\partial F_k}{\partial x} &= c\kappa_k^P (\epsilon_k U_k^P - U_k) \\ \frac{\partial U_k}{\partial x} &= -\frac{4}{c}\kappa_k^R F_k\end{aligned}$$

- Comme l'émission et l'absorption font intervenir principalement des transitions entre niveaux d'énergie électroniques, le transfert de rayonnement est couplé à la population électronique sous la forme d'un flux total :

$$-\sum_{k=1}^{N_G} \nabla \cdot F_k$$

CONCLUSION

Nous avons détaillé dans ce chapitre trois des mécanismes responsables du refroidissement d'un plasma initialement dense et chaud avec $T_e \gg T_i$, conditions typiques suite à une interaction UHI. Le premier mécanisme présenté est la relaxation électron-ion. Dans nos conditions de densité, les collisions électron-ion s'effectuent sur des échelles de temps picosecondes et sont donc responsables d'une réduction de T_e en faveur de T_i dès l'interaction. Le deuxième est la conduction thermique. Elle est proportionnelle aux gradients de température, il faut donc attendre un chauffage fortement inhomogène pour qu'elle se mette en place. Enfin l'approximation du traitement du rayonnement fait intervenir des tables d'émissivité et d'opacité. Dans le cas optiquement mince, une grande partie de l'énergie va pouvoir sortir du plasma et ce mécanisme va être responsable d'un refroidissement important. À cela il faut ajouter la détente hydrodynamique, qui participe par l'intermédiaire des équations d'état au refroidissement du plasma.

En séparant le calcul de l'interaction laser (par CALDER) et le reste de l'évolution hydrodynamique (par MULTI), on gagne la possibilité de modéliser une évolution de plusieurs picosecondes en distinguant les phénomènes physiques importants pour chaque phase. Les phénomènes d'absorption laser, de génération et de transport des électrons chauds sont pris en compte par CALDER mais ce code ne permet pas de tenir compte du refroidissement par rayonnement de la cible. MULTI, utilisé afin de poursuivre le calcul, permet de mieux décrire la détente et le refroidissement en prenant en compte les échanges par rayonnement. On perd cependant la présence des électrons chauds et les champs électromagnétiques auto-générés. Il s'agit donc d'un compromis réalisé afin de tirer bénéfice des deux types de description et ainsi de décrire au mieux l'évolution du plasma

sur plusieurs dizaines de picosecondes.

Une fois l'évolution temporelle du plasma modélisée, une dernière étape consiste à reproduire le spectre d'émission issu du plasma que l'on mesure expérimentalement. Nous avons vu que le traitement du rayonnement dans `MULTI` fait appel à des moyennes par l'intermédiaire de tables ; il n'est pas assez détaillé pour reproduire le spectre mesuré de manière suffisamment résolu spectralement. Pour modéliser l'émission X d'un plasma, on doit décrire les différents mécanismes atomiques responsables du rayonnement. Nous allons détailler dans le chapitre suivant, les causes du rayonnement et le lien entre l'émission X et les conditions hydrodynamiques du plasma.

 ÉMISSION X ET ÉTATS D'ÉQUILIBRE

Nous allons voir dans cette partie qu'un plasma chaud émet un rayonnement X que nous pouvons mesurer. Ce rayonnement permet d'obtenir des informations concernant la densité et la température du plasma que nous cherchons à caractériser. Afin de détailler le lien entre l'émission X et les conditions du plasma, nous serons amenés à décrire l'équilibre des populations atomiques responsables de l'émission. Mais présentons tout d'abord le spectre d'émission d'un plasma et ses trois composantes avant de nous concentrer sur le spectre de couche K d'aluminium mesuré lors de nos expériences.

4.1 ÉMISSION X D'UN PLASMA

Dans cette thèse, nous étudions le spectre d'émission X de l'aluminium à forte température. La figure 4.1 illustre les différentes composantes de l'émission X, pour l'aluminium à $10^{-5} \text{ g.cm}^{-3}$ et 300 eV. Les trois composantes (lié-lié, lié-libre et libre-libre) détaillées ci-dessous s'additionnent pour former le spectre rayonné total (Salzmann, 1988). On distingue les électrons *liés*, piégés dans le puits de potentiel d'un ion et les électrons *libres* dont les états d'énergie appartiennent à un continuum.

- Le Bremsstrahlung ou transitions *libre-libre*

Les transitions *libre-libre* correspondent à l'émission d'un photon lors d'une interaction coulombienne avec un ion. L'électron est dévié, il change d'état d'énergie et peut perdre de l'énergie sous forme de rayonnement. Ce type de rayonnement produit un spectre continu car il n'y a pas de restriction sur les états d'énergie initiaux et accessibles de la particule libre. Ce rayonnement est aussi appelé rayonnement de freinage étant donnée la perte d'énergie des électrons. Ce rayonnement décroît fortement avec l'énergie du photon émis et la puissance rayonnée dans un intervalle $[\hbar\omega, \hbar\omega + d(\hbar\omega)]$ est pour une distribution maxwellienne en énergie de température T_e :

$$P_{ff}(\hbar\omega) d(\hbar\omega) = \frac{32}{3} \sqrt{\frac{\pi}{3}} r_0^2 c \sqrt{\frac{Ry}{T_e}} Z^*{}^2 n_i n_e \exp(-\hbar\omega/kT_e) d(\hbar\omega)$$

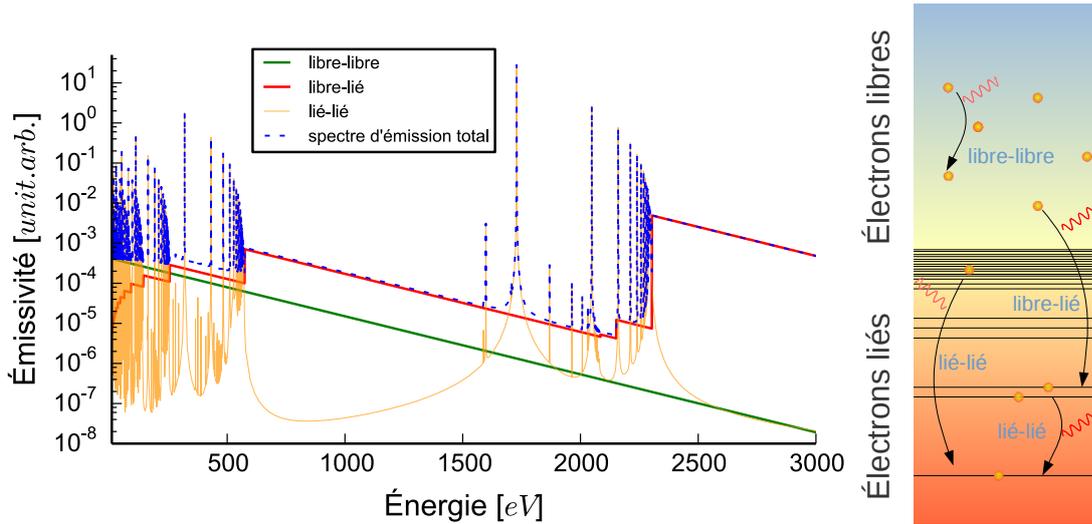


FIGURE 4.1 – Illustration des différentes composantes d'un spectre d'émission X d'aluminium ($\rho = 10^{-5} \text{ g.cm}^{-3}$ et $T = 300 \text{ eV}$). (Le calcul a été réalisé avec le code FLYCHK (Chung et al., 2005))

où $r_0 = 2,81 \text{ fm}$ est le rayon classique de l'électron et $Ry = 13,6 \text{ eV}$ l'énergie de Rydberg. La puissance totale est proportionnelle à $Z^2 n_i n_e \sqrt{T_e}$.

- Les transitions *libre-lié*

Une transition *libre-lié* correspond à la recombinaison d'un électron. L'électron passe d'un état libre, *hors atome*, à un état lié correspondant à un niveau d'énergie d'un atome. Bien que les états initiaux soient libres, les états accessibles au final sont contraints par la physique atomique de l'atome considéré. Des sauts aux énergies d'ionisation de l'atome sont donc présents sur le spectre. La puissance rayonnée dans un intervalle $[\hbar\omega, \hbar\omega + d(\hbar\omega)]$ est proportionnelle à $Z^* n_{i,\zeta} n_e (T_e)^{-3/2} \exp(-\hbar\omega/kT_e)$ où $n_{i,\zeta}$ est la densité de l'ion émetteur de charge ζ dans le cas d'une distribution maxwellienne en énergie de température T_e .

- Les transitions *lié-lié*

Une transition *lié-lié* correspond à la transition entre deux niveaux d'énergie de l'ion émetteur. L'énergie du photon émis est caractéristique de la transition effectuée. C'est ce type de rayonnement qui est dominant dans les conditions de nos expériences. Ce rayonnement produit des raies dont l'émission est proportionnelle à la densité de l'ion émetteur $n_{i,\zeta}$ et à la probabilité associée à la transition correspondante $P(i \rightarrow j)$.

$$I(i \rightarrow j) = n_{i,\zeta} \hbar\omega_{i \rightarrow j} P(i \rightarrow j)$$

4.1.1 Le spectre de couche K d'aluminium

L'aluminium neutre est un atome avec 13 électrons dont la décomposition en couches électroniques est $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$. La figure 4.2 illustre les niveaux d'ionisation de chaque ion ainsi que les niveaux excités de nombre quantique principal $n = 2$ et $n = 3$ pour les ions Al^{11+} et Al^{12+} . Un niveau d'ionisation est caractérisé par une énergie d'ionisation, c'est l'énergie nécessaire pour ioniser une fois l'ion considéré.

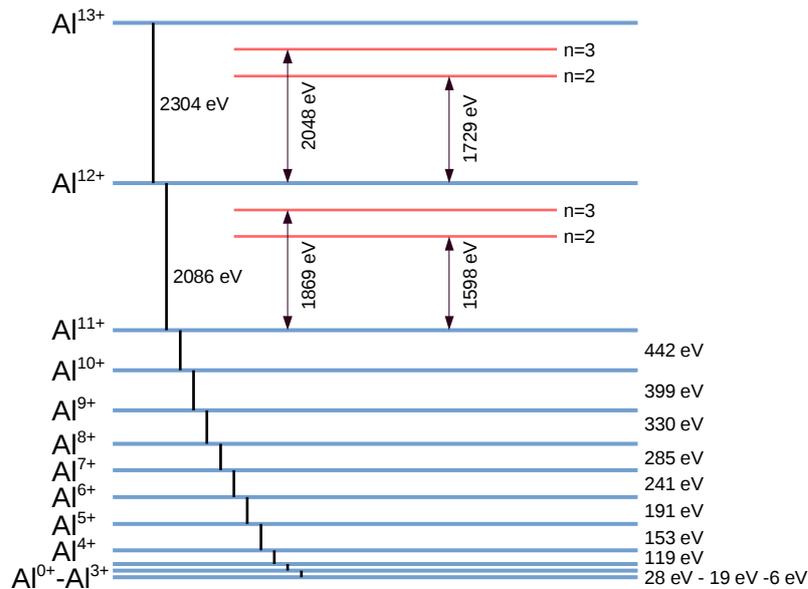


FIGURE 4.2 – Niveaux d'ionisation de l'aluminium

Le spectre de couche K est par définition l'ensemble des transitions vers le niveau $1s$, notamment le rayonnement des ions Hydrogénoïde (Al^{12+}) et Héliumoïde (Al^{11+}). Les électrons de ces ions à un ou deux électrons peuvent effectuer des transitions entre niveaux excités. On regardera en particulier les transitions *résonantes* (transitions les plus probables) entre un niveau excité et le niveau fondamental. Le tableau 4.1 détaillent six transitions de résonance des ions Al^{11+} et Al^{12+} . Chaque raie est caractérisée par une longueur d'onde λ correspondant à l'énergie libérée $E_\lambda = hc/\lambda$ lors d'une transition entre les deux niveaux d'énergie de l'ion. Le nombre de transitions réalisables étant limité et les écarts en énergie étant importants, les raies sont bien séparées les unes des autres¹.

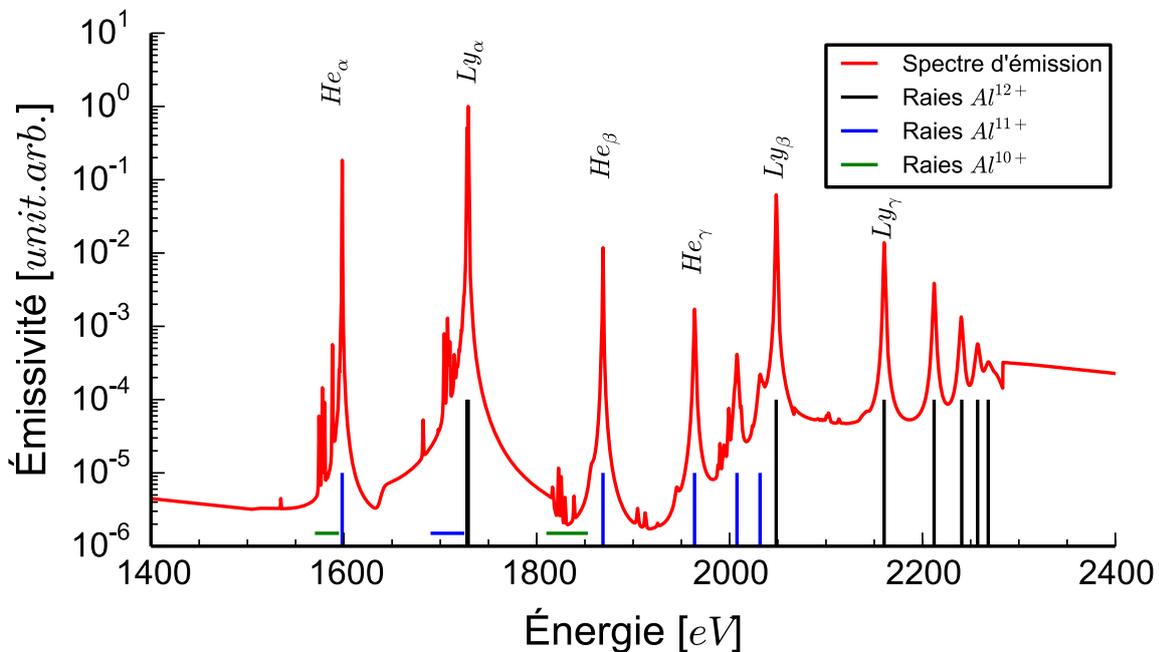
Un exemple de spectre d'émission est présenté sur la figure 4.3. On observe les raies de résonance dont la position est précisée par les traits verticaux, on devine également la composante *libre-lié*, en particulier le seuil en intensité vers 2300 eV correspondant à l'énergie d'ionisation de Al^{12+} , borne supérieure des transitions *lié-lié* accessibles. Enfin, représentées par des traits horizontaux, plusieurs raies

1. Nous parlons de la largeur des raies dans la section suivante.

Ion	transition	λ (Å)	E_λ (eV)	appellation
Al^{12+}	$2p \rightarrow 1s$	7,171	1729,0	Ly_α
	$3p \rightarrow 1s$	6,053	2048,3	Ly_β
	$4p \rightarrow 1s$	5,739	2160,3	Ly_γ
	$5p \rightarrow 1s$	5,605	2212,1	Ly_δ
	$6p \rightarrow 1s$	5,534	2240,22	Ly_ϵ
Al^{11+}	$1s2p \rightarrow 1s^2$	7,7571	1598,3	He_α
	$1s3p \rightarrow 1s^2$	6,6350	1868,7	He_β
	$1s4p \rightarrow 1s^2$	6,6350	1963,7	He_γ
	$1s5p \rightarrow 1s^2$	6,6350	2007,7	He_δ
	$1s6p \rightarrow 1s^2$	6,6350	2031,6	He_ϵ

TABLE 4.1 – Raies de résonance

beaucoup moins intenses apparaissent sur le côté basse énergie des raies de résonance, on les appelle raies *satellites*. Prenons l'exemple de la raie de résonance $Ly_\alpha : 2p \rightarrow 1s$ (1729 eV), les transitions de l'ion $Al^{11+} 2p^2 \rightarrow 1s2p$ (1704 eV) et $2s2p \rightarrow 1s2s$ (1714 eV) sont proches en énergie de la transition Ly_α car il s'agit de transitions $2p$ vers $1s$ mais un électron supplémentaire est *spectateur* d'où leurs énergies moindres. Les satellites correspondent à des transitions résonantes avec un ou plusieurs électrons supplémentaires spectateurs. On trouve donc des raies satellites héliumoides à côté des raies de résonance hydrogénoïdes, et des raies

FIGURE 4.3 – Exemple d'un spectre de couche K d'aluminium : $\rho = 10^{-2} \text{ g.cm}^{-3}$ et $T = 300 \text{ eV}$.

satellites lithiumoïdes à côté des raies de résonance héliumoïdes. À l'extrême, la transition $2p \rightarrow 1s$ avec 11 électrons spectateurs ($1s2s^22p^53s^23p^1$) est appelée K_{α} , à 1486 eV elle constitue la borne inférieure du spectre de couche K.

Le spectre d'émission de couche K correspond donc à une gamme spectrale de 1500 à 2300 eV.

4.1.2 Caractérisation d'une raie

La figure 4.3 montre la position détaillée des transitions par des traits verticaux, on s'aperçoit alors qu'une raie n'est pas infiniment fine à la position de la transition associée. Elle est également caractérisée par une largeur (Salzmann, 1988). On parle du profil spectral de la raie $\mathcal{L}(\omega)$ pour décrire l'allure de l'émission en fonction de la pulsation ω . L'intensité est alors :

$$I(i \rightarrow j) = \int I_{\max} \mathcal{L}(\omega) d\omega$$

Voici trois causes participant à la largeur d'une raie :

- Élargissement naturel

La durée de vie d'un électron sur un état excité est limitée par l'ensemble des processus d'émission spontanée. On définit Γ la somme des taux de transition vers un des états de plus basse énergie accessibles. L'élargissement naturel induit par une durée de vie limitée produit un élargissement Lorentzien de largeur à mi-hauteur Γ .

$$\mathcal{L}(\omega) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}$$

- Élargissement Doppler

Le mouvement des ions émetteurs induit un décalage en fréquence du signal émis, c'est l'effet Doppler. Le décalage d'un rayonnement de fréquence ω_0 , émis par un ion de vitesse v_x le long de l'axe de la mesure, est de l'ordre de $\omega_0 v_x/c$, où c est la vitesse de la lumière. Pour que l'émission d'une raie d'aluminium à 1868 eV ait un décalage de 1 eV il faut que l'ion ait une vitesse de $160 \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$ correspondant à une énergie de 3,5 keV.

Même dans le cas d'un plasma confiné, la distribution en vitesse des ions provoque un élargissement. En considérant une distribution des vitesses maxwellienne de température T_i , la probabilité que la raie soit émise à une

fréquence décalée par rapport à ω_0 induit un élargissement prenant alors la forme d'une gaussienne de largeur à mi-hauteur Δ .

$$\mathcal{L}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\omega - \omega_0}{\sigma}\right)^2\right]$$

$$\Delta = 2\sigma\sqrt{\ln 2} = 2\omega_0\sqrt{\ln 2\left(\frac{T_i}{m_i c^2}\right)}$$

Dans le cas d'un plasma d'aluminium, l'élargissement Δ d'une raie à 1868 eV est inférieur à 1 eV tant que $T_i < 2,5$ keV dans le cas d'une distribution gaussienne. Dans notre cas, il sera négligeable.

- Élargissement Stark

Lorsque l'ion émetteur est à proximité d'autres particules chargées composant le plasma, il est soumis à des potentiels électriques variables selon le mouvement des particules. On distingue les perturbations rapides, plus courtes que la durée de vie d'une transition, produites par les électrons, et les perturbations lentes produites par les ions.

- Élargissement par impacts collisionnels ([Salzmann, 1988, p. 174](#))

Les électrons produisent des perturbations rapides devant la durée de vie caractéristique de la transition. Ces interactions diminuent la durée de vie de l'électron sur le niveau excité. De manière similaire à l'élargissement naturel, cela élargit le profil de la raie. Le profil Stark par impact électronique est de forme Lorentzienne de largeur à mi-hauteur Γ .

$$\Gamma \propto \frac{n_e}{\sqrt{T_e}}$$

- Élargissement par effet Stark quasi-statique

Lorsque la perturbation a lieu sur un temps plus long que la durée de vie caractéristique du niveau d'énergie supérieur, on utilise l'approximation quasi-statique. Or la présence de champs électriques lève la dégénérescence des niveaux de nombre quantique cinétique l . À cause de cette levée de dégénérescence, il est remarquable que les raies dont le nombre quantique supérieur est impair (par exemple la raie He_β $1s3p \rightarrow 1s^2$) soient marquées par un creux au centre alors que les raies dont le nombre quantique supérieur est pair obtiennent une composante centrale (par exemple la raie He_γ $1s4p \rightarrow 1s^2$). L'ensemble des micro-champs ioniques, en déplaçant les niveaux d'énergie est alors à l'origine d'un élargissement. Le profil de raies est proportionnel à la distribution des champs électriques perçus par l'ion émetteur. [D. Salzmann \(p. 185\)](#)

montre que pour la série de Lyman, l'élargissement est proportionnel à la densité des ions n_i et peu sensible à la température.

Lorsque différents élargissements se produisent simultanément, le profil de raie est une convolution des différentes largeurs de chaque mécanisme. Comme la convolution d'une gaussienne de largeur $\Delta\omega_D$ et d'une lorentzienne de largeur $\Delta\omega_L$ est une fonction de Voigt, on utilise souvent un profil de la forme :

$$\mathcal{L}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi\Delta\omega_D^2}} \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{a^2 + (x-y)^2}$$

où x est une pulsation adimensionnée et a le paramètre dit *de Voigt* :

$$x = \frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_D} \quad \text{et} \quad a = \frac{\Delta\omega_L}{4\pi\Delta\omega_D}$$

Un dernier mécanisme produit l'effet d'un élargissement de raie lorsque l'on compare des spectres normalisés : c'est la réabsorption lorsque le plasma traversé est optiquement épais. Revenons tout d'abord sur la définition d'un domaine optiquement épais ou optiquement mince.

4.1.3 Domaines optiquement minces et épais

Précisons ici la notion de réabsorption pour les raies de résonance du spectre de couche K d'aluminium. Un photon correspondant à une transition d'un ion émetteur peut être absorbé un peu plus loin par un autre ion. En effet, le photon produit correspond exactement à l'énergie nécessaire pour réaliser le mécanisme inverse : être absorbé et exciter un électron sur un niveau supérieur. On parle dans ce cas de réabsorption. L'équation de transfert du rayonnement fait intervenir ce mécanisme par l'intermédiaire du coefficient d'absorption κ :

$$\mu \frac{\partial I(\hbar\omega)}{\partial z} = -\kappa(\hbar\omega) I(\hbar\omega) + j(\hbar\omega)$$

On définit le libre parcours moyen $\lambda_{\hbar\omega} = 1/\kappa(\hbar\omega)$ comme la distance moyenne pour qu'un photon d'énergie $\hbar\omega$ soit réabsorbé. Si $\lambda_{\hbar\omega}$ est beaucoup plus grand que la taille caractéristique du plasma, le photon pourra facilement sortir et le plasma est considéré comme optiquement mince pour l'énergie $\hbar\omega$. En revanche si $\lambda_{\hbar\omega}$ est plus petit que la longueur caractéristique du plasma, il faut modéliser le transport de ce photon avant sa sortie du plasma.

La figure 4.4 présente le libre parcours moyen pour les quatre raies de résonance de l'aluminium en fonction des conditions de densité et de température (calculé par FLYCHK). On remarque que le libre parcours moyen des raies α est

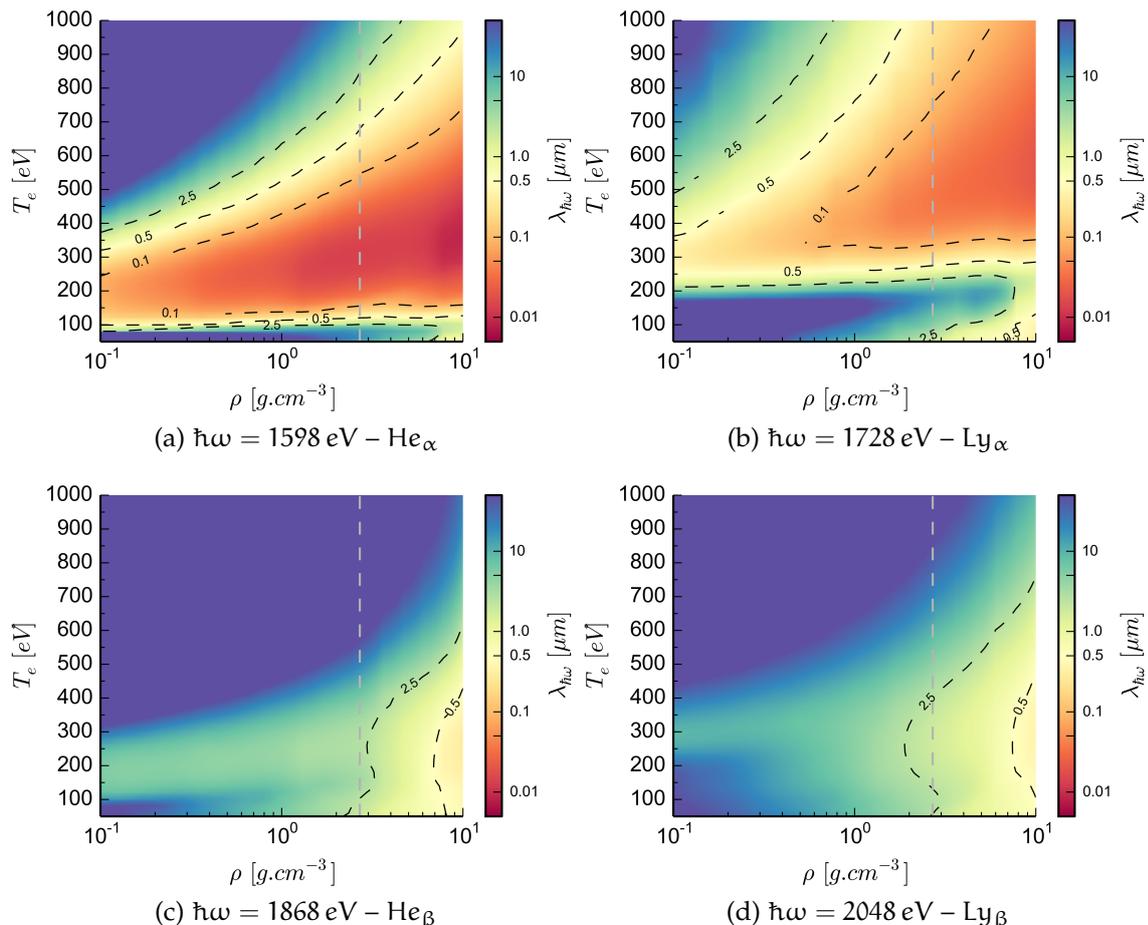


FIGURE 4.4 – Cartographies (ρ, T) du libre parcours moyen $(\lambda_{\hbar\omega})$ dans un plasma d'aluminium de quatre transitions caractéristiques de la couche K (réalisées à partir du code FLYCHK (Chung et al., 2003) à l'ETL). Les contours pour $\lambda_{\hbar\omega} = 0, 1; 0, 5$ et $2, 5 \mu\text{m}$ sont tracés en tirets noirs ainsi que la condition $\rho = 2, 7 \text{ g.cm}^{-3}$, en tirets gris, correspondant à la densité solide de l'aluminium.

beaucoup plus petit que les raies β .

L'échelle de couleur est centrée autour de $0, 5 \mu\text{m}$, épaisseur caractéristique de la cible lors de nos expériences. Pour cette épaisseur, le plasma est optiquement épais ($\lambda_{\hbar\omega} \ll 0, 5 \mu\text{m}$) pour les raies α dans des conditions très variées de densité et température. La mesure de ces raies dépend donc à la fois des conditions d'émission et de transport.

En revanche les raies β sont en tout point optiquement minces. La réabsorption n'est donc pas un processus pouvant perturber notre mesure.

Voyons un effet particulier de ce mécanisme de réabsorption : l'augmentation des largeurs mesurée à mi-hauteur des raies. Comme la réabsorption est plus

efficace au centre de la raie que sur les ailes, ce mécanisme déforme les profils de raie. Une fois normalisé, il est possible de mesurer une largeur à mi-hauteur plus grande dans le cas réabsorbé malgré une densité et une température identiques (figure 4.5). Cette augmentation n'est pas liée aux paramètres plasmas mais seulement au passage du cas optiquement mince à celui d'optiquement épais (en augmentant la taille du plasma dans le cas de la figure 4.5).

Il est beaucoup plus délicat d'analyser ces raies car leur profil dépend du chemin parcouru à l'intérieur du plasma. Pour éviter cela il est préférable de se placer dans un domaine *optiquement mince* où l'absorption dans la gamme spectrale de la raie est négligeable.

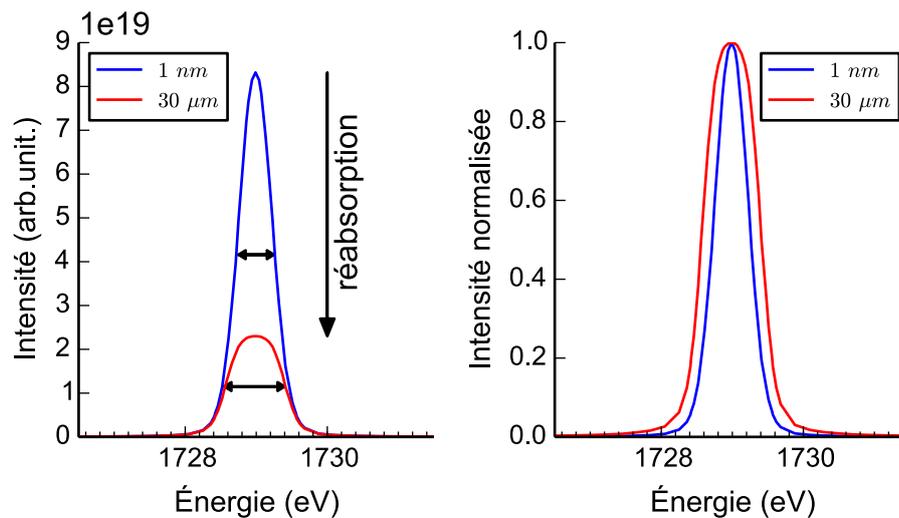


FIGURE 4.5 – Transition Ly_{α} à 1729 eV dans le cas d'un plasma d'aluminium à $10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$ d'épaisseur 1 nm et 30 μm . Dans un plasma optiquement épais pour cette transition, l'émission est en partie réabsorbée (à gauche). On mesure une largeur à mi-hauteur plus grande dans le cas réabsorbé.

Le spectre de couche K, de 1500 eV à 2300 eV, montre plusieurs raies caractéristiques. Nous avons vu que la modélisation de ces raies nécessite à la fois la connaissance préalable des populations ioniques (le nombre et le type d'ion émetteur) et des niveaux d'énergie des ions concernés (les transitions possibles). Voyons maintenant comment décrire ces populations.

4.2 CALCUL DES POPULATIONS EN PHYSIQUE ATOMIQUE

Selon les conditions thermodynamiques, le plasma est plus ou moins ionisé et les électrons peuplent certains niveaux de plus ou moins hautes énergies. Les raies mesurées sont alors une conséquence de la distribution des ions et des niveaux d'énergie au sein du plasma. Il y a par conséquent un lien fort entre les conditions thermodynamiques et la mesure d'un spectre par l'intermédiaire de

la distribution ionique (l'ionisation du plasma) et du peuplement des états sur les niveaux atomiques (l'excitation d'un ion).

La distribution des états de charge et celle des états d'excitation d'un ion traduisent la recherche d'un équilibre entre différents processus atomiques d'ionisation, d'excitation et de recombinaison. Voyons dans cette section comment décrire cet équilibre.

4.2.1 L'équilibre thermodynamique

L'Équilibre Thermodynamique Complet (ETC) décrit un système à la fois en équilibre thermique, mécanique et chimique. Ce système est alors décrit par une unique température, une unique pression et un unique potentiel chimique. Il est invariant dans le temps, puisque tous ses échanges avec l'extérieur sont aussi à l'équilibre. Au niveau atomique, cela signifie que chaque processus d'ionisation et d'excitation est en équilibre avec son processus inverse de recombinaison et de désexcitation.

Dans le cadre de cet équilibre, l'équilibre des niveaux d'énergie atomiques est alors décrit de manière statistique par la distribution de Saha-Boltzmann pour les ions et la distribution de Boltzmann pour les états excités. Par ailleurs, les particules sont décrites par une distribution en énergie, distribution de Planck de température T_r pour les photons et distribution de Maxwell de température T_e et T_i pour l'énergie des électrons et des ions. L'ETC impose $T_e = T_i = T_r$.

Il est très rarement possible d'utiliser cette description, la physique des plasmas utilise plus régulièrement l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL). À chaque instant et en tout point \mathbf{r} , le plasma est considéré en équilibre de sorte que toutes ses grandeurs intensives sont définies et homogènes *au voisinage de ce point* \mathbf{r} . Cet équilibre est proche de l'ETC *localement* au point \mathbf{r} : les ions et les électrons sont décrits par les mêmes distributions de Maxwell-Boltzmann à une température $T_e = T_i$ et des densités n_e et n_i . On suppose le libre parcours moyen de ces particules inférieur au volume considéré à l'équilibre. En revanche, on n'émet pas d'hypothèse sur le libre parcours moyen des photons, l'équilibre du rayonnement n'est plus assuré et la description de Planck n'est pas appliquée. Le rayonnement peut sortir du plasma ou être réabsorbé dans des zones loin du point d'émission.

L'avantage de ces descriptions est une caractérisation simple sous forme statistique des différentes particules du plasma.

$$\text{Distribution de Maxwell : } f(E) dE = n_e \frac{2}{\sqrt{\pi}} T^{-\frac{3}{2}} \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE$$

La distribution de Maxwell exprime la probabilité pour une particule de masse m d'avoir une énergie comprise entre E et $E + dE$ en fonction de la température d'équilibre T .

$$\text{Équilibre de Saha-Boltzmann : } \frac{n_{i+1}n_e}{n_i} = 2 \left(\frac{m_e c^2 T}{2\pi (\hbar c)^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{g_{i+1}}{g_i} \exp \left(-\frac{E_{i+1} - E_i}{k_B T} \right)$$

Le rapport entre la densité des ions de charge i et $i + 1$ est donné par l'équation de Saha-Boltzmann en fonction de la densité électronique n_e , des dégénérescences $g_{i,i+1}$ ainsi que des énergies d'ionisation des états de charge i et $i + 1$ et de la température T .

$$\text{Équilibre de Boltzmann : } n_{i,m} = n_i \cdot \frac{g_{i,m}}{Z_i(T)} \exp \left(-\frac{E_{i,m} - E_{i,0}}{k_B T} \right)$$

Pour un ion de charge i fixé, l'ensemble des états excités d'indice m sont répartis selon une distribution de Boltzmann. La densité de l'état m de l'ion i est proportionnelle à la densité totale d'ion de charge i . Elle est fonction de la dégénérescence de l'état, de l'énergie de cet état par rapport à l'état fondamental ainsi que de la température et de la fonction de partition $Z_i(T)$ définie telle que $\sum n_{i,m} = n_i$.

$$\text{Rayonnement de Planck : } B(E_\lambda) = \frac{2}{(hc_\lambda)^2} \frac{E_\lambda^3}{\exp\left(\frac{E_\lambda}{kT}\right) - 1}$$

Enfin le rayonnement à l'équilibre *complet* suit la distribution donnée par $B(E_\lambda)$. Elle est fonction de la température thermodynamique T et de la vitesse de propagation de la longueur d'onde λ ($c_\lambda = c/n_\lambda$ où n_λ est l'indice de réfraction du milieu pour la longueur d'onde λ). C'est un rayonnement de corps noir.

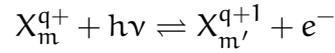
Le cas général sort de cette description, on utilise alors le terme de plasma Hors Équilibre Thermodynamique Local (**HETL**), et l'état du plasma dépend de la compétition entre les différents processus atomiques d'ionisation et de recombinaison.

4.2.2 Le modèle Collisionnel-Radiatif

Dans le but de décrire en détail la compétition entre les différents processus atomiques, le modèle Collisionnel Radiatif (**CR**) consiste à résoudre l'ensemble des processus d'ionisation, d'excitation, de recombinaison et de désexcitation. En décrivant les réactions d'un ion X de charge q et d'état m , on peut citer par

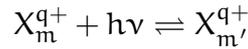
exemple :

- La photo-ionisation et la recombinaison radiative



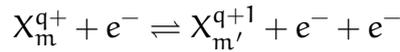
Ces processus participent à l'échange d'énergie entre un électron lié et un électron libre. Ils participent donc au rayonnement libre-lié. L'énergie du photon doit être supérieure à l'énergie d'ionisation.

- La photo-excitation et la désexcitation radiative



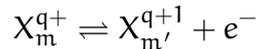
Ces processus participent au rayonnement lié-lié et à la formation de raies spectrales. L'énergie du photon est égale à la différence d'énergie entre le niveau initial et le niveau final.

- L'ionisation par impact et la recombinaison à trois corps



Ces processus impliquent des électrons et sont donc sensibles aux conditions plasmas. Le taux de réaction de la recombinaison à trois corps est proportionnel à la densité électronique au carrée, ce qui en fait un processus très important à haute densité.

- L'auto-ionisation et la recombinaison diélectronique



De même que précédemment, le processus de recombinaison dépend de la densité électronique. Le taux est cette fois-ci proportionnel à n_e .

L'ensemble des processus contribue à la répartition des différents états de charge et d'excitation. Cette description conduit à résoudre le système exprimant la variation du nombre d'ions $N_{i,m}$ pour chaque état (i, m) par la compétition entre les processus créatifs de taux W_+ et des processus destructifs de taux W_- .

$$\frac{dN_{i,m}}{dt} = \sum_{i',m'} W_+(i', m' \mapsto i, m) - \sum_{i',m'} W_-(i, m \mapsto i', m') \quad (4.1)$$

La description des taux de chaque processus constitue un domaine de recherche. L'approximation d'un plasma maxwellien est l'approximation la plus utilisée² pour effectuer le calcul de ces taux. Dans son livre [Salzmann](#) propose d'évaluer la sensibilité du modèle à une incertitude sur ces coefficients de taux. Il fait remarquer qu'une incertitude sur ces taux a peu d'influence sur le calcul des populations des espèces ioniques les plus abondantes, c'est à dire les ions dont la charge est proche de l'ionisation moyenne Z^* du plasma. À travers la grandeur Z^* , ces états les plus abondants apportent la plus grande contribution à de nombreux paramètres plasmas (densité électronique, énergie interne, pression, puissance rayonnée totale). Tous ces paramètres dépendant de Z^* ne sont pas grandement sensibles aux petites variations dans le calcul des taux. En revanche, les grandeurs faisant intervenir les densités ioniques des populations faiblement représentées dans le plasma, sont les plus sensibles à une petite variation des taux (intensité des raies, la composante lié-libre, les propriétés spectrales dans les zones ou les transitions d'espèces rares ont une influence).

Ce modèle collisionnel-radiatif permet donc le calcul des populations. Lorsque l'on garde la dépendance en temps dans l'équation 4.1, on parle de modèle *collisionnel-radiatif dépendant du temps*.

Le modèle CR dans l'approximation stationnaire

L'approximation stationnaire consiste à supposer l'équilibre des populations atomiques à chaque pas de temps. Cela revient à choisir $\frac{dN_{i,m}}{dt} = 0$ dans le modèle collisionnel-radiatif précédent. Cela est vérifié lorsque le temps caractéristique τ_a des processus atomiques est très inférieur au temps d'évolution des paramètres plasma t_{plasma} . Dans ce cas, les distributions atomiques ont le temps d'arriver à un équilibre avant que les conditions plasma ne changent.

$$t_{\text{plasma}} = \min \left(\frac{n_i}{\partial n_i / \partial t}, \frac{T}{\partial T / \partial t} \right) \gg \tau_a$$

La limite ETL aux hautes densités

Lorsque l'on fait tendre la densité électronique vers l'infini dans le modèle CR stationnaire, les distributions atomiques rejoignent la description ETL. Il se trouve que l'ETL est un cas limite du modèle collisionnel radiatif dans l'approximation stationnaire. Pour définir un plasma comme à l'ETL nous avons vu que :

1. Les distributions en vitesse doivent être maxwelliennes
2. La distribution en charge suit l'équation de Saha-Boltzmann
3. La distribution au sein d'un ion suit la distribution de Boltzmann

2. Nous avons vu (tableau 3.1) que le temps de relaxation électron-électron étant très faible (\sim fs) dans l'approximation de Spitzer, la population d'électron est rapidement à l'équilibre d'où cette approximation couramment utilisée.

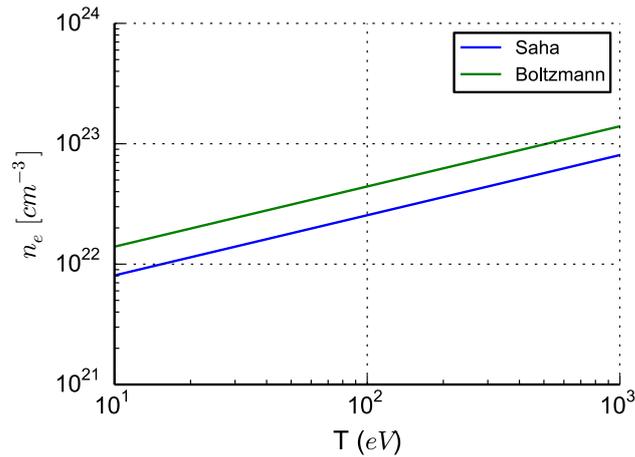


FIGURE 4.6 – Seuil en densité défini par les équations 4.2 et 4.3. Pour atteindre l'équilibre de Saha-Boltzmann des populations ioniques et l'équilibre de Boltzmann pour les niveaux d'énergie dans le cas de l'aluminium il faut que la densité soit nettement supérieure à ces seuils.

Griem 1963,1964 proposa une condition en densité nécessaire pour que la répartition des charges approche la répartition donnée par l'équation de Saha-Boltzmann :

$$n_e \gg 1.10^{13} \text{cm}^{-3} \left(\frac{T}{1 \text{ eV}} \right)^3 \left(\frac{E_i}{T} \right)^{5/2} \quad (4.2)$$

où E_i est l'énergie d'ionisation de l'ion de charge i .

Cependant, afin d'être à l'ETL, il faut également qu'au sein de chaque ion de charge i les niveaux d'énergie soient correctement peuplés selon la distribution de Boltzmann. Pour cela, le critère suivant est proposé :

$$n_e \gg 9.10^{16} \text{cm}^{-3} \left(\frac{E_{i,1} - E_{i,0}}{2\text{Ry}} \right) \sqrt{\frac{T}{2\text{Ry}}} \quad (4.3)$$

où $E_{i,1} - E_{i,0}$ est l'énergie du premier état excité par rapport l'état stable.

L'annexe B illustre, à l'aide de deux modèles simples, l'idée que les processus collisionnels, dominant à haute densité, permettent de rejoindre asymptotiquement l'équilibre thermodynamique local.

La figure 4.6 montre la valeur de ces seuils pour un plasma d'aluminium en fonction de la température. À $T = 300 \text{ eV}$, le critère pour atteindre l'équilibre de Saha-Boltzmann impose $n_e \gg 5.10^{22} \text{cm}^{-3}$ et l'équilibre de Boltzmann demande $n_e \gg 8.10^{22} \text{cm}^{-3}$. Il faut donc $n_e \gg 8.10^{22} \text{cm}^{-3}$ et une distribution des vitesses maxwellienne pour qu'un tel plasma d'aluminium atteigne l'ETL.

La figure 4.7 illustre l'écart dans le calcul de l'ionisation moyenne entre l'approximation ETL et le modèle CR *stationnaire* pour un plasma d'aluminium de $0,5 \mu\text{m}$. Augmenter en densité ou diminuer en température permet de s'approcher de l'équilibre thermodynamique local dans le sens où l'écart tend asymptotiquement à zéro.

tiquement vers 0. Lorsque la température tend vers l'infini, les deux modèles se rejoignent mais il ne s'agit pas d'une limite théorique vers l'ETL. Le fait que l'ionisation de l'aluminium soit bornée supérieurement à 13 provoque la convergence des deux modèles vers un aluminium complètement ionisé.

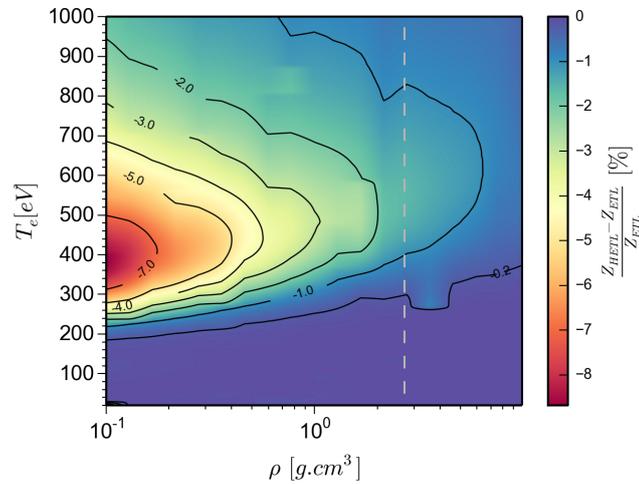


FIGURE 4.7 – Écart en % de l'ionisation moyenne d'un plasma d'aluminium entre le modèle CR stationnaire le modèle ETL (réalisé avec FLYCHK (Chung et al., 2003)).

4.3 L'ÉMISSION DE COUCHE K COMME DIAGNOSTIC EN PLASMA DENSE

Les calculs des populations ioniques et du peuplement des niveaux d'énergie sont fonctions des conditions hydrodynamiques. Voyons maintenant comment le spectre d'émission de couche K permet de remonter à la densité et à la température du plasma émetteur.

4.3.1 Effets de la température

L'ionisation et l'excitation des ions sont dépendantes de la densité et de la température du plasma. L'information portée par le spectre est donc liée à un couple (ρ, T) . À densité donnée, l'augmentation de la température favorise l'ionisation du plasma. La distribution ionique se déplace donc vers les ions de charges élevées comme le montre la figure 4.8³. Or l'émission d'une raie est proportionnelle à la densité d'ions émetteurs, les raies correspondant à des états de charge élevée vont alors être plus intenses. Nous verrons que le rapport de deux raies est donc lié au degré d'ionisation et à la température. Ce raisonnement permet également de comparer une raie de *résonance* avec ses *satellites* (Glenzer et al., 2000 ; Apruzese, 1986 ; Mancini et al., 1992 ; Whitney & Kepple, 1982).

3. Cette figure montre également que l'ionisation moyenne diminue lorsque la densité augmente. Cela s'explique par la recombinaison à trois corps qui produit une recombinaison forte du plasma à haute densité.

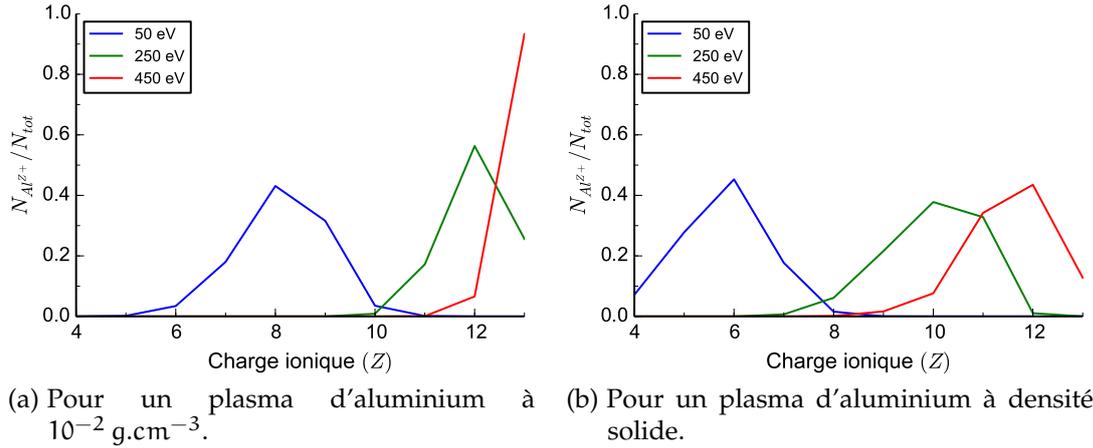


FIGURE 4.8 – Effet de la température sur la distribution des ions dans le cas d'un plasma d'aluminium et dans l'approximation ETL (calcul réalisé avec FLYCHK).

Rapport de raies

On rappelle que l'intensité d'une raie est proportionnelle à la densité d'ions émetteurs :

$$I(i \rightarrow j) = n_i^Z \hbar \omega P(i \rightarrow j)$$

Mesurer deux raies du même état de charge dans des conditions proches de l'équilibre permet donc, d'après la distribution de Boltzmann, une mesure directement liée à la température.

$$\frac{Ly_\beta}{Ly_\alpha} = \frac{I(3p \rightarrow 1s)}{I(2p \rightarrow 1s)} = \frac{P(3p \rightarrow 1s) \hbar \omega_{3p \rightarrow 1s} g_{Al^{12+,3p}}}{P(2p \rightarrow 1s) \hbar \omega_{2p \rightarrow 1s} g_{Al^{12+,2p}}} \exp \left[-\frac{E_{Al^{12+,3p}} - E_{Al^{12+,2p}}}{T} \right]$$

Il est également possible de mesurer le rapport de deux raies de deux états de charge différents, par exemple He_β et Ly_β . Dans ce cas, la loi de Boltzmann et de Saha-Boltzmann montre que le rapport est lié à la température et à la densité par le terme $Z^* n_i$.

$$\begin{aligned} \frac{Ly_\beta}{He_\beta} &= \frac{I(3p \rightarrow 1s)}{I(3p1s \rightarrow 1s^2)} \\ &= \frac{P(3p \rightarrow 1s) \hbar \omega_{3p \rightarrow 1s} n_{Al^{12+}} g_{Al^{12+,3p}}}{P(3p1s \rightarrow 1s^2) \hbar \omega_{2p \rightarrow 1s} n_{Al^{11+}} g_{Al^{12+,2p}}} \exp \left[-\frac{E_{Al^{12+,3p}} - E_{Al^{12+,2p}}}{T} \right] \end{aligned}$$

Avec,

$$\frac{n_{Al^{12+}}}{n_{Al^{11+}}} = \frac{2}{Z^* n_i} \left(\frac{m_e c^2 T}{2\pi (\hbar c)^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{g_{Al^{12+}}}{g_{Al^{11+}}} \exp \left(-\frac{E_{Al^{12+}} - E_{Al^{11+}}}{k_B T} \right)$$

Nécessité d'un plasma optiquement mince

Pour effectuer un rapport de raie, on suppose que chaque raie n'est pas modifiée par le trajet effectué pour sortir du plasma. Il faut donc vérifier que l'on est optiquement mince dans les gammes spectrales d'intérêt. Dans le cas contraire, le rapport est dépendant du modèle utilisé pour le transport de rayonnement au sein du plasma.

4.3.2 Effets de la densité

Élargissement Stark

Parmi les causes d'élargissement des raies, l'effet Stark est le seul à dépendre de la densité et faiblement de la température. Lorsque cet effet est dominant, l'analyse des largeurs de raies est directement liée à la densité du plasma.

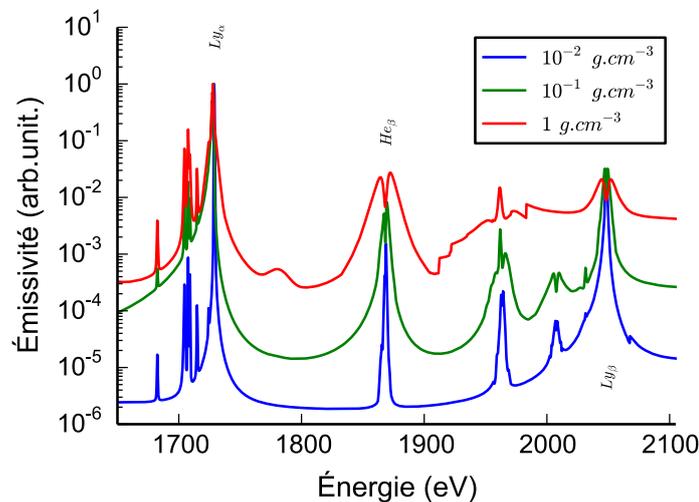
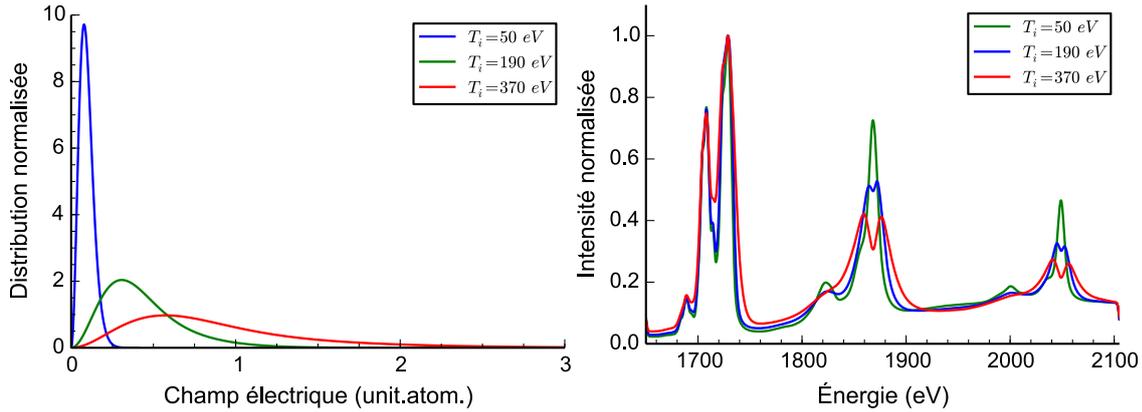


FIGURE 4.9 – L'élargissement spectral, selon la densité, d'un spectre de couche K d'aluminium avec $T_i = T_e = 350$ eV. La largeur des raies permet de faire un lien avec la densité (calcul réalisé avec FLYCHK). Les raies He_β et Ly_β se dédoublent par l'effet Stark.

Stark à deux températures

Nous avons vu que le profil Stark est proportionnel à la distribution des micro-champs. À haute densité (Laulan et al., 2008 ; Iglesias, 2000) cette distribution peut être contrainte par les corrélations ion-ion et dépend alors fortement de la température ionique. Dans un plasma à deux températures lorsque $T_e \gg T_i$, cet effet est particulièrement important : plus la température ionique est faible plus la distribution est contrainte et la largeur diminuée. La largeur des raies dépend alors de la densité et de la température ionique (Griem, 1964, 1997). Le code FLYCHK ne permet pas de traiter l'effet Stark de cette manière, nous illustrons donc ce point physique par le code OPAS figure 4.10.



(a) Distribution des microchamps ioniques (calcul réalisé avec OPAS) (b) Spectres d'émission (code OPAS) pour 0,7 μm d'aluminium ($\rho = 2.7 \text{ g.cm}^{-3}$, $T_e = 370 \text{ eV}$).

FIGURE 4.10 – Effet d'une variation de la température ionique ($T_i = 50, 190, 370 \text{ eV}$) sur les microchamps ioniques et l'élargissement Stark pour un plasma d'aluminium à densité solide et $T_e = 370 \text{ eV}$ pour les trois cas.

Abaissement de potentiel par effet de densité

Lorsque la distance inter-ionique R_i est inférieure à la distance d'écrantage du potentiel coulombien λ_{DH} , il se produit comme illustré figure 4.11 un phénomène de réduction des énergies de liaison appelée abaissement du potentiel. Cette interaction entre les ions a pour effet un abaissement des seuils d'ionisations d'où la délocalisation de certains niveaux d'énergie et un déplacement des niveaux d'énergie. Dans le cas de la couche K, ce sont les seuils d'ionisation de Al^{12+} (2304 eV) et Al^{11+} (2086 eV) qui peuvent s'abaisser au point de délocaliser

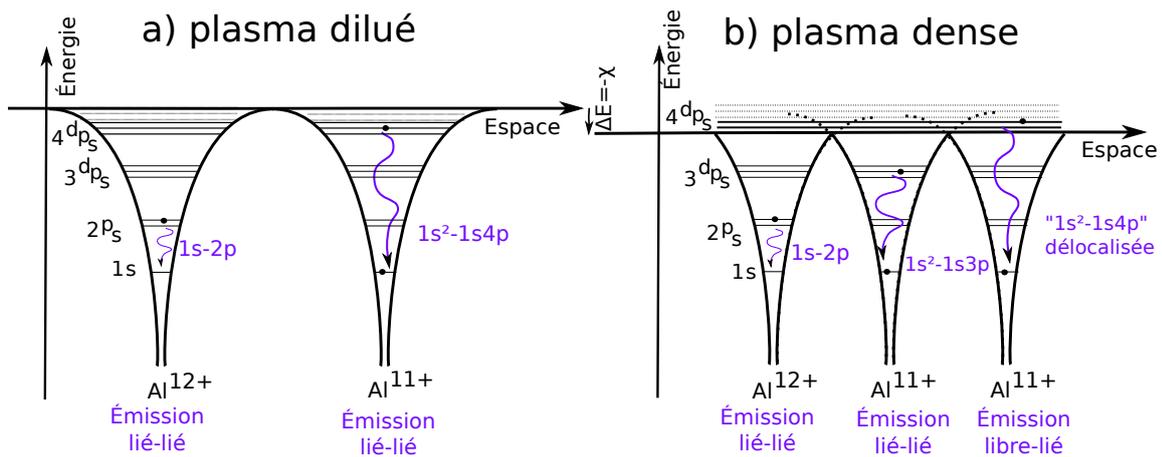


FIGURE 4.11 – Vision schématique de l'abaissement de potentiel et de l'ionisation par pression : le potentiel des ions proches diminue l'énergie nécessaire pour s'extraire du potentiel coulombien, certains niveaux d'énergie se trouvent alors délocalisés dans le continuum.

certaines configurations comme le niveau excité $1s4p$ de Al^{11+} par exemple, la transition de raie $1s^2 - 1s4p$ à 1964 eV disparaît alors du spectre d'émission.

Le modèle de la sphère ionique permet d'évaluer cet abaissement. Le terme de sphère ionique décrit une sphère neutre de rayon R_i composée d'un noyau de charge Z et d'un nombre Z d'électrons. Cela assure que le potentiel est nul sur la frontière du domaine et qu'au delà la distribution des ions et des électrons se neutralise. Si l'on considère de plus une distribution homogène⁴ d'électrons libres dans ce volume, il est possible d'écrire le potentiel, centré en $r = 0$, sous la forme (Salzmann, 1988) :

$$V(r) = V_0(r) - \frac{3Z_f e}{2R_i} \left[1 - \frac{1}{3} \left(\frac{r}{R_i} \right)^2 \right]$$

où Z_f est le nombre d'électrons libres et $R_i = (3/4\pi n_i)^{1/3}$ la distance moyenne entre deux ions.

À l'ordre 0, lorsque $r \ll R_i$, le décalage en énergie d'un niveau s'écrit alors :

$$\chi_{1s} = \frac{3}{2} \left(\frac{4}{3}\pi \right)^{\frac{1}{3}} Z_f e n_i^{1/3} \sim 3,5 Z_f \left(\frac{n_i}{10^{21} \text{ cm}^{-3}} \right)^{1/3} \text{ eV}$$

À cet ordre, tous les niveaux d'énergie subissent le même décalage en énergie et certain niveaux supérieurs passent alors dans le continuum lorsque leur énergie devient positive. À l'ordre 2, la dépendance en r^2 indique que les niveaux supérieurs sont déplacés de manière plus importante que les niveaux inférieurs, cela implique un déplacement des raies les unes par rapport aux autres.

Le modèle de Stewart & Pyatt, 1966 approfondit cette approche tout en permettant une utilisation aisée numériquement. D'autres modèles changent légèrement de vision préférant une approche probabiliste en posant la question : quelle est la probabilité qu'un ion soit soumis à un abaissement χ ? (Salzmann, 1988, p64)

Enfin, Zimmerman & More, 1980 soulignent l'effet d'un abaissement de potentiel dans le poids statistique g_{ζ, n_p} des niveaux d'énergie n_p de l'ion ζ . Ils proposent alors la forme :

$$g_{\zeta, n_p}^* = g_{\zeta, n_p}^0 \frac{1}{1 + (\alpha \frac{r_{n_p}}{R_i})^\beta}$$

où r_{n_p} est le rayon de l'orbitale n_p , R_i la distance inter-ionique, $\alpha \approx 3$ et $\beta \approx 4$. Cette proposition de décroissance continue a l'avantage de ne pas faire disparaître de manière abrupte les niveaux dans le cas d'un abaissement de potentiel.

4. Cela revient à négliger les effets de polarisation proche du noyau.

Conclusion

Les variations des rapports de raies, des largeurs de raie et un éventuel déplacement du seuil d'ionisation illustrent plusieurs effets simultanés liés aux variations de densité et de température dans l'étude d'un spectre de couche K. Pour prendre en compte cet ensemble d'effets dans un plasma HETL, des modèles pour le calcul des populations ioniques et du spectre d'émission sont nécessaires. On utilise alors un code permettant de comparer l'évaluation numérique (à une densité ρ et des températures (T_e, T_i)) et le résultat expérimental. On évalue ainsi les conditions permettant l'émission d'un spectre comparable à celui mesuré en ajustant au mieux et *à la fois* les rapports de raies et les largeurs de raies.

4.4 PRÉSENTATION DE SPECT3D

Plusieurs calculs de spectres d'émission X ont été réalisés pour analyser les mesures obtenues. Nous distinguons les codes de physique atomique détaillés dans l'approximation ETL (OPAS (Blancard et al., 2012) et SCO-RCG (Pain et al., 2013)) et les codes HETL avec modèle collisionnel-radiatif (FLYCHK (Chung et al., 2005) et SPECT3D (MacFarlane et al., 2007)).

Nous décrivons ici le code SPECT3D qui a été le plus utilisé pendant cette thèse.

Dans ce travail de thèse, le code SPECT3D a permis le calcul du spectre d'émission d'un plasma 1D. Le code calcule les populations des différentes configurations dans l'hypothèse ETL ou par un modèle collisionnel-radiatif dépendant du temps ou stationnaire. Pour un calcul détaillé, l'utilisateur choisit les configurations que le code doit prendre en compte avec des niveaux d'énergies et les forces d'oscillateurs tabulés (ATBASE⁵).

Le modèle collisionnel-radiatif prend en compte les processus élémentaires suivants :

- émission spontanée, photo-excitation et émission stimulée,
- ionisation collisionnelle et recombinaison à 3 corps,
- excitation collisionnelle et désexcitation collisionnelle,
- photo-ionisation et recombinaison radiative,
- auto-ionisation et recombinaison diélectronique.

Dans le cas de l'aluminium, nous utilisons dans cette thèse l'ensemble des transitions disponibles. Les largeurs de raie sont :

- soit calculées à partir d'un profil Voigt prenant en compte les largeurs naturelles, Doppler et Stark (Griem, 1968),

5. <http://www.prism-cs.com/Software/AtomicData/AtomicData.htm>

- soit déterminées à partir d'ajustement de calculs MERL⁶ pour les transitions résonnantes des ions hydrogénoïdes et héliumoïdes de $Z=10$ à 20 ainsi que les transitions $1s - 2p$ des ions lithiuoïdes à néonoïdes.

L'abaissement du continuum est modélisé par un modèle probabiliste (Hummer & Mihalas, 1988) et via le formalisme décrit par Zimmerman & More, 1980.

La spécificité de ce code est de pouvoir être utilisé comme post-processeur d'une évolution hydrodynamique-radiative ($T_e(t)$, $T_i(t)$, $\rho(t)$), dans notre cas en 1D. Il permet donc de prendre en compte l'épaisseur et l'éventuelle inhomogénéité du plasma en fonction du temps.

Cette résolution temporelle permet notamment de simuler des durées d'émission et d'obtenir un spectre intégré en temps, prenant en compte l'évolution temporelle du plasma et les éventuelles effets instationnaires.

La géométrie 1D permet de modéliser la réabsorption dans un plasma inhomogène. La réabsorption est due aux phénomènes de photo-excitation et photo-émission où un photon émis par le plasma est réutilisé dans un processus d'excitation ou d'ionisation avant de sortir du plasma. Deux méthodes sont proposées, l'utilisation de facteur d'échappement présenté ci dessous et un calcul le long de caractéristiques distribuées selon plusieurs angles. L'intensité spécifique est dans ce dernier cas calculée en résolvant l'équation de transfert radiatif 1D le long de plusieurs droites réparties en angle et traversant l'ensemble du plasma.

Facteur d'échappement

La méthode des facteurs d'échappement est une astuce proposée par Holstein, 1947 permettant le calcul très rapide des processus de photo-excitation et photo-ionisation. Ces processus sont en effet non-locaux et dépendent de la taille et de la géométrie du plasma car au point r ils font intervenir l'intensité issue de l'ensemble des points du plasma.

Considérons une transition d'un niveau i vers le niveau j d'énergie $\hbar\omega_{ij}$, le taux de transition radiative d'un niveau i vers le niveau j s'écrit :

$$\tau_{ij}^R(\vec{r}) = n_i (A_{ij} + \hbar B_{ij} J_{ij}) - n_j \hbar B_{ji} J_{ij}$$

où

$$J_{ij}(\vec{r}, \hbar\omega) = \int I(\vec{r}, \hbar\omega) \frac{d\Omega}{4\pi}$$

6. réalisés par Woltz & Hooper, 1988 et Mancini et al., 1991.

A_{ij} , B_{ij} et B_{ji} sont les coefficients d'émission spontanée, d'émission stimulée et d'absorption résonnante. À l'équilibre thermodynamique, ces trois coefficients sont reliés par les relations d'Einstein :

$$g_{\zeta,i} B_{ij} = g_{\zeta,j} B_{ji} \quad (4.4)$$

$$A_{ij} = \frac{\hbar\omega^3}{2\pi^2c^2} B_{ij} \quad (4.5)$$

En gardant l'idée que ces coefficients sont proportionnels entre eux, l'approximation des facteurs d'échappement consiste à écrire le taux d'émission en énergie $R_{ij} = \hbar\omega_{ij}\tau_{ij}^R$ sous la forme :

$$R_{ij}(\vec{r}) = N_i \hbar\omega \Lambda_{ij}(\vec{r}) A_{ij}$$

Le facteur d'échappement Λ_{ij} modélise alors l'ensemble des trois processus radiatif. Il varie entre $\Lambda = 1$ pour un plasma optiquement mince et $\Lambda = 0$ pour un plasma fortement optiquement épais où l'ensemble des photons est réabsorbé.

Le facteur d'échappement dépend du profil de la raie et de la profondeur optique du plasma. En simplifiant la géométrie sous la forme d'une simple longueur caractéristique, il est possible de calculer le facteur d'échappement pour les profils Gaussien, Lorentzien et Voigt ([Apruzese, 1985](#)).

Dans les plasmas optiquement épais, cette approximation est une modélisation simple des processus de réabsorption selon la géométrie du plasma. [Salzmann](#) souligne qu'elle n'est pas forcément adaptée à des géométries complexes. Le fait de ne considérer que la transition $i - j$ est également une forte approximation dans des plasmas où un grand nombre de raies peuvent se superposer.

Des simulations en géométrie simple (1D) d'un spectre de couche K où les raies sont bien séparées semblent adaptées à cette approche du facteur d'échappement. C'est cette approche qui est utilisée à la fois dans les calculs `FLYCHK` et `SPECT3D` réalisés pour cette thèse.

CONCLUSION

Nous avons vu dans ce chapitre que l'émission X d'un plasma fait appel à l'équilibre détaillé des électrons et des ions sur les niveaux d'énergie accessibles. L'équilibre sur ces niveaux dépend dans un plasma des conditions hydrodynamiques du milieu. Deux méthodes pour définir cet équilibre ont été détaillées : l'équilibre thermodynamique locale et le modèle collisionnel-radiatif. Nous avons donc montré que l'étude du rayonnement est fortement lié aux conditions (ρ, T) que l'on souhaite estimer expérimentalement. En cherchant à reproduire par des codes de physique atomique détaillés un spectre d'émission X mesuré, on s'approche au mieux d'une description du plasma permettant de réaliser une distri-

bution électronique et ionique compatible avec les transitions mesurées.

Nous verrons dans la partie suivante, consacrée au schéma expérimental, que l'on cherche à varier les diagnostics pour contraindre au maximum la description du plasma.

Deuxième partie

CONFIGURATION EXPÉRIMENTALE

Afin de mesurer les spectres d'émission des plasmas denses et chauds produits par interaction UHI, deux expériences ont été menées sur l'installation ELFIE du LULI à l'École Polytechnique. Un faisceau laser sub-picoseconde et de quelques $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ a été utilisé pour produire, par interaction laser-matière à ultra-haute intensité, le chauffage isochore d'une cible solide. Afin de caractériser le plasma produit, un ensemble de diagnostics a été mis en place. Dans ces deux chapitres, les conditions expérimentales sont décrites. Le premier présente **le dispositif expérimental** : les faisceaux laser, les cibles utilisées et les deux expériences. Le second détaille **les diagnostics** et leur fonctionnement.

LES CAMPAGNES EXPÉRIMENTALES

Dans le cadre de cette thèse, deux expériences ont été réalisées sur l'installation ELFIE du LULI en janvier 2013 et en décembre 2013 dans le but de produire par interaction à ultra-haute intensité des plasmas de densités et températures élevées et de les diagnostiquer le mieux possible. La caractérisation de ces plasmas est un point important pour contraindre les simulations. Dans ce chapitre, nous détaillerons les conditions lasers utilisées, le type de cible étudié et enfin les configurations expérimentales choisies pour ces campagnes.

5.1 LES LASERS UTILISÉS

Dans nos conditions, un faisceau d'interaction sub-picoseconde et ultra-intense est utilisé pour chauffer une cible initialement solide et obtenir les plasmas chauds et denses que l'on souhaite caractériser. Pour l'expérience de décembre 2013, un second faisceau ultra-bref, de faible énergie et triplé en fréquence, a permis de mettre en place un diagnostic d'ombroscopie détaillé par la suite. Ces deux faisceaux sub-picosecondes sont obtenus par la technique d'amplification par dérive de fréquence.

Faisceau d'interaction

L'impulsion principale est produite par la technique de l'amplification par dérive de fréquence (CPA (Strickland & Mourou, 1985)) dans un milieu amplificateur Titane : Saphir. Elle a une longueur d'onde fondamentale de 1057 nm¹. Dans nos expériences, nous souhaitons obtenir la meilleure compression pour atteindre des intensités relativistes et pour minimiser la durée du dépôt d'énergie par rapport à la détente hydrodynamique². Lors de nos expériences, la durée d'impulsion après compression a été mesurée à 350 fs à mi hauteur (à 1057 nm) à l'aide d'un autocorrélateur du 2^{ème} ordre et d'un facteur de corrélation gaussien.

1. La largeur spectrale $\Delta\lambda$ est de 5 nm et le laser a une polarisation linéaire horizontale.

2. Par ailleurs, plus la durée d'interaction est courte, plus la modélisation par code PIC du chauffage devient accessible en terme de temps de calcul.

Intensité à 1ω : $\sim 1,3 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$

Quelques tirs laser ont été réalisés à la longueur d'onde fondamentale (1ω , 1057 nm). L'énergie mesurée lors de nos expériences a été en moyenne de 11 J après compression. Afin d'atteindre des intensités supérieures à $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$, le laser est focalisé à l'aide d'une parabole hors axe d'ouverture $f/3$. L'utilisation de filtres spatiaux et d'un miroir déformable afin d'améliorer l'homogénéité du front d'onde permet de s'approcher d'une focalisation gaussienne à la limite de diffraction (à 1057 nm, le diamètre à mi-hauteur minimal est $\sim 4 \mu\text{m}$). Expérimentalement, la focalisation n'est pas parfaite et on décrit les taches focales obtenues par leur diamètre à mi-hauteur (indice FWHM)³ accompagné de la quantité d'énergie contenue à mi-hauteur⁴. Dans notre cas, à 1057 nm, le diamètre à mi-hauteur est mesuré à $6,5 \pm 0,5 \mu\text{m}$ pour une énergie contenue de 11 % à mi-hauteur comme l'illustre la figure 5.1. Le pic d'intensité obtenue est alors de $1,3 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$.

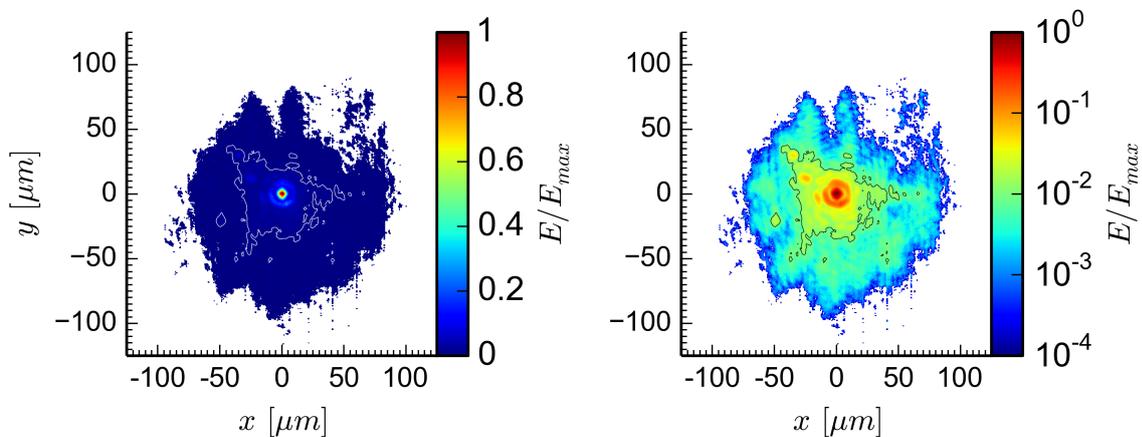


FIGURE 5.1 – Mesure réalisée à basse énergie d'une tache focale expérimentale à ω à la meilleure focalisation : échelle linéaire à gauche et échelle logarithmique à droite. L'utilisation des 4 ordres de grandeurs de la dynamique de la caméra CCD permet de visualiser une zone très large contenant une partie non négligeable de l'énergie. Seul 11% de l'énergie est contenue à mi-hauteur ($\phi_{\text{FWHM}} = 6,5 \pm 0,5 \mu\text{m}$), les contours illustrent les zones supérieures à 1% de la fluence maximale.

Le rapport entre des éclaircissements forts et faibles est appelé contraste. L'image 5.1 illustre le contraste spatial : regardons à $50 \mu\text{m}$ du centre, alors qu'une gaussienne de largeur à mi-hauteur $6,5 \mu\text{m}$ donnerait un contraste de $1 : 10^{17}$, nous avons ici un contraste de $1 : 5 \cdot 10^{-3}$ à $50 \mu\text{m}$ du centre.

Temporellement, l'impulsion est également supposée gaussienne et il existe aussi cette notion de contraste. Regardons plus précisément le contraste temporel qui est une donnée importante pour l'interaction laser puisqu'une partie basse intensité peut interagir avec la cible avant l'impulsion principale.

3. Pour *Full Width Half Maximum*

4. Dans le cas idéal gaussien, 50% de l'énergie se concentre à l'intérieur de la largeur à mi-hauteur.

Contraste temporel

Un exemple de la mesure du contraste temporel du faisceau utilisé est donné sur la figure 5.2. La mesure réalisée avec un autocorrélateur du 3^{ème} ordre donne un contraste moyen inférieur à $3 \cdot 10^{-8}$. Ce long plateau de plusieurs centaines de picosecondes est formé par l'ASE. Par ailleurs, 60 ps avant l'impulsion principale, une pré-impulsion est également mesurée : elle arrive en amont du pic principal situé à 0 ps sur la figure 5.2. Le long plateau et la pré-impulsion sont deux éléments qui peuvent préchauffer légèrement la cible, modifiant sa surface avant l'interaction UHI. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, les mécanismes d'absorption laser en régime UHI sont très sensibles aux gradients de densité. Cette mesure de contraste est donc une information importante pour caractériser l'interaction.

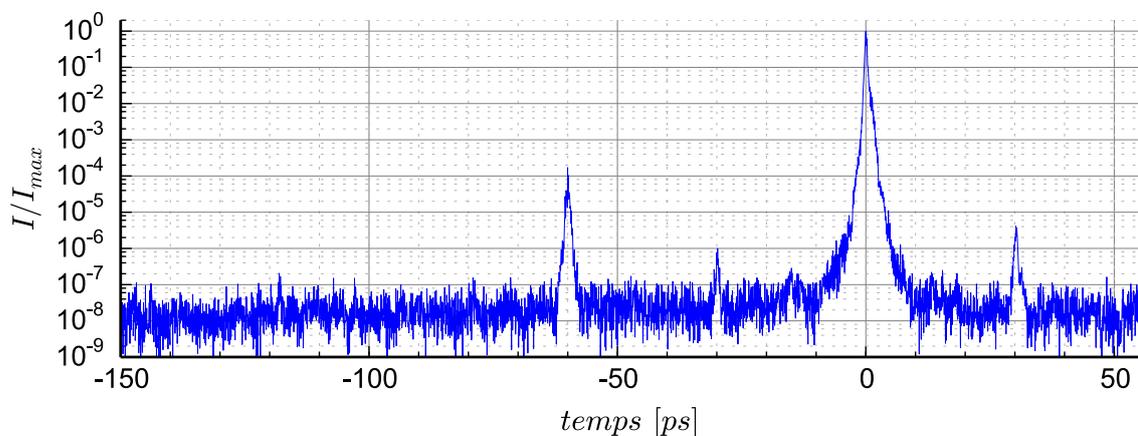


FIGURE 5.2 – Mesure du contraste temporel de l'impulsion à ω ($\lambda = 1057$ nm). Un long plateau à $3 \cdot 10^{-8}$ et une pré-impulsion à -60 ps sont observables et peuvent modifier l'état de surface avant le pic principal à 0 ps.

Pour améliorer ce contraste, nous avons doublé la fréquence laser à l'aide d'un cristal de potassium dihydrogen phosphate – KH_2PO_4 (KDP)⁵. Le doublage en fréquence est un processus non-linéaire et l'intensité doublée est proportionnelle au carré de l'intensité incidente. La conversion étant plus efficace à haute intensité, cela permet d'améliorer le contraste temporel entre les zones de fortes et de faibles intensités. On s'attend alors à ce que le piédestal se trouve nettement dégradé. En contrepartie, il y a une perte de l'énergie laser lors de la conversion. Malheureusement aucun diagnostic disponible n'a permis de mesurer le contraste à 2ω et donc de vérifier la conversion de la pré-impulsion mesurée à 1ω . Nous avons cependant mesuré l'énergie et la forme de la nouvelle tache focale, permettant d'estimer l'intensité obtenue à 2ω .

5. Une seconde méthode consiste à utiliser un miroir plasma.

Intensité à 2ω : $\sim 5.10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$

Le doublage en fréquence permet d'obtenir un faisceau de longueur d'onde 527 nm. Dans nos conditions, l'impulsion (estimé à 350 fs) délivre alors $\sim 1,5 \text{ J}$ mesuré après doublage, la tache focale contient 20% de l'énergie dans un diamètre à mi-hauteur de $4,5 \pm 0,5 \mu\text{m}$ (fig. 5.3). L'intensité obtenu est donc de $\sim 5.10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$.

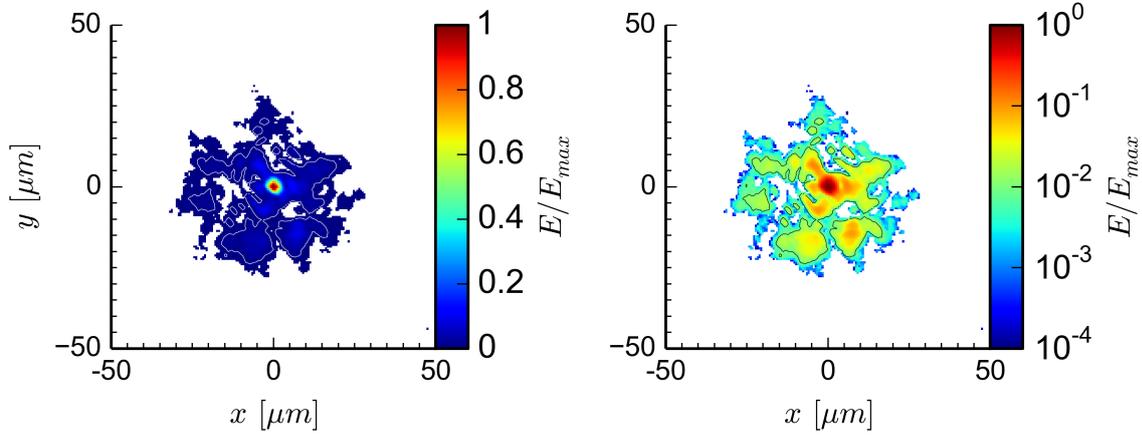


FIGURE 5.3 – Mesure d'une tache focale expérimentale à 2ω à la meilleure focalisation : échelle linéaire à gauche, échelle logarithmique à droite. 20% de l'énergie est contenue dans la mi-hauteur ($\phi_{\text{FWHM}} = 4\text{--}5 \mu\text{m}$), les contours illustrent les zones supérieures à 1% de l'énergie maximale.

Faisceau sonde

En complément, un second faisceau issu d'un prélèvement du faisceau d'interaction est utilisé comme faisceau sonde. Ce faisceau sonde a permis de réaliser un diagnostic d'ombroscopie que l'on présentera dans le chapitre suivant. Afin de sonder une densité critique élevée, nous avons triplé l'impulsion en fréquence ($\lambda = 353 \text{ nm}$) à l'aide de deux cristaux successifs. Le faisceau peut se propager théoriquement jusqu'à une densité critique $n_c(3\omega) = 9.10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Le faisceau à 3ω a une énergie suffisamment faible (quelques millijoules) pour ne pas perturber la cible. Pour sonder le plasma avec une bonne résolution temporelle et décrire son évolution du plasma sur des temps courts nous avons utilisé la meilleure compression, soit $\sim 350 \text{ fs}$ dans nos conditions expérimentales.

Un résumé des conditions laser utilisées est présenté tableau 5.1.

faisceau	λ (nm)	E (J)	τ (fs)	Focalisation ($\phi_{\text{fwhm}}, E_{\text{E}_{\text{fwhm}}}$)	I_{max}
interaction 1ω	1057	11	350	($7 \mu\text{m}$, 11%)	$1,3.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$
interaction 2ω	527	1,5	350	($5 \mu\text{m}$, 20%)	$5.10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$
sonde	353	$\sim \text{mJ}$	350	non focalisé	n. a.

TABLE 5.1 – Résumé des caractéristiques laser. La durée à 2ω et 3ω n'a pas été mesurée, elle est supposée égale à la mesure réalisée à 1ω .

LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Dans cette section, nous présentons tout d'abord les types de cibles utilisées pendant nos campagnes expérimentales et dimensionnées à l'aide des aspects théoriques vus en première partie. Puis nous résumons le dispositif expérimental mis en place pour les deux campagnes étudiées ici.

5.2 LES CIBLES

Le dimensionnement des cibles doit permettre de tirer parti d'un chauffage rapide (\sim ps) et en profondeur (quelques microns) produit par interaction UHI comme nous l'avons vu en première partie. Un chauffage de plusieurs centaines d'électron-Volts à la densité solide est espéré.

Pour ralentir la détente de l'élément d'intérêt, les cibles utilisées sont planes et composées de trois couches : une première couche de carbone, une deuxième couche d'aluminium et une troisième couche de plastique. L'élément de la couche centrale est celui d'intérêt alors que les éléments qui l'entourent ont pour rôle de retarder la détente de l'élément central afin de conserver des densités élevées pendant quelques instants supplémentaires, on parle ainsi de cibles *enterrées*.

Comme le chauffage UHI permet un chauffage isochore⁶ sur plusieurs microns, nous avons choisi les épaisseurs suivantes : 1 μm de carbone face avant, 0,5 μm d'aluminium au centre et 5 μm de plastique face arrière. L'aluminium est ainsi suffisamment *enterré* d'un point de vue hydrodynamique, mais suffisamment proche de la face avant pour espérer des températures de plusieurs centaines d'électron-Volts (chapitre 2). Son épaisseur de 0,5 μm est un compromis : être suffisamment fin pour limiter les gradients et être optiquement mince mais également d'épaisseur suffisante pour obtenir en émissivité des signaux avec un bon rapport signal sur bruit.

La mesure principale est l'émission X de l'aluminium. Afin de ne pas perturber les mesures du spectre d'aluminium, il est nécessaire que les éléments périphériques émettent a priori peu dans la gamme spectrale observée et ne soit pas trop absorbant. C'est pour cela que nous utilisons des éléments de Z faible comme le carbone ($Z = 6$) et le plastique (C_8H_8 ; $Z = 3,5$). Seul un rayonnement de bremsstrahlung et d'intensité faible s'additionne aux spectres mesurés.

L'élément central, ici l'aluminium, est choisi pour sa sensibilité aux variations de température dans la gamme de température atteignable afin de jouer le rôle de thermomètre et pour estimer les conditions du plasma produit. D'après l'étude bibliographique qui a précédé nos expériences, des conditions moyennes supérieures à 1 $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ et entre 100 eV et 1 keV sont attendues. Nous avons donc choisi l'aluminium pour les trois raisons suivantes :

6. Chauffage à densité constante mais non-isotherme sur l'épaisseur de la cible.

- Le rapport des raies He_β et Ly_β est très sensible dans la gamme de température 200 – 600 eV.
- Le rapport entre la raie de résonance He_β et ses satellites permet un second diagnostic de température. À haute densité ces satellites sont présents dans la gamme 200 – 600 eV.
- Les raies He_β et Ly_β sont optiquement minces pour l'épaisseur choisie de 0,5 μm .

Les géométries

De nombreuses variations ont été envisagées. Nous présentons dans cette thèse deux types de cibles : les cibles dites infinies (Infinite Buried Layer (IBL)) qui sont de dimensions transverses très grandes (500 μm) par rapport au diamètre de la tache focale ($\sim 5 \mu\text{m}$) et les cibles de taille réduite (Reduced Mass Target (RMT)) qui sont de diamètre $10\times$ inférieur (50 μm). La figure 5.4 illustre les cibles tri-couches utilisées. Seule la dimension transverse et la forme changent, passant de 500 μm de côté à 50 μm de diamètre.

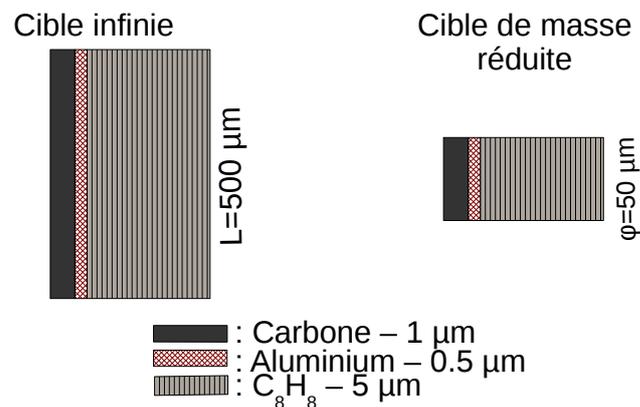


FIGURE 5.4 – Illustration des géométries des cibles

5.3 LES EXPÉRIENCES

La toute première campagne fut dédiée à la faisabilité et au dimensionnement des conditions thermodynamiques accessibles avec l'installation ELFIE. La seconde a permis de prolonger l'étude par l'amélioration des diagnostics et des cibles. Les diagnostics utilisés sont similaires pendant ces deux campagnes et sont détaillés dans le prochain chapitre.

Nous illustrons ici à l'aide de schémas simples les dispositifs expérimentaux de ces deux expériences.

ELFIE – janvier 2013

La figure 5.5 illustre le dispositif expérimental. Nous avons utilisé le laser d'interaction avec et sans doublage de fréquence, focalisé selon la normale à la cible, sur le carbone. Deux diagnostics mesurent l'émission X de couche K de l'aluminium.

Le premier est un spectromètre Von-Hamos intégré en temps et en espace permettant la mesure avec une bonne résolution spectrale de l'émission entre 1650 et 2100 eV. Placé dans le plan équatorial, il observe le centre de la cible avec un angle moyen de 40° par rapport à la normale à la cible.

Le second est composé d'un cristal toroïdal et d'une caméra à balayage de fente permettant la mesure du rayonnement de 1800 à 2100 eV avec une résolution temporelle de l'ordre de la picoseconde. Le cristal est placé face arrière dans le plan équatorial normale à la surface de la cible. Malheureusement, cette première expérience a permis de se rendre compte du très faible flux de photons et ce dernier diagnostic n'a pas pu fournir les mesures attendues étant donné un angle solide de collection trop faible et une sensibilité très limitée de la caméra à balayage de fente.

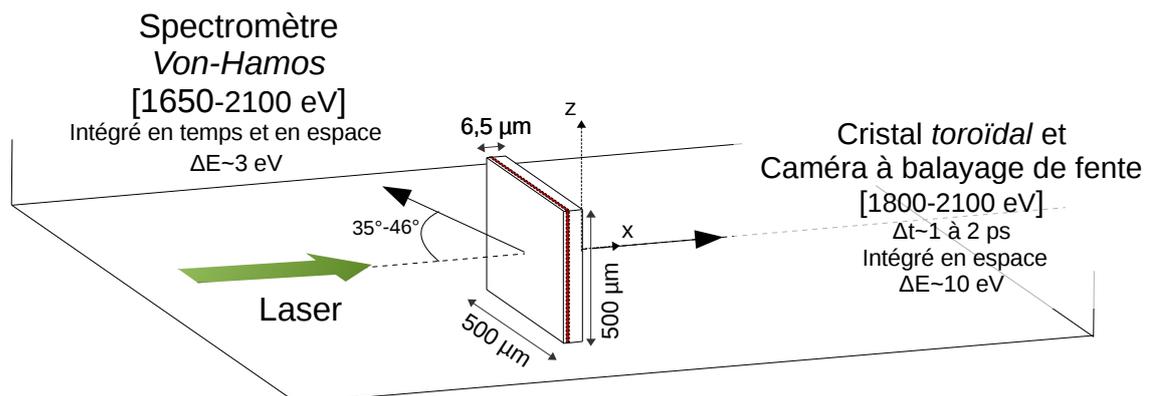


FIGURE 5.5 – Schéma expérimental de l'expérience réalisée en janvier 2013 (Cas d'une cible IBL).

ELFIE décembre 2013

Pour cette deuxième campagne, le diagnostic résolu en temps a été amélioré pour permettre d'acquérir des signaux plus intenses. La figure 5.6 illustre par un schéma simplifié la configuration lors de la seconde expérience. Le faisceau d'interaction est cette fois-ci doublé en fréquence afin d'avoir le meilleur contraste possible pendant la totalité de l'expérience. Nous retrouvons un spectromètre Von-Hamos avec un cristal plus long pour étendre la mesure de la gamme spec-

trale 1500 – 2300 eV. Celui ci a changé de côté, il est face arrière mais garde un angle d'observation identique. Deux nouveaux diagnostics ont été ajoutés.

Un spectromètre couplé à une caméra à balayage de fente et redimensionné par rapport à la première expérience a permis dans cette campagne la mesure d'un spectre résolu en temps dans la gamme 1800 – 1900 eV. Ce diagnostic observe la cible avec un angle moyen de 45°.

De plus, l'utilisation d'un faisceau sonde a permis la réalisation d'une ombroscopie transverse à la cible.

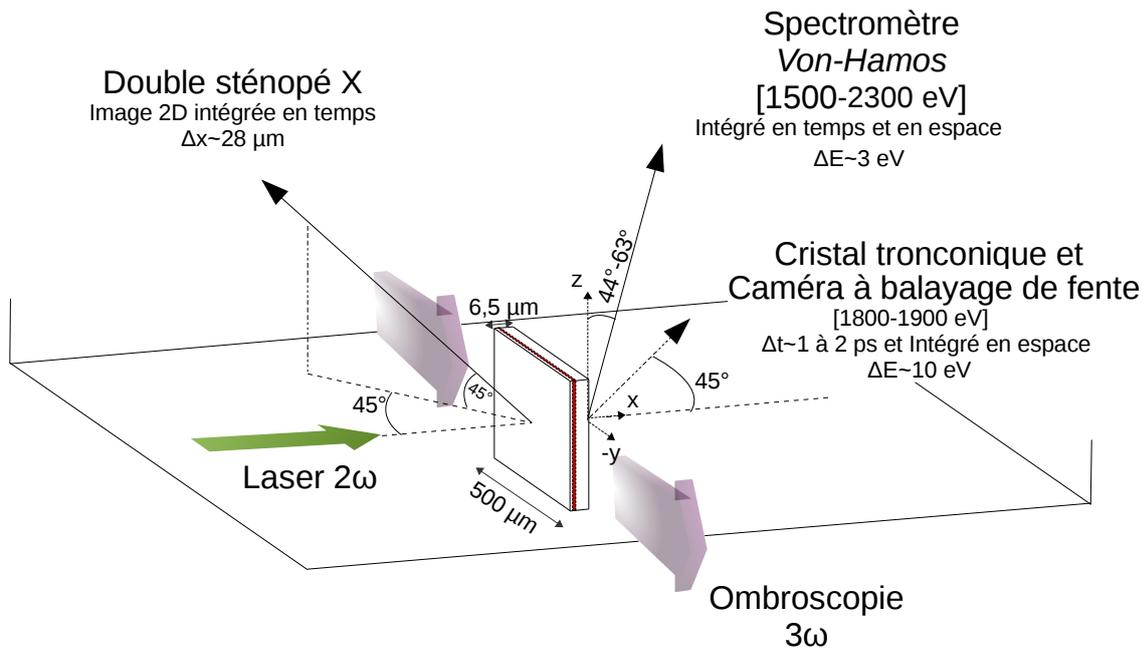


FIGURE 5.6 – Schéma expérimental de l'expérience réalisée en décembre 2013 (Cas d'une cible IBL).

Pour la suite de la thèse, l'interprétation physique des résultats fera appel indépendamment aux tirs des deux campagnes. Dans le cas d'un plasma parfaitement homogène ou optiquement mince la position du Von-Hamos entre les deux campagnes n'a pas d'influence.

Nous allons, dans le prochain chapitre, détailler ces trois diagnostics.

 LES DIAGNOSTICS

La caractérisation du plasma d'aluminium obtenu dans nos conditions expérimentales a été réalisée par trois types de diagnostics. Tout d'abord, nous avons implanté des diagnostics de spectroscopie X de couche K. Les spectres nous ont permis d'estimer les conditions en densité et température de l'aluminium par l'analyse du profil et du rapport de raies, comme nous le verrons dans les chapitres suivants. Deux types de spectres ont été obtenus. Un premier spectromètre de type Von-Hamos nous a permis de mesurer l'émissivité intégrée en temps sur une large gamme spectrale. Pour le second spectromètre, nous avons pu mesurer, sur une gamme spectrale plus restreinte, la durée d'émission en couplant le cristal tronconique avec une caméra à balayage de fente. En plus de ces diagnostics et dans le but d'améliorer notre compréhension du chauffage, nous avons implémenté une imagerie X 2D à l'aide d'un double sténopé X. Enfin, à l'aide d'un faisceau sonde ultra-bref (350 fs) et triplé en fréquence, nous avons réalisé l'ombroscopie de la cible à différents temps afin de mesurer sa détente. Ces divers diagnostics sont détaillés ci-dessous.

6.1 DIAGNOSTICS DE SPECTROSCOPIE X

Afin de mesurer l'émissivité des plasmas présentés précédemment, nous avons dimensionné et installé deux types de spectromètre :

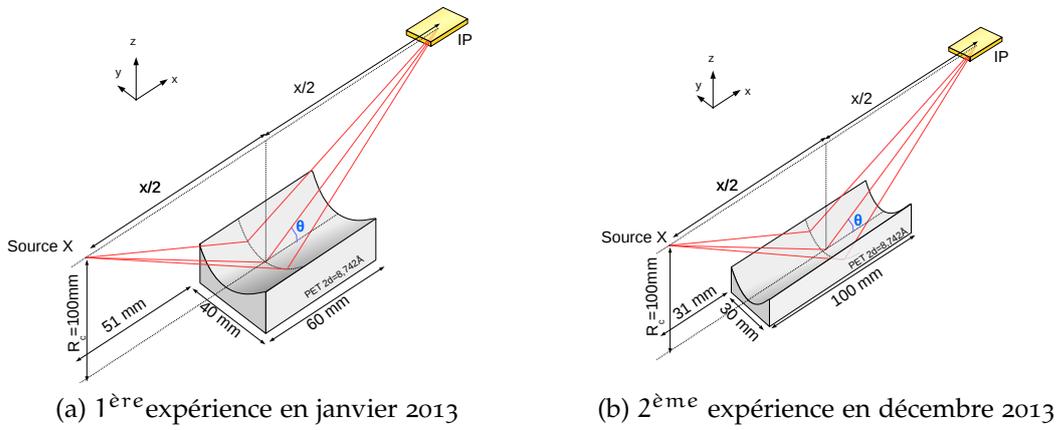
- un spectromètre à géométrie Von-Hamos intégré en temps et espace,
- un spectromètre tronconique résolu en temps et intégré en espace.

Ces spectromètres permettent de résoudre spectralement le rayonnement du plasma : un rayonnement incident est dispersé spectralement par un cristal de distance interréticulaire d , selon la loi donnée par Bragg :

$$n\lambda = 2d \cdot \sin \theta \iff E = n \cdot \frac{hc}{2d \cdot \sin \theta}$$

où n est un entier donnant l'ordre de réflexion, et θ l'angle d'incidence par rapport à la surface. En remplaçant λ par $\frac{hc}{E}$ on obtient l'équation en fonction de l'énergie E correspondant à la longueur d'onde λ . Les paragraphes suivants détaillent la géométrie des cristaux utilisés.

6.1.1 Cristal cylindrique : géométrie Von-Hamos



(a) 1^{ère} expérience en janvier 2013

(b) 2^{ème} expérience en décembre 2013

R_c	$D_{\text{Source-Centre cristal}}$	$D_{\text{Source-Centre détecteur}}$
100 mm	81 mm	162 mm
	$l_{\text{cristal}} \times L_{\text{cristal}}$	Gamme spectrale
« janvier 2013 »	40 × 60	1650 – 2100 eV
« décembre 2013 »	30 × 100	1500 – 2300 eV

FIGURE 6.1 – Géométrie des spectromètres Von-Hamos utilisés

Dans l’objectif de mesurer des spectres de couche K d’aluminium allant de 1598 eV ($1s^2 - 1s2p$) à 2304 eV (énergie d’ionisation de Al^{12+}), nous avons utilisé des cristaux de PET¹ dont le $2d$ est égale à 8.742 Å. La géométrie Von-Hamos (Hámos, 1933) illustrée sur la figure 6.1 à l’avantage de permettre l’observation d’une large gamme spectrale. De plus, la courbure cylindrique du cristal autour de l’axe \vec{x} (fig. 6.1) permet de récupérer nettement plus de photons qu’un cristal plan en focalisant le signal sur l’axe du cylindre (figure 6.2).

Pour la première expérience, un cristal cylindrique avec un rayon de courbure $R_c = 100$ mm et d’une longueur de 60 mm a permis de mesurer une gamme spectrale comprise entre 1650 et 2100 eV (figure 6.1a).

Pour la seconde expérience, un second cristal similaire mais d’une longueur de 100 mm a été utilisé permettant ainsi la mesure d’une gamme spectrale plus étendue : de 1500 à 2300 eV (figure 6.1b).

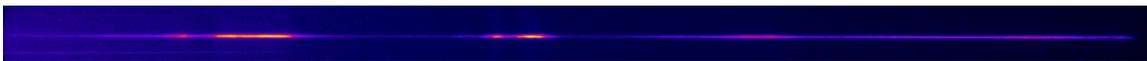
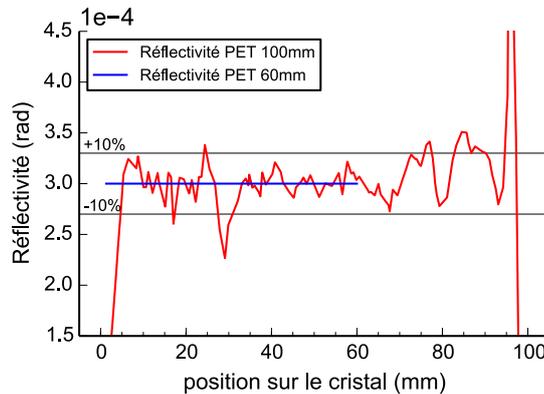


FIGURE 6.2 – Exemple d’une mesure réalisée avec le spectromètre Von-Hamos. Le signal focalisé sur une ligne par le cristal cylindrique permet la mesure de raies caractéristiques de l’aluminium.

1. Pour poly(téréphtalate d’éthylène)

Calibration absolue des éléments du diagnostic

Afin de mesurer des intensités absolues, les cristaux ont été calibrés en réflectivité. La réflectivité $R(\lambda)$ sur l'axe de dispersion des cristaux a été mesurée sur une source X du CEA. Elle est représentée figure 6.3. Pour le cristal PET de janvier 2013, seule une valeur moyenne a pu être mesurée à 3.10^{-4} rad, en revanche nous avons pu estimer les inhomogénéités pour le cristal de 100 mm de décembre 2013, la réflectivité montre alors une variation de $\pm 10\%$ le long de l'axe de dispersion.



(a) Mesure des inhomogénéités selon l'axe de dispersion pour le cristal de décembre 2013.

FIGURE 6.3 – Mesure de la réflectivité intégrée des cristaux des spectromètres Von-Hamos pour les campagnes de janvier 2013 (PET de 60 mm) et de décembre 2013 (PET de 100 mm).

Le détecteur utilisé est une *Image Plate (IP)*², il s'agit d'une plaque photosensible au rayonnement X. L'*IP* nécessite d'être scannée pour enregistrer le signal en unité PSL³ et il y a une dégradation du signal en fonction du temps passé entre le tir et le scan. La calibration utilisée (figure 6.5a) dans l'analyse des spectres est issue de l'article de Meadowcroft et al. (2008). Afin de conserver une bonne sensibilité dans la zone 1,5 – 2,5 keV et pour ne pas être perturbé par la dégradation temporelle du signal (figure 6.5b), nous avons utilisé pour les spectromètres Von-Hamos une IP de type MS dont les caractéristiques sont détaillées dans le tableau 6.4. Dans nos conditions, le scan est réalisé ~ 15 min après le tir. Cela correspond à une perte de signal de l'ordre de 2%. Ce délai tient compte de la mise à l'air de l'enceinte expérimentale sur ELFIE.

type d'IP	Couche de Mylar			Couche sensible		
	composition	Densité	épaisseur	composition	Densité	épaisseur
MS	C ₁₀ H ₈ O ₄	1,64 g.c.m ⁻³	9 μm	BαFBr _{0.85} I _{0.15}	3,18 g.c.m ⁻³	124 μm
SR	C ₁₀ H ₈ O ₄	1,49 g.c.m ⁻³	8 μm	BαFBr _{0.85} I _{0.15}	3,07 g.c.m ⁻³	112 μm
TR				BαFBr	2,61 g.c.m ⁻³	60 μm

FIGURE 6.4 – Détails de la composition des IP

2. De la société FUJIFILM. En français, le terme d'Écran Radio-Luminescent à Mémoire (ERLM) est utilisable.

3. Photostimulated Luminescence

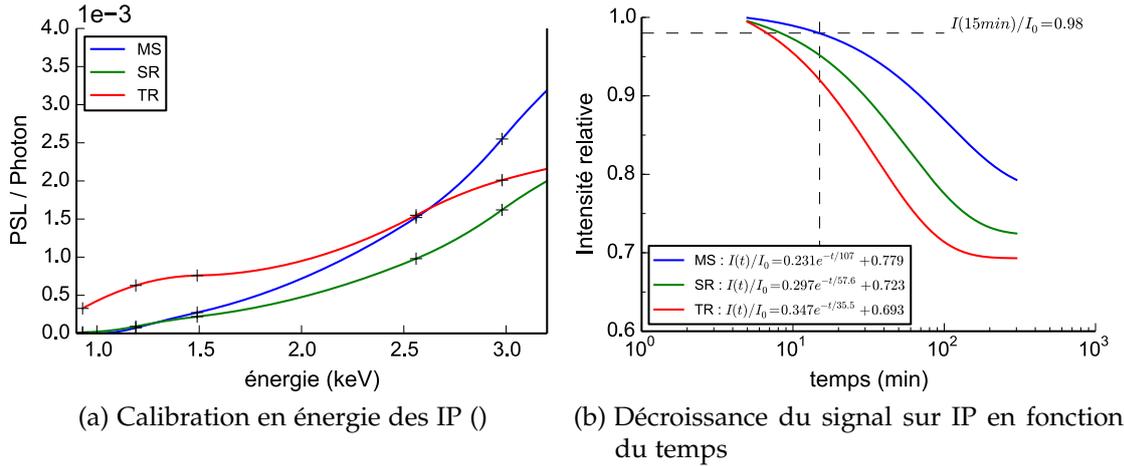


FIGURE 6.5 – Caractérisations des IP (données de Meadowcroft et al., 2008).

Dispersion et résolution spectrale : dimensionnement

La dispersion est définie comme la dérivée selon la position sur le détecteur de l'énergie E d'un rayon réfléchi à la position x par le cristal.

$$D(x) = \frac{dE}{dx}(x)$$

D'après la géométrie illustrée 6.1 :

$$E(x) = n \cdot \frac{hc}{2d \cdot \sin\theta(x)}$$

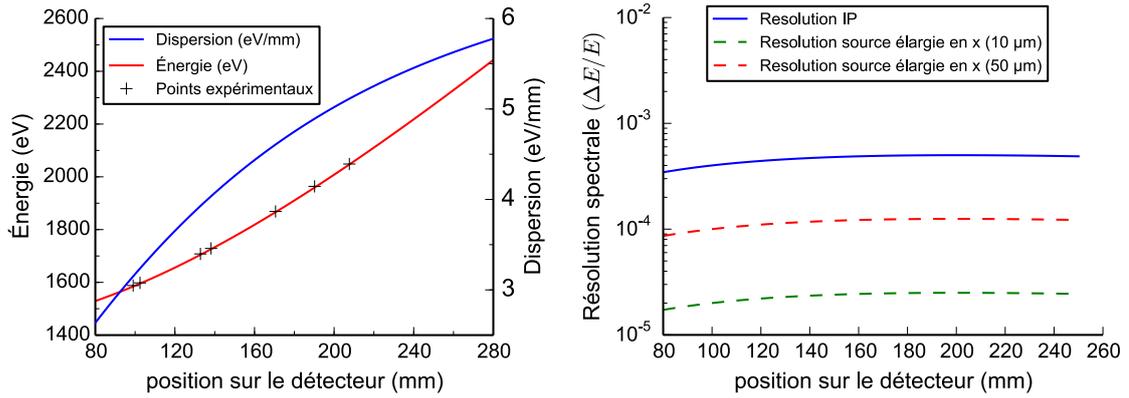
$$\Rightarrow E(x) = n \cdot \frac{hc}{2d} \sqrt{1 + \left(\frac{x}{2R_c}\right)^2}$$

$$\text{et } D(x) = n \cdot \frac{hc}{2d} \frac{x}{4R_c^2 \sqrt{1 + \left(\frac{x}{2R_c}\right)^2}}$$

La dispersion est quasi-constante lorsque $x \gg 2R_c$, ce qui n'est pas le cas ici ($x \sim 160$ mm et $2R_c = 200$ mm). Comme illustrée sur la figure 6.6a, la dispersion de nos spectromètres varie donc de 3 à 5 eV/mm. Elle sera prise en compte lors du dépouillement des mesures.

La résolution spectrale est limitée par la taille finie du plasma, la résolution spectrale du cristal et la résolution spatiale du détecteur utilisé.

- Considérons une taille du plasma δ_x selon l'axe \vec{x} . Celle-ci induit une incertitude sur la position de la source qui se traduit par une incertitude sur l'énergie du signal mesuré en un point du détecteur.



(a) La dispersion est légèrement non linéaire. Sa valeur moyenne est de 4 eV/mm. (b) Estimations de la résolution spectrale selon l'effet de la taille du plasma et du détecteur.

FIGURE 6.6 – Dispersion et résolution spectrale du cristal PET dans la gamme 1500 – 2300 eV.

Pour un rayon d'énergie E , l'angle θ est en revanche fixé par la loi de Bragg, il est alors possible d'écrire

$$\frac{\delta E}{E} = \sin \theta \cos \theta \frac{\delta_x}{2R_c}$$

La figure 6.6b illustre cet effet pour une source X de taille 10 et 50 μm correspondant à la tache focale (largeur à $1/e$) et au diamètre des petites cibles utilisées. Le tableau 6.1 répertorie les ordres de grandeurs obtenus.

- Théoriquement, un seul angle θ donnée par la loi de Bragg permet la réflexion d'un photon d'énergie E . En pratique, selon la qualité du cristal utilisé, la réflexion est possible autour de cette valeur θ . Un écart $\Delta\theta$ à cet angle de Bragg théorique permet la réflexion d'un photon d'énergie E et cela dégrade la résolution du diagnostic.

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta\theta}{\tan \theta}$$

En prenant l'ordre de grandeur donné par la réflectivité intégrée $\Delta\theta \approx 3 \cdot 10^{-4}$ mrad et un angle moyen de 35° , nous obtenons $\Delta E/E \sim 4 \cdot 10^{-4}$.

- Concernant le détecteur, un rayon d'énergie E_0 réfléchi par le cristal produit un signal se déposant sur une surface finie du détecteur, cette surface est caractérisée par une largeur Δx . Pour une longueur d'onde λ la résolution spectrale est donnée par

$$\frac{\Delta E}{E} \equiv \frac{\Delta x \cdot D(x)}{E}$$

En prenant en compte la résolution du détecteur de 200 μm (Maddox et al., 2011), on obtient $\Delta E/E \sim 5 \cdot 10^{-4}$.

Plasma		
$\delta x = 10 \mu\text{m}$	$\delta x = 50 \mu\text{m}$	
$\Delta E/E \sim 2.10^{-5}$	$\Delta E/E \sim 1.10^{-4}$	
Cristal	Détecteur	Total
$\Delta\theta = 3.10^{-4} \text{ rad}$	$\Delta x = 200 \mu\text{m}$	
$\Delta E/E \sim 4.10^{-4}$	$\Delta E/E \sim 5.10^{-4}$	$\Delta E/E \sim 10^{-3}$

TABLE 6.1 – Effets des différentes composantes sur la résolution spectrale.

La prise en compte des effets suggère une résolution spectrale théorique de l'ordre de 10^{-3} soit $\Delta E \sim 2 \text{ eV}$.

Afin de vérifier expérimentalement la dispersion et la résolution du spectromètre Von-Hamos, nous avons produit un plasma d'aluminium chaud et à basse densité en tirant à forte intensité ($\sim 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$) sur une feuille fine de mylar ($2 \mu\text{m}$) aluminisé ($0,15 \mu\text{m}$). L'émission X de ce type de plasma se caractérise par des raies de résonance intenses et fines (figure 6.7). Les positions des raies de l'aluminium clairement identifiées permettent de tracer expérimentalement la dispersion du cristal (croix sur la figure 6.6). La mesure est en accord avec la dispersion théorique. Par ailleurs, la largeur de raie la plus fine mesurée est de 3 eV à mi-hauteur, ΔE est donc inférieure à 3 eV et la résolution spectrale meilleure que 2.10^{-3} . Par la suite, afin de prendre en compte la résolution spectrale lors de comparaisons numériques, nous avons donc choisi d'effectuer une convolution par une gaussienne de largeur à mi-hauteur 3 eV sur les spectres numériques présentés par la suite.

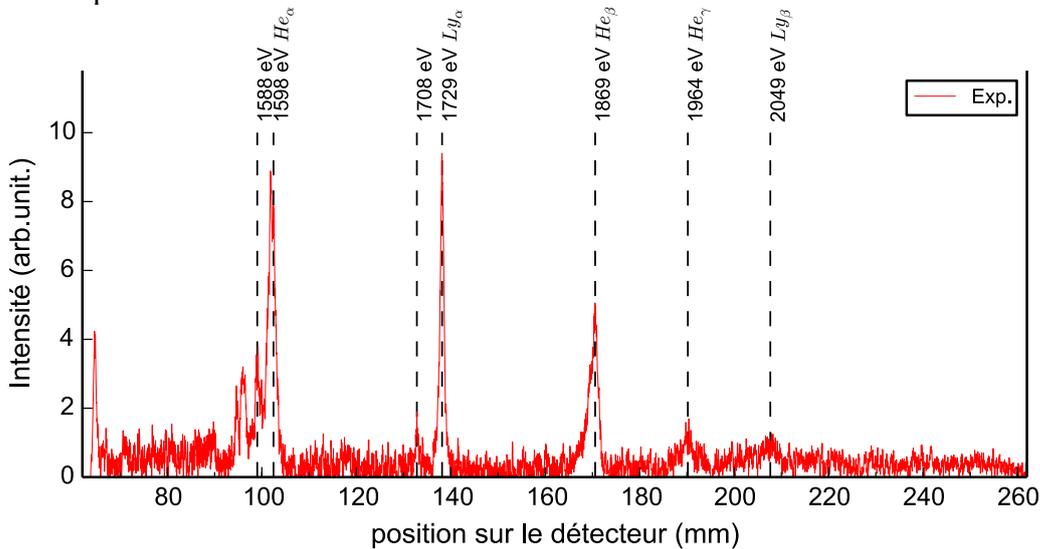


FIGURE 6.7 – Spectre à basse densité pour estimer la dispersion et la résolution du diagnostic.

Remarque à propos des longs cristaux

Durant nos expériences, nous mesurons le spectre de couche K d'aluminium. La figure 6.8 représente la moyenne des mesures réalisées avec le spectromètre Von-Hamos lors de la deuxième expérience.

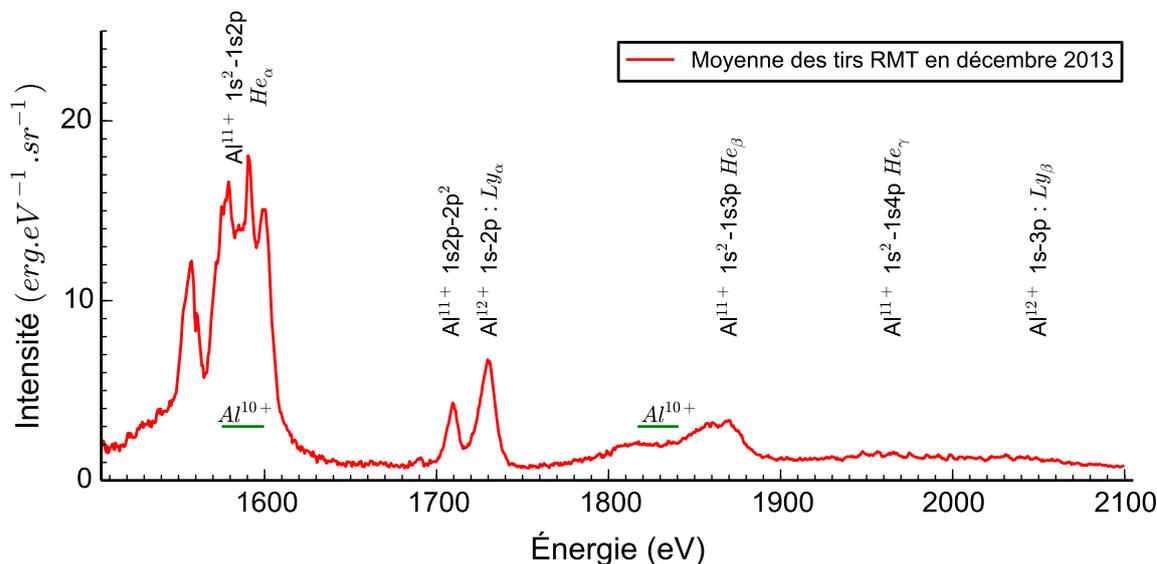
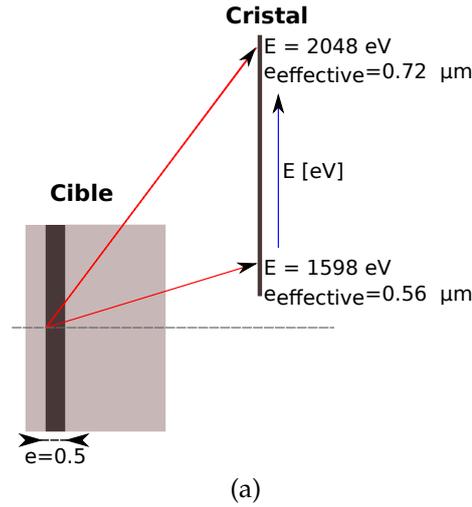


FIGURE 6.8 – Moyennes des mesures obtenues avec le spectromètre Von-Hamos lors de la deuxième expérience sur cibles tri-couches (C/Al/CH) de 50 μm de diamètre.

Comme illustré figure 6.9a, compte tenu de la position du spectromètre, de la géométrie du diagnostic Von-Hamos et de la loi de Bragg, l'angle de vue du diagnostic est compris entre 27° et 46° par rapport à la normale à la cible selon la position spectrale. Le tableau 6.9b résume l'épaisseur de la cible traversée prenant en compte l'angle correspondant à chaque raie.

Les codes utilisés dans cette thèse considèrent le détecteur comme ponctuel, il n'y a donc pas cette différence de trajet existant entre les faibles et hautes énergies de photons. Or cette épaisseur joue un rôle dans l'intensité des raies mesurées. Nous avons vu (fig.4.4 p.64) qu'une partie du spectre était plutôt optiquement épaisse (les raies α) alors que l'autre partie était optiquement mince. Comme les rayonnements optiquement minces et optiquement épais ne se comportent pas de la même façon lorsque la taille du plasma augmente nous allons justifier le choix de l'épaisseur *effective* de la cible utilisée dans la thèse.

Illustrons ce point par un exemple numérique. La figure 6.10 représente quatre calculs réalisés avec SPECT3D pour décrire l'émission d'un plasma à densité solide, à l'ETL et à $T = 360 \text{ eV}$ avec utilisation de facteurs d'échappement. Un calcul prenant en compte les quatre épaisseurs différentes pour chaque raie est présenté par la courbe noire. Il s'agit d'une juxtaposition de quatre simulations



(a)

raie	He_{α}	Ly_{α}	He_{β}	Ly_{β}	moyenne
angle	27°	35°	40°	46°	36°
épaisseur sur l'axe	$0.56 \mu\text{m}$	$0.61 \mu\text{m}$	$0.65 \mu\text{m}$	$0.72 \mu\text{m}$	$0.62 \mu\text{m}$

(b)

FIGURE 6.9 – Variation de l'épaisseur traversée selon la longueur d'onde.

réalisées chacune autour d'une raie avec l'épaisseur appropriée donnée par le tableau 6.9b.

Il n'existe pas d'épaisseur *moyenne* permettant de reproduire en une seule simulation et de manière exacte l'influence de la variation d'épaisseur à la fois pour les gammes spectrales optiquement épaisses et minces. Les trois courbes rouge, verte et bleue représentent un calcul dans l'hypothèse d'une épaisseur effective de $0.72 \mu\text{m}$, $0.56 \mu\text{m}$ et $0.62 \mu\text{m}$ respectivement.

Comme les raies en dessous de 1800 eV sont optiquement épaisses, elles sont sensibles à l'angle de la mesure. En revanche le rayonnement au-delà de 1800 eV est optiquement mince et le nombre d'émetteurs correspond au volume émissif. Dans le but de reproduire le plus fidèlement possible l'ensemble des raies, il ne faut pas considérer un angle moyen. Si l'on souhaite considérer un seul angle *effectif*, il faut remarquer que choisir l'angle maximum permet de restituer les zones de hautes énergies sans détériorer significativement le rayonnement optiquement épais à basse énergie.

Dans notre cas, ces différences ne sont pas forcément significatives étant données les barres d'erreur expérimentales présentées dans nos travaux et dépendent du modèle de physique atomique utilisé. Cependant ce phénomène existe et il est généralisable à l'ensemble des spectromètres composés de long cristaux afin d'observer des gammes spectrales de plus en plus étendues. Dans chaque cas, il faut vérifier si la variation d'angle de bout en bout du cristal doit être prise en compte ou non.

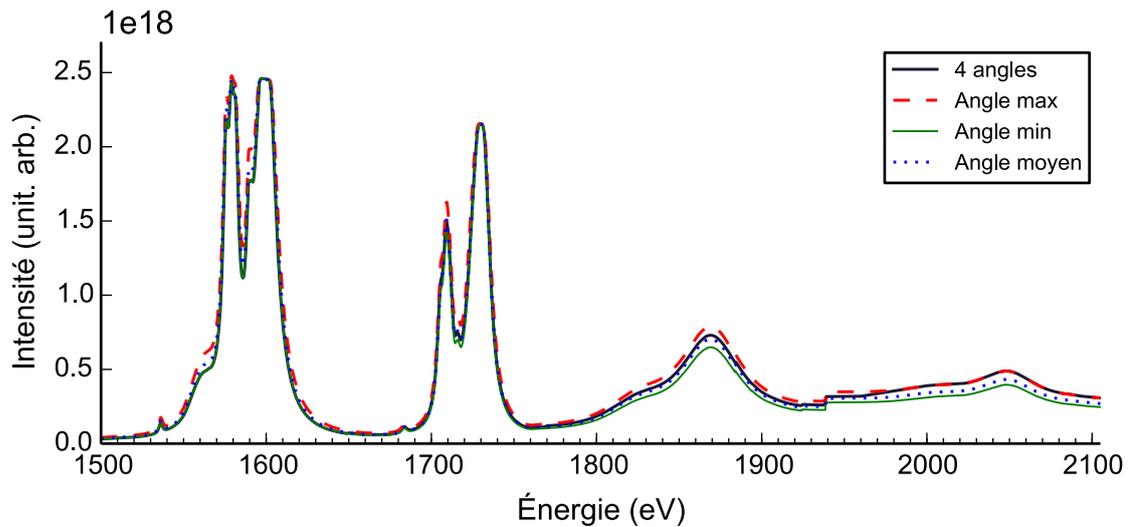


FIGURE 6.10 – La courbe noire présente un calcul prenant en compte quatre épaisseurs optimales pour les quatre raies d'intérêt (voir tableau 6.9b). En comparaison à cela, les trois courbes rouge, verte et bleue montrent les écarts provoqués par le choix d'une épaisseur unique, valant respectivement $0.72 \mu\text{m}$, $0.56 \mu\text{m}$ et $0.62 \mu\text{m}$ (Épaisseur maximale, minimale et moyenne).

Dans toutes les simulations spectrales de cette thèse, l'angle de vue effectif du diagnostic est choisi à 46° . Cela correspond à une épaisseur initiale effective de $0.72 \mu\text{m}$ pour une cible de $0.5 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

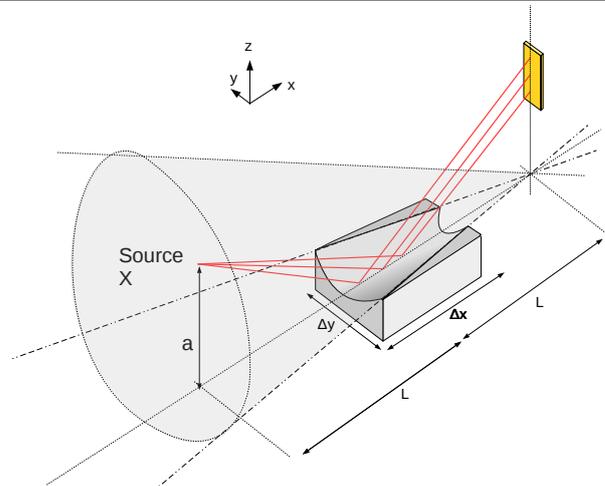
6.1.2 Cristal tronconique

Description

La mise en place de diagnostics dans l'enceinte à vide nécessite parfois d'installer le détecteur sur un axe perpendiculaire à la surface du cristal. Pour cela on utilise des géométries différentes, c'est le cas de la géométrie tronconique présentée ici où le cristal courbé suivant la forme d'un cône⁴ permet d'obtenir un signal focalisé dans un plan contenant l'apex du cône et orthogonal à l'axe \vec{x} du cristal (fig. 6.11). Cette géométrie, dérivée du Von-Hamos, a déjà été décrite dans de nombreux travaux (Hall, 1984 ; Martinolli, 2003 ; Lecherbourg, 2007).

La figure 6.11 illustre cette géométrie, elle est définie par le demi angle α du sommet du cône et la longueur L du centre du cristal à l'apex du cône. Pour ce spectromètre, le cristal de KAP utilisé dans sa configuration *nominale* permet de mesurer de 1387 à 1759 eV. Dans notre cas, nous cherchions à mesurer la raie $\text{He}\beta$ de l'aluminium, nous l'avons donc utilisé dans une configuration *modifiée* permettant la mesure de 1760 à 1896 eV. Enfin, afin de mesurer une durée d'émission, le détecteur est une caméra à balayage de fente couplée à une caméra CCD. Dans cette configuration le cristal n'est plus placé à équidistance de la source et du détecteur, on perd donc en focalisation mais en éloignant le cristal de la source on change la gamme spectrale mesurée.

Cristal	$2d$	α	L	taille $\Delta x \times \Delta y$	R_{\min}	R_{\max}
KAP	26,64 Å	0,3 rad	290 mm	70 × 40 mm	78,9 mm	100,5 mm



Configuration	a	$D_{\text{Source-Cristal}}$	$D_{\text{Source-Détecteur}}$	Gamme spectrale
« nominale »	89 mm	290 mm	580 mm	1387 – 1759 eV
« modifiée »	87 mm	326 mm	660 mm	1760 – 1896 eV

FIGURE 6.11 – Géométrie pour le spectromètre à cristal tronconique

4. Le rayon de courbure d'un cristal tronconique varie linéairement selon l'axe de dispersion.

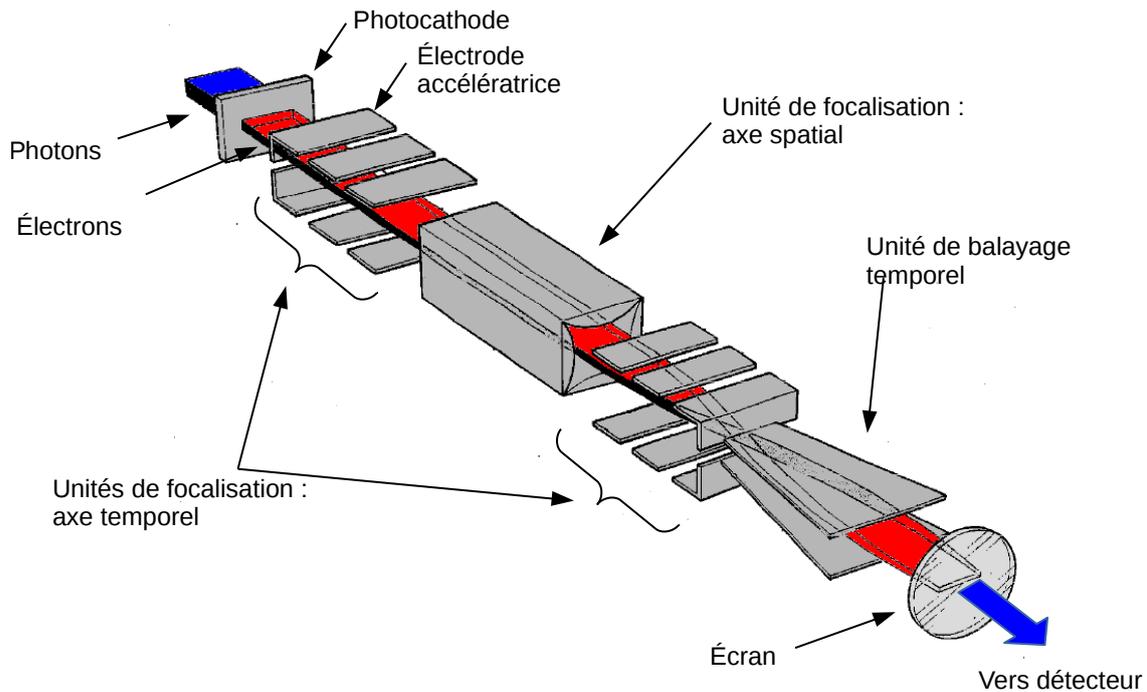


FIGURE 6.12 – Schéma d'une caméra à balayage de fente

*Détecteur : Caméra à balayage de fente et caméra CCD*⁵

Une Caméra à Balayage de Fente (CBF) couplée à un détecteur photosensible est un diagnostic permettant de résoudre temporellement un signal à une dimension. La caméra à balayage de fente *Axis Photonique PX*⁶ (Gallant et al., 2000) a été utilisée lors de nos expériences. La figure 6.12 illustre de manière simplifiée les différents éléments la composant :

- une fente et une photocathode
- une électrode accélératrice
- trois unités de focalisation (deux temporelles et une spatiale)
- une unité de balayage
- un écran phosphorescent

La photocathode permet de transformer les photons incidents (rayons X) en électrons par effet photoélectrique. La figure 6.13 présente plusieurs rendements selon la photocathode utilisée, celle-ci est donc choisie selon la gamme spectrale du rayonnement mesuré. Nous avons utilisé une photocathode composée d'iodure de césium (CsI) pour observer le rayonnement autour de 1,8 keV. Les électrons produits vont être ensuite accélérés à hautes énergies par une électrode à haute tension (15 kV sur 3 mm). L'électrode d'accélération utilisée dans nos expériences est une fente permettant une résolution temporelle optimale⁷. Ces électrons forment alors un faisceau 1D selon les dimensions de la fente et se dé-

5. *Charged Coupled Device*

6. *Tube P860X* - <http://www.axis-photon.com/en/AXIS-PX.shtml>

7. Par opposition à une accélération par grille.

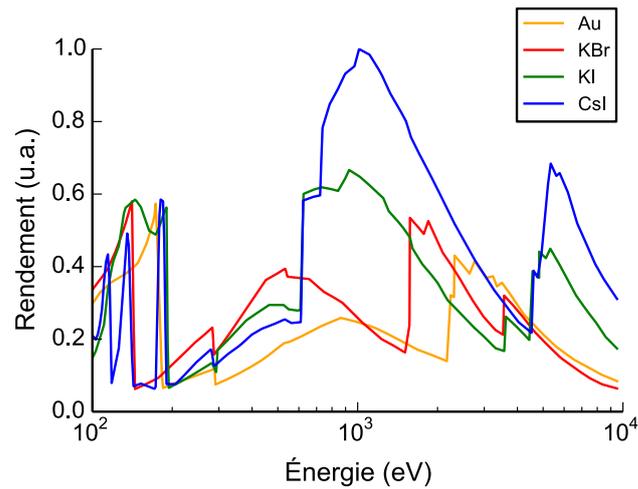
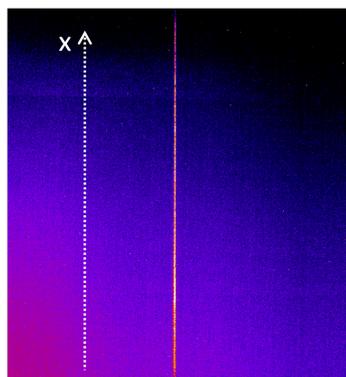


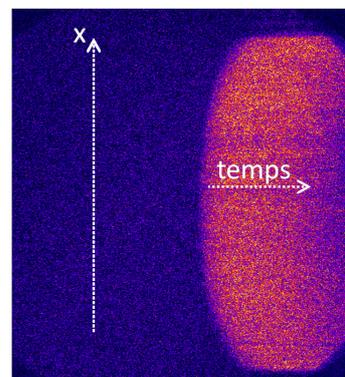
FIGURE 6.13 – Exemple de rendement photoélectrique de photocathodes.

placent à une vitesse de $7,3 \cdot 10^7 \text{ m.s}^{-1}$ en traversant la CBF. Plusieurs unités de focalisation composées d'électrodes vont mettre en forme ce faisceau afin de réaliser l'image de la photocathode. Enfin, une unité de balayage envoie une rampe de tension variable en temps : la déviation des électrons dépend alors du temps d'arrivée par rapport aux variations du champ.

Le signal 1D s'étale en temps et produit sur un écran de phosphore une image avec une dimension représentant l'espace et l'autre dimension le temps : c'est le balayage temporel du signal (figure 6.14). L'écran phosphorescent produit alors une image visible enregistrée par une caméra CCD dans notre cas.



(a) Signal focalisé sans balayage



(b) Signal focalisé et balayé en temps

FIGURE 6.14 – Il est possible de réaliser l'image 1D de la fente d'entrée intégrée en temps (caméra en mode statique) ou, en activant la rampe de tension, de balayer le signal : une image 1D résolue en temps est alors produite (caméra en mode dynamique).

Pour analyser l'évolution en temps d'un signal, nous avons besoin de connaître sa vitesse de balayage et sa résolution temporelle. La vitesse de balayage permet

d'effectuer la conversion entre la position sur le détecteur et le temps d'émission du signal. Pour cela, deux impulsions successives séparées de 5 ps ont été réalisées expérimentalement en décalant une partie de l'impulsion laser à l'aide d'une lame de verre d'épaisseur connue. La vitesse de balayage ainsi mesurée est de 0.2 mm/ps (figure 6.15). La résolution temporelle n'a pas pu être vérifiée pendant nos expériences. Par conséquent, nous avons pris en compte les valeurs reportées sur la notice technique⁸ qui suggère, pour le point de fonctionnement nominal, une résolution de l'ordre de la picoseconde.

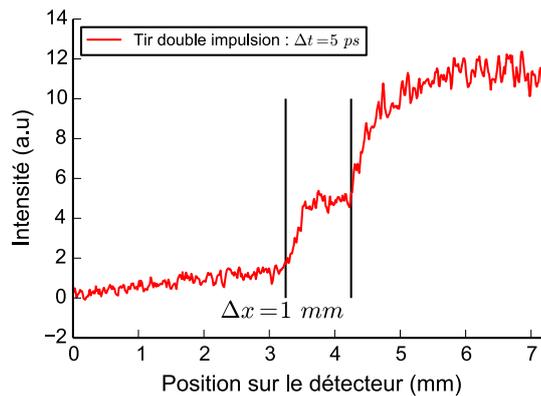


FIGURE 6.15 – Mesure de la vitesse de balayage. Deux impulsions séparées de 5 ps permettent de mesurer une vitesse de balayage de 0.2 mm/ps.

La figure 6.14 montre que le signal balayé est courbé selon la dimension spatiale. En effet, les photons arrivant au bord de la caméra ont parcouru un trajet légèrement plus long dans la CBF et arrivent donc plus tard. Ils correspondent cependant au même temps d'émission au niveau de la photocathode. Il faut donc compenser cet effet avant d'analyser les données. La courbe caractérisant l'ensemble des points issus d'un même temps (appelée isochrone) peut être approchée par une parabole dans le cas de cette caméra. La mesure figure 6.14b a permis de vérifier expérimentalement cette isochrone qui est utilisée dans la suite pour l'analyse des spectres. Il faut préciser que ce type de CBF a une très faible dynamique. La maîtrise du niveau du signal d'entrée est capitale pour éviter des effets de séparation de charge dans la CBF. (Gallant et al., 2000).

Le détecteur utilisé pour enregistrer l'image en sortie de la CBF est une caméra CCD⁹. Avec des pixels de 13,5 μm, elle ne dégrade pas la résolution spatiale de la CBF évaluée par la notice technique à 40 μm. Le tableau 6.2 résume les caractéristiques de la caméra à balayage de fente utilisée.

8. Voir la notice technique de la caméra AXIS-P860X.

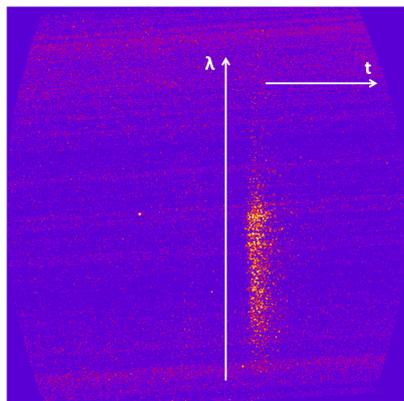
9. CCD Andor *iKon-L* 936 - 2048 × 2048 pixels.

Dimensions de la fente d'entrée	15 × 0,1 mm
Photocathode	0,6 μm CsI et 10 μm de Be
Grandissement du tube de focalisation électronique	1,7
Résolution spatiale constructeur	40 μm
Vitesse de balayage	0,2 mm/ps
Résolution temporelle constructeur	~ 1 ps

TABLE 6.2 – Caractéristiques de la caméra à balayage de fente utilisée

Résultat type

Dans nos expériences, la fente est placée dans le plan image d'un cristal tronconique, afin d'obtenir l'évolution temporelle du spectre d'émission de couche K d'aluminium. Pour son bon rendement dans la gamme spectrale choisie, une photocathode de CsI déposée sur 7 μm de béryllium a été utilisée. La figure 6.16a illustre le résultat obtenu à l'aide de ce diagnostic. Nous avons ainsi pu mesurer la durée d'émission intégrée de 1800 à 1900 eV correspondant à la raie He_β de l'aluminium, comme le montre la figure 6.16.



(a) Mesure d'un spectre résolu en temps

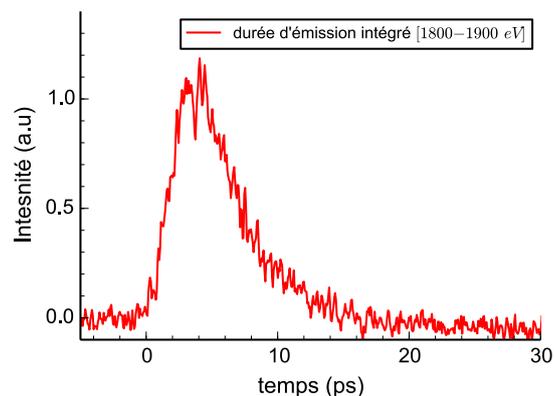
(b) Mesure de la durée d'émission de la raie He_β pour une cible de diamètre 50 μm.

FIGURE 6.16

6.2 LE DOUBLE STÉNOPÉ X

Description

Afin de réaliser l’image du plasma, nous avons utilisé le principe du sténopé. On place un trou de diamètre d_t à une distance r du plasma émetteur, le détecteur est ensuite placé à la distance R du trou. La géométrie de principe est illustrée figure 6.17a pour un simple sténopé. Le grandissement G se définit dans le cas d’un stigmatisme rigoureux comme la taille de l’image par rapport à la taille de la source.

$$G = \frac{D}{d} = \frac{R}{r}$$

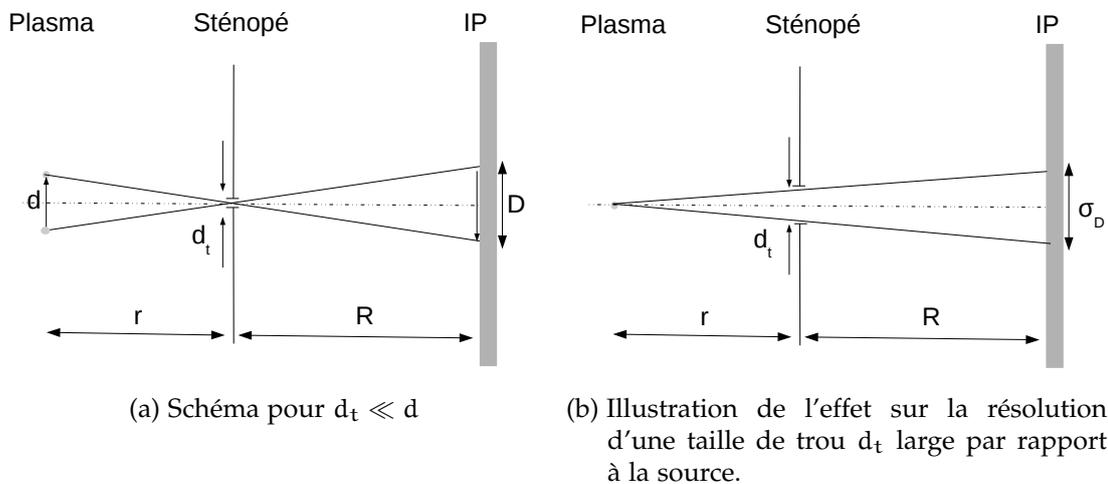


FIGURE 6.17 – Principe de l’imagerie par sténopé

La résolution spatiale du diagnostic dépend de trois composantes :

- une composante géométrique liée à la taille du trou : σ_{geom} ,
- une composante liée à la diffraction selon la longueur d’onde : σ_{diff} ,
- une composante liée à la résolution du détecteur : σ_{det} .

Pour une taille de trou d_t finie, une source ponctuelle produit une tache de largeur σ_D sur le détecteur (figure 6.17b). On définit, dans le plan objet :

$$\sigma_{geom} = \frac{\sigma_D}{G} = \frac{1}{G} [(G + 1) d_t]$$

Lorsque la taille du trou est trop petite, la diffraction dégrade également la résolution et se définit comme :

$$\sigma_{diff} = \frac{1}{G} \left[G \cdot \frac{2.44\lambda r}{d_t} \right]$$

Enfin, le choix du détecteur a également son importance dans l'optimisation du diagnostic par sa résolution σ_{det} . La somme quadratique de ces effets définit la résolution spatiale totale du sténopé σ :

$$\sigma^2 = \left[\frac{(G+1)d_t}{G} \right]^2 + \left[\frac{2.44\lambda r}{d_t} \right]^2 + \left[\frac{\sigma_{\text{det}}}{G} \right]^2$$

Caractérisation

Au cours de nos expériences, nous avons utilisé un double sténopé, composé de deux trous de diamètre $20 \mu\text{m}$ et espacés de $300 \mu\text{m}$ (figure 6.18a). La distance r source-trou est de 25 mm et la distance R trou-détecteur est de 300 mm d'où un grandissement $G = 12$. Le détecteur est une IP de type SR permettant une image intégrée temporellement. La gamme spectrale mesurée est liée aux filtres utilisés pour chaque trou (figure 6.18b). Le trou n°1 est recouvert d'un filtre de $1 \mu\text{m}$ de molybdène. Le n°2 est recouvert d'un ensemble de filtres composé de $10 \mu\text{m}$ d'aluminium et $20 \mu\text{m}$ de polypropylène (PP). Les filtres ont été choisis pour d'une part couper la majorité de l'émission visible et inférieure à 1 keV et d'autre part pour que la différence de flux entre les deux trous nous renseigne sur l'émissivité dans la gamme $1500 - 2500 \text{ eV}$ (couche K de l'aluminium).

Le tableau 6.3 présente les valeurs des différentes composantes de la résolution spatiale. On remarque que dans la gamme spectrale de nos filtres, la composante σ_{diffr} est négligeable. En revanche, le détecteur utilisé (IP) ayant une résolution spatiale de $200 \mu\text{m}$ (Maddox et al., 2011), elle apporte une forte contribution. L'ensemble indique une résolution spatiale totale de $28 \mu\text{m}$.

Composante	géométrique $\frac{(G+1)d_t}{G}$	diffraction $\frac{2.44\lambda r}{d_t}$	détecteur $\frac{\sigma_{\text{det}}}{G}$	Total
ordre de grandeur	$< 22 \mu\text{m}$	$< 3.6 \mu\text{m}$	$\sim 17 \mu\text{m}$	$\sigma \sim 28 \mu\text{m}$

TABLE 6.3 – Ordre de grandeur des différentes composantes dans le calcul de la résolution.

Résultat type

La figure 6.19a est un exemple d'une mesure obtenue lors de l'expérience de décembre 2013 (à 2ω). À cause de l'angle d'observation du sténopé, l'image obtenue est elliptique. Le trou numéro 1 est plus intense que le numéro 2, ceci est principalement dû à la filtration plus ou moins forte de la couche K de l'aluminium. Avec un grandissement $G = 12$, la taille de la zone émissive est de l'ordre de $30 \mu\text{m}$ à mi-hauteur pour chaque trou. Le diagnostic est en limite de résolution et la taille de la source inconnue jusqu'à présent n'est en fait pas très grande devant le trou de $20 \mu\text{m}$.

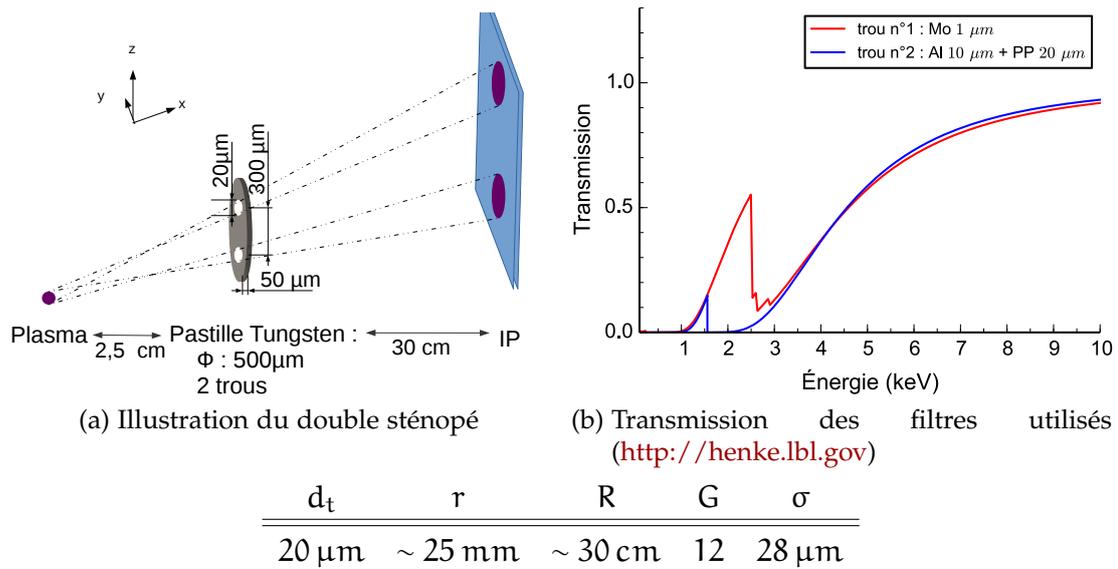
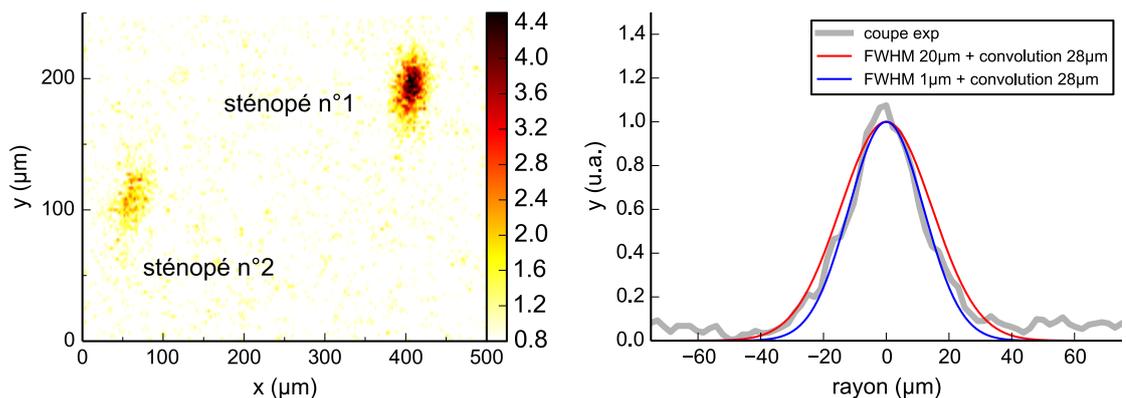


FIGURE 6.18 – Caractérisation du sténopé X utilisé

La zone émissive n'est donc pas résolue et l'ensemble des tirs indique un résultat similaire. Grâce à la convolution par une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 28 μm , la mesure peut être restituée aussi bien pour une source de taille 1 μm que pour une source de 20 μm . On peut néanmoins conclure que le diamètre de la zone émissive mesurée lors de nos expériences est inférieur à une vingtaine de micromètres (figure 6.19b). En prenant en compte la projection due à l'angle d'observation du diagnostic ($\sim 45^\circ$), on en conclut que la zone émissive est inférieure à un diamètre de 30 μm à mi hauteur. Aucune autre interprétation ne sera donc faite dans les chapitres suivants à l'aide de ce diagnostic.

FIGURE 6.19 – Mesure de l'émission X d'une cible de diamètre de 500 μm

6.3 DIAGNOSTIC D'OMBROSCOPIE À 3ω

L'image de l'ombre de la cible à différents temps nous renseigne sur l'évolution de sa densité électronique. En effet, le trajet du faisceau sonde à travers un plasma est affecté par l'absorption et la réfraction. Ces processus sont dépendants de la densité électronique par l'intermédiaire de l'indice optique $n = \sqrt{1 - n_e/n_c}$ où n_c désigne la densité critique. Le faisceau sonde peut être réfléchi par une densité supérieure à n_c , totalement absorbé par bremsstrahlung inverse ou fortement réfracté pour de forts gradients de densité. Un exemple de résultat est donné figure 6.20.

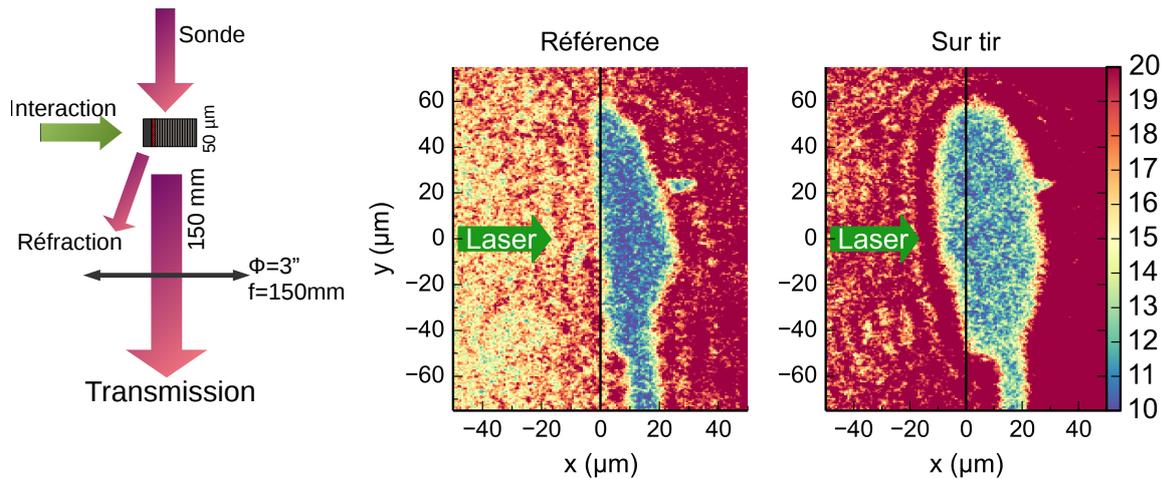


FIGURE 6.20 – À gauche, schéma de principe de l'ombroscopie réalisée lors de la seconde expérience. À droite, exemple d'images obtenues avant et après tir.

Afin d'effectuer une mesure résolue en temps, nous avons utilisé un faisceau sonde d'une durée de 350 fs. Le laser utilisé est de faible énergie et triplé en fréquence ($\lambda = 352 \text{ nm}$). Théoriquement ce laser peut se propager jusqu'à une densité critique de $9.10^{21} \text{ cm}^{-3}$ où il est réfléchi. En pratique, la zone d'ombre mesurée expérimentalement est souvent très sensible à l'absorption et à la réfraction. L'absorption par bremsstrahlung inverse d'une onde électromagnétique peut être estimée par le coefficient d'absorption K_{bi} (Atzeni & Meyer-ter Vehn, 2004) :

$$K_{bi} = \frac{1}{2} \frac{\nu_{ei}(n_c)}{c} \left(\frac{n_e}{n_c} \right)^2 \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}}$$

où $\nu_{ei}(n_c)$ est la fréquence de collision électron-ion à la densité critique, n_e la densité électronique et n_c la densité critique. La longueur caractéristique d'absorption $1/2 K_{bi}$, c'est-à-dire la longueur où l'intensité de l'onde a diminué d'un facteur $1/e$, augmente extrêmement rapidement lorsque la densité diminue. Elle

devient très supérieure à la taille caractéristique de nos plasmas (cible de 50 μm ou 500 μm) dès $n_e < 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (figure 6.21¹⁰).

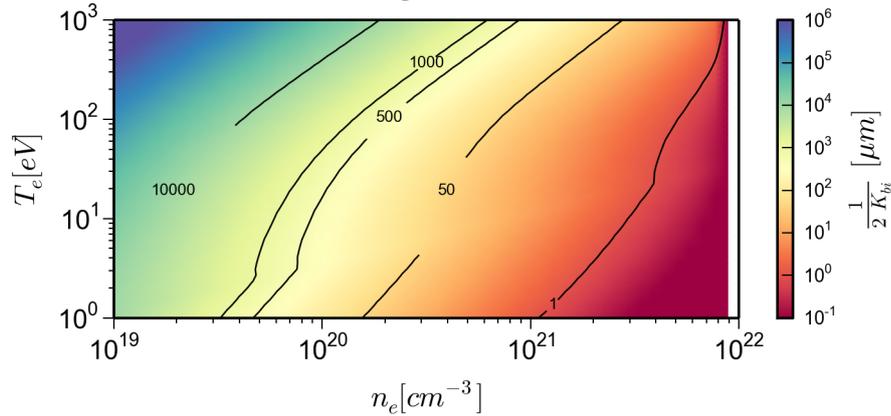


FIGURE 6.21 – Longueur caractéristique d’absorption par bremsstrahlung inverse en fonction de la densité et de la température électronique. Le calcul a été réalisé avec la fréquence de collision de Spitzer pour de l’aluminium et une longueur d’onde $\lambda = 353 \text{ nm}$.

L’absorption laser est donc rapidement négligeable dès que l’on s’éloigne de la densité critique. En revanche, il est difficile de modéliser convenablement l’effet des gradients raides produits pendant nos expériences. Pour reproduire l’image d’ombroscopie en prenant en compte l’absorption et la réfraction dues à la densité, on utilise un programme de *tracé de rayon* réalisé sous python dont le principe est explicité ci-dessous.

Équation des rayons

On cherche à modéliser dans le plan équatorial la déviation des rayons. Nous terminons donc la description de ce diagnostic par la présentation du modèle 2D utilisé pour tracer l’évolution des rayons.

En paramétrant un rayon par son abscisse curviligne s , sa position est définie par $\vec{r}(s)$ et $\vec{u} = \frac{d\vec{r}}{ds}$ définit la tangente au rayon. Avec ce paramétrage, l’équation des rayons de l’optique géométrique s’écrit :

$$\frac{d}{ds} (n(\vec{r}) \vec{u}) = \vec{\nabla} n(\vec{r})$$

En intégrant entre deux positions $i + 1$ et i proches, telles que $\vec{r}_{i+1} = \vec{r}_i + \Delta s \cdot \vec{u}_i$ on trouve :

$$n(\vec{r}_{i+1}) \vec{u}_{i+1} - n(\vec{r}_i) \vec{u}_i = \Delta s \cdot \vec{\nabla} n$$

Soit,

$$\vec{u}_{i+1} = \frac{n(\vec{r}_i)}{n(\vec{r}_{i+1})} \vec{u}_i + \frac{\Delta s}{n(\vec{r}_{i+1})} \cdot \vec{\nabla} n$$

10. Nous utilisons un modèle d’ionisation de Thomas-Fermi et l’ajustement numérique donné par More rappelé dans le livre de [Salzmann, 1988](#) pour calculer l’ionisation de l’aluminium.

En coordonnées cartésiennes, dans le plan (x, y) , on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} r_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2} \\ \vec{u}_i = u_i^x \vec{e}_x + u_i^y \vec{e}_y \\ \alpha_i = \arctan(u_i^y / u_i^x) \end{array} \right. \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} x_{i+1} = x_i + \Delta s \cos \alpha_i \\ y_{i+1} = y_i + \Delta s \sin \alpha_i \\ r_{i+1} = \sqrt{x_{i+1}^2 + y_{i+1}^2} \\ u_{i+1}^x = \frac{n(\vec{r}_i)}{n(\vec{r}_{i+1})} \cos \alpha_i + \frac{\Delta s}{n(\vec{r}_{i+1})} \cdot \left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{\vec{r}_i} \\ u_{i+1}^y = \frac{n(\vec{r}_i)}{n(\vec{r}_{i+1})} \sin \alpha_i + \frac{\Delta s}{n(\vec{r}_{i+1})} \cdot \left. \frac{\partial n}{\partial y} \right|_{\vec{r}_i} \\ \alpha_{i+1} = \arctan(u_{i+1}^y / u_{i+1}^x) \end{array} \right.$$

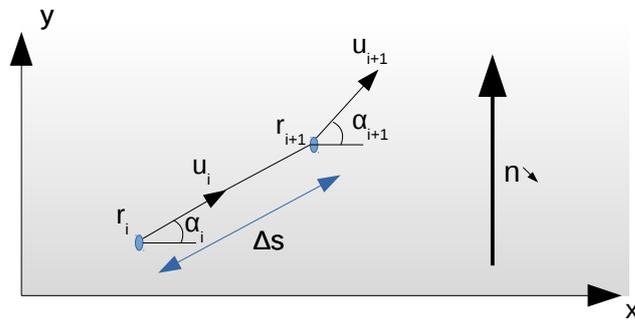


FIGURE 6.22 – Illustration des paramètres d'un tracé de rayon

À partir d'une carte de densité $n_e(x, y)$, on fait progresser pas à pas plusieurs rayons. L'absorption est modélisée par le coefficient de bremsstrahlung inverse présenté. On utilise la fréquence de collision de Spitzer en supposant $Z = 6$ (carbone totalement ionisé en face avant de la cible) et $T_e = 10$ ou 1000 eV uniforme, sans que cela change le résultat. En effet, à cause de la très petite taille des plasmas produits, l'absorption (où intervient T_e) est négligeable dans notre cas, sauf pour les zones très proches de la densité critique. On s'intéresse plus particulièrement aux déviations des rayons dans le gradient de densité.

La figure 6.23 est un exemple que l'on retrouvera lors de notre analyse. La cible solide se situe dans le demi plan $y < 0$, et un gradient de densité sphérique en $\exp[-(\sqrt{x^2 + y^2})/L]$ est présent en face avant de la cible dans le demi plan $y > 0$. Plusieurs rayons parallèles à la direction \vec{x} arrivent de la gauche ($x = -25 \mu\text{m}$). Proche de $y = 0$, les rayons rencontrent une densité très proche de n_c et ils sont totalement absorbés par bremsstrahlung inverse. Lorsque y augmente la densité diminue, les rayons sont de moins en moins défléchis. On observe finalement une zone sans rayons lumineux correspondant à la zone d'ombre. Elle est essentiellement due à la réfraction des rayons dans le gradient de densité exponentiel en face avant.

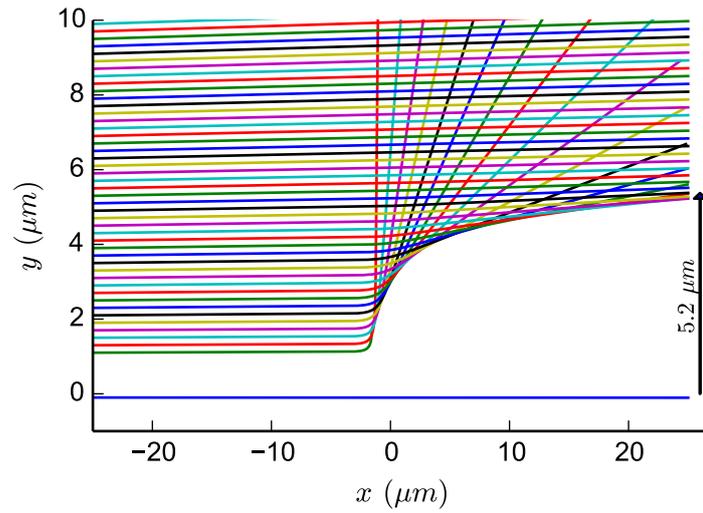


FIGURE 6.23 – Résultat d'un calcul de tracé de rayon modélisant la réfraction dans un gradient de densité $n_e(r) = 6,7 \cdot 10^{23} [\text{cm}^{-3}] \exp(-r/0,5 [\mu\text{m}])$. Pour un faisceau sonde $\lambda_{\text{sonde}} = 0,353 \mu\text{m}$.

On utilisera ce programme pour interpréter les images obtenues à l'aide de ce diagnostic, en prenant également en compte l'angle de collection de la lentille.

Troisième partie

LE CHAUFFAGE ISOCHORE DE CIBLES ENTERRÉES

Les outils numériques exposés dans la première partie vont maintenant être utilisés pour tirer le maximum d'informations des données obtenues par les différents diagnostics présentés dans la partie précédente. Dans cette partie, une première interprétation dans l'approximation homogène et stationnaire permettra d'obtenir des ordres de grandeur des températures et des densités atteintes expérimentalement. Ensuite nous utiliserons la **complémentarité** des codes présentés pour analyser les spectres de *cibles enterrées*. Une méthode d'interprétation est détaillée et a permis de mettre en évidence un scénario possible pour restituer l'ensemble de nos données. Cette **méthode** permet de questionner les processus physiques sur leur importance, leur conséquence et de dégager une description argumentée de l'ensemble de l'évolution du plasma. Cette partie expose, en partant du modèle le plus simple, la construction par étape de cette méthode. Nous commencerons par une description 0D, où le plasma est supposé homogène dans le but de discuter la phase de détente du plasma (ch. 8) c'est-à-dire son évolution temporelle. Ce chapitre sera complété par le chapitre 9 où la prise en compte de l'interaction et du chauffage sera discutée. La prise en compte des gradients spatiaux de température sera évoquée au chapitre 10.

L'APPROXIMATION HOMOGENÈNE ET STATIONNAIRE

Expérimentalement, nous mesurons le spectre d'émission X de la couche K de l'aluminium. Nous souhaitons en déduire les caractéristiques du plasma en reproduisant au mieux les largeurs et les rapports des raies. Pour cela nous avons besoin de modèles reproduisant le rayonnement d'un plasma comme nous l'avons vu dans le chapitre 4. De nombreux codes de physique atomique¹ sont construits pour répondre à la question suivante : *Quelle est l'émission d'un plasma composé d'un élément Z à une unique température T et une unique densité ρ ?*

Ce choix de restituer l'émissivité X d'un plasma par un unique couple (ρ, T) consiste en l'hypothèse la plus simple d'un plasma *homogène* et *stationnaire*. Les paramètres pour définir un plasma dans le cadre de ces modèles sont : la densité, la température électronique, la température ionique² et l'épaisseur du plasma nécessaire pour le calcul de l'intensité des raies d'émission. Comme le spectromètre regarde la cible avec un angle compris entre 27° et 46°, l'épaisseur effective donnée au code de physique atomique a été fixée à 0,72 μm pour une cible de 0,5 μm (cf. page 97).

Dans le cadre de ces hypothèses, nous allons présenter un premier ordre de grandeur des densités et températures atteintes pour les tirs réalisés à ω et 2ω sur des cibles enterrées infinies. Ces cibles, dites **IBL**, sont composées de trois couches (carbone (1 μm , $\rho_0 = 2,25 \text{ g.cm}^{-3}$, coté laser), aluminium (0,5 μm , $\rho_0 = 2,7 \text{ g.cm}^{-3}$), plastique (5 μm , $\rho_0 \cong 1 \text{ g.cm}^{-3}$)) et ont une surface carré de $500 \times 500 \mu\text{m}$.

La comparaison numérique et expérimentale des raies optiquement minces He_β et Ly_β permet d'estimer la densité et la température en affinant au mieux les paramètres (ρ, T) permettant d'ajuster au mieux la largeur et le rapport des raies. On rappelle que la résolution spectrale du Von-Hamos est prise en compte dans toutes les simulations présentées dans cette thèse.

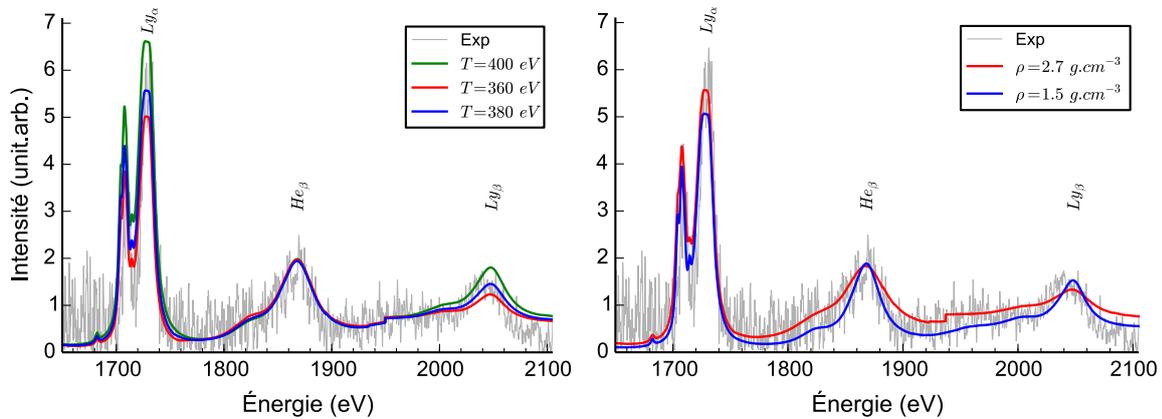
7.1 ANALYSE D'UNE INTERACTION À 1ω

La moyenne des trois tirs obtenus avec des cibles infinies en janvier 2013 est présentée figure 7.1 en gris. La présence de raies hydrogénoïdes est caractéris-

1. Si le nom du code n'est pas précisé, les calculs sont réalisés avec SPECT3D présenté p.76.

2. T_i n'intervient que dans le calcul des élargissements.

tique d'un plasma chaud. En supposant l'ETL, on restitue au mieux le spectre avec les conditions suivantes : $T = 380 \pm 20$ eV et $\rho = 2.1 \pm 0.6$ g.cm⁻³.



(a) Variation en fonction de la température pour une densité fixée à $\rho = 2.1$ g.cm⁻³ (b) Variation en fonction de la densité pour une température fixée à $T = 380$ eV

FIGURE 7.1 – (Cible IBL, tir à 1ω) Détermination de la densité et de la température permettant de restituer la mesure expérimentale avec le modèle monocellulaire de SPECT3D. Les courbes représentent l'intervalle permettant de restituer la mesure. La température est estimée à 380 ± 20 eV et la densité à $2,1 \pm 0,6$ g.cm⁻³.

Ces conditions de hautes densités et hautes températures soulignent la pertinence de la méthode de chauffage par ultra-haute intensité. Afin de souligner également l'importance d'une cible enterrée, la figure 7.2 compare ce résultat avec le tir d'une feuille d'aluminium d'1 μ m d'épaisseur. On observe très nettement des raies plus fines ce qui indique un plasma plus dilué dans le cas d'une feuille mince.

Plus spécifiquement, il faut noter la présence de la raie He γ à 1964 eV. Celle-ci disparaît dans le continuum lorsque la densité augmente et c'est le cas pour une cible enterrée. C'est l'abaissement de potentiel (sec. 4.3.2) qui explique ce phénomène.

De plus, il n'est pas possible d'ajuster à la fois l'ensemble des largeurs ni l'ensemble des ratios. Les rapports He β /He γ et He β /Ly β sont incompatibles par exemple. Cela suggère la présence de gradient de densité et/ou de température.

Cette comparaison met donc clairement en avant l'importance d'une cible convenablement enterrée pour confiner l'élément d'intérêt et obtenir un plasma le plus dense et homogène possible.

Le dimensionnement de nos cibles semble satisfaisant pour que la densité reste proche du g.cm⁻³ malgré l'interaction à 1ω où un éclairage de type ASE peut perturber la cible avant l'interaction. Dans un souci de maîtrise des conditions d'irradiation, nous avons par la suite choisi de doubler l'impulsion en fréquence.

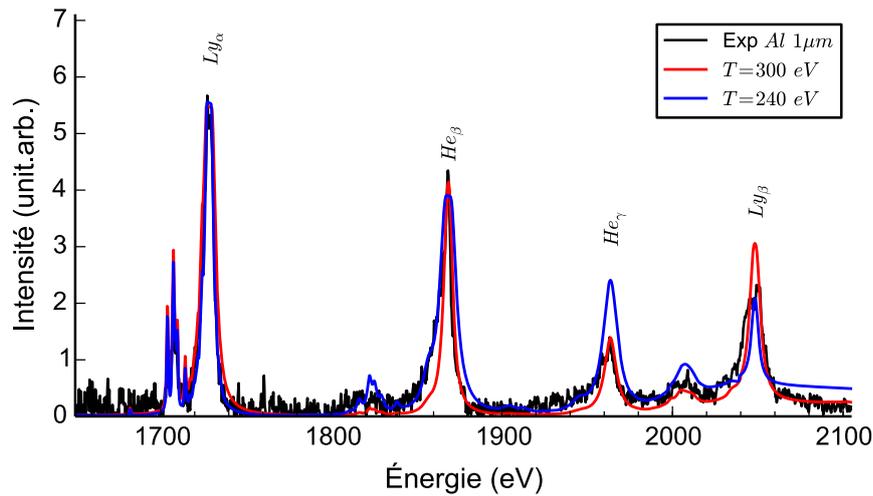


FIGURE 7.2 – (Cible Al $1\ \mu\text{m}$, tir à 1ω) Pour comparaison, spectre d'un tir sur une feuille d'aluminium d'épaisseur $1\ \mu\text{m}$. Les calculs sont donnés à une densité de $0,1\ \text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ et aux températures $240\ \text{eV}$ et $300\ \text{eV}$.

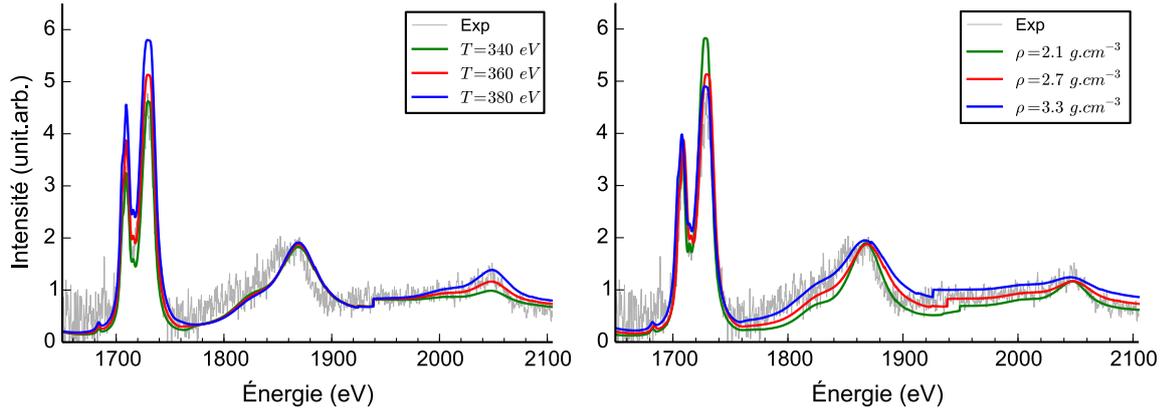
7.2 ANALYSE D'UNE INTERACTION À 2ω

Considérons maintenant et de la même manière, la moyenne des trois tirs sur cibles infinies obtenus après doublage en fréquence (fig. 7.3).

À l'équilibre thermodynamique local

Supposons tout d'abord l'ETL. La figure 7.3 illustre les conditions de densité et de température qui permettent de restituer le spectre : $T = 360 \pm 20\ \text{eV}$ et $\rho = 2.7 \pm 0.6\ \text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$. On montre ici en passant de $2,1\ \text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ à $2,7\ \text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ qu'il y a un intérêt à travailler à 2ω même avec des cibles enterrées derrière $1\ \mu\text{m}$ de carbone.

Nous avons vu que l'ETL est un modèle d'équilibre statistique simple favorisé par les hautes densités, une forte température contribuant au contraire à s'en éloigner. Ici, à haute densité et forte température, il n'est pas évident de considérer cet équilibre, la densité électronique calculée à $6,6 \cdot 10^{23}\ \text{cm}^{-3}$ est de l'ordre des limites données p.70 ($n_e \gg 10^{23}\ \text{cm}^{-3}$). Il est donc pertinent de considérer un modèle collisionnel-radiatif.



(a) Variation en fonction de la température pour une densité $\rho = 2.7 \text{ g.cm}^{-3}$ (b) Variation en fonction de la densité pour une température $T = 360 \text{ eV}$

FIGURE 7.3 – (Cible IBL, tir à 2ω) Détermination de la densité et de la température permettant de restituer la mesure avec SPECT3D. La température est estimée à $360 \pm 20 \text{ eV}$ et la densité à $2,7 \pm 0,6 \text{ g.cm}^{-3}$ dans l'hypothèse ETL.

Écart à l'équilibre thermodynamique local

La figure 7.4 représente les deux meilleurs ajustements réalisés dans le modèle homogène et stationnaire à l'ETL ou avec un modèle collisionnel-radiatif HETL. À partir des meilleurs ajustements donnés par la méthode des moindres carrés, les conditions de densité et de température qui permettent de restituer le spectre sont respectivement ($T = 360 \text{ eV}$, $\rho = 2,7 \text{ g.cm}^{-3}$) à l'ETL et ($T_e = T_i = 380 \text{ eV}$, $\rho = 2,7 \text{ g.cm}^{-3}$) HETL. La différence se traduit par un écart en température de 20 eV qui reste dans les barres d'erreur de nos mesures. Ces conditions ne sont donc pas suffisantes pour atteindre la limite ETL théorique réalisée lorsque les processus collisionnels sont nettement dominants, cependant l'écart dans l'analyse reste faible. Le plasma est très légèrement HETL dans ces conditions de densité et température élevées.

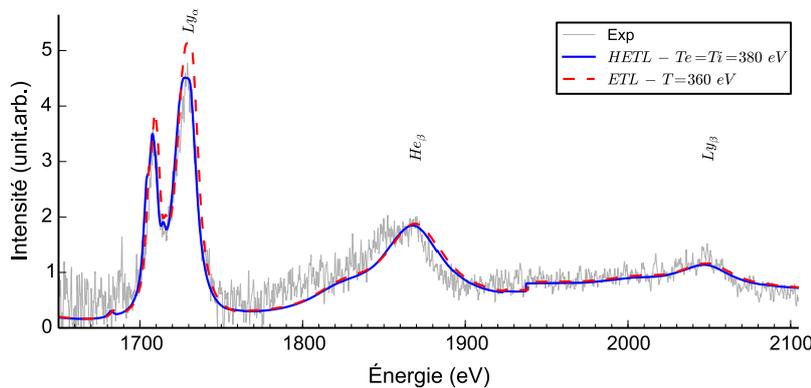


FIGURE 7.4 – Comparaison du calcul selon l'équilibre thermodynamique local ou le modèle collisionnel-radiatif. Les deux spectres sont calculés pour une densité solide de $2,7 \text{ g.cm}^{-3}$ (SPECT3D).

7.3 EFFETS DES HAUTES DENSITÉS SUR LE SPECTRE DE COUCHE K

7.3.1 Largeur Stark et écrantage électronique

En regardant plus en détails les calculs visant à reproduire le spectre mesuré, il est possible de discuter de phénomènes physiques caractéristiques des hautes densités : l'élargissement Stark et l'écrantage électronique, tous deux mis en évidence sur la figure 7.5 par le code OPAS où il a été possible de faire les modifications évoquées ci dessous.

La partie basse énergie de la raie $\text{He}\beta$ est difficile à restituer. Elle se compose d'un palier entre 1800 et 1830 eV qui n'apparaît pas clairement dans les simulations. Pour aider cela, la prise en compte des effets Stark à l'ensemble des configurations électroniques a été ajoutée au code OPAS. Comme illustré sur la figure 7.5, la prise en compte de l'effet Stark est essentielle (7.5a) et un modèle complet améliore la prise en compte du palier à 1825 eV par rapport à un modèle simple calculant l'effet Stark seulement pour les raies de résonance (7.5b).

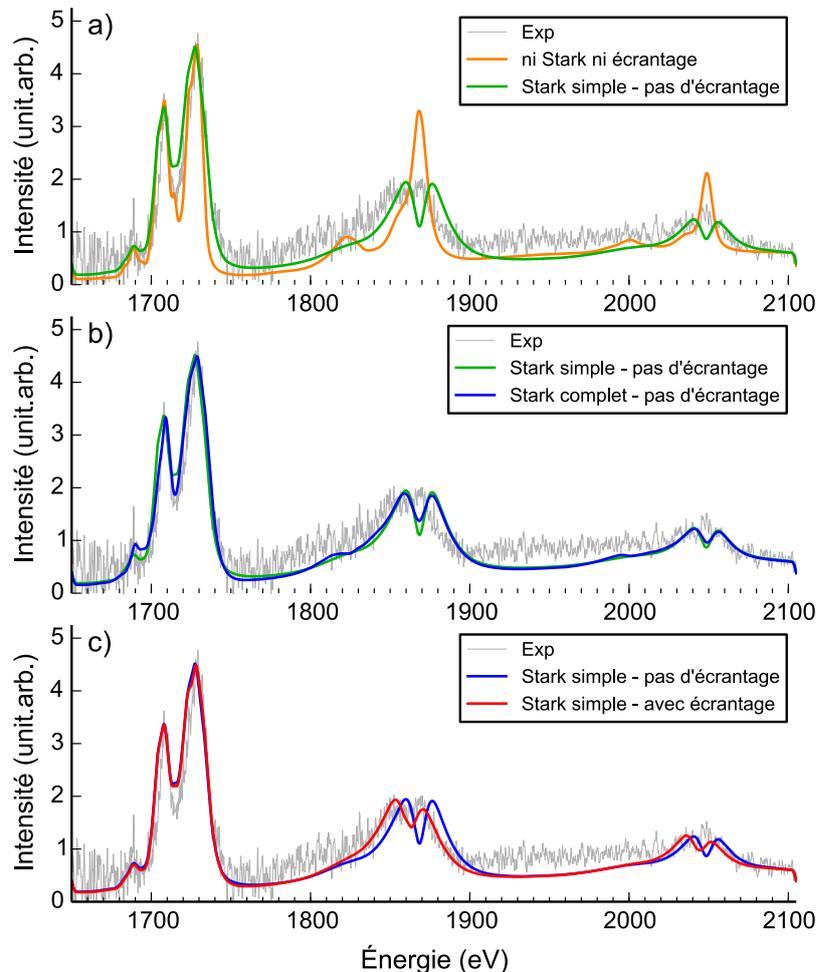


FIGURE 7.5 – Prise en compte des différents effets liés aux hautes densités dans le code OPAS : conditions $T_e = 370 \text{ eV}$ et $\rho = 2,7 \text{ g.cm}^{-3}$.

Par ailleurs à haute densité, l'ensemble des électrons joue un rôle d'écrantage qui modifie la position des niveaux d'énergie. La position de la raie héliumoïde est ici perturbée à cause de cela. En utilisant un modèle constitué d'un fond uniforme d'électrons lors du calcul des niveaux d'énergie dans `OPAS`, il est possible de restituer le décalage de 6 eV observé sur la He_β par rapport aux raies hydrogénoïdes (7.5c). Ce modèle serait à améliorer à plus haute densité pour décrire une polarisation des électrons proches du noyau par exemple. Ces effets ne sont pas pris en compte dans les autres codes utilisés dans cette thèse, ce qui explique la position légèrement décalée de la raie He_β pour les calculs présentés avec `SPECT3D` ou `FLYCHK`.

7.3.2 Largeur de raie pour $T_i \ll T_e$ à haute densité

À haute densité, l'influence des particules les unes sur les autres participe à l'élargissement des raies. L'effet Stark³ quasi-statique décrit l'influence des ions, et l'élargissement collisionnel décrit la perturbation électronique, ces effets se caractérisant par leur proportionnalité à la densité ionique et électronique. À haute densité, il arrive que la prise en compte des corrélations entre particules soit nécessaire. `SPECT3D` ne prend pas en compte la température ionique dans le cadre de l'effet quasi-statique, par conséquent le code `OPAS` sera utilisé pour mettre en évidence cet effet. La figure 7.6 met en évidence que la température ionique joue un rôle dans la largeur des raies dans notre cas. Cette figure montre plusieurs simulations `HETL`, à densité solide et à température électronique fixée à 380 eV. La densité seule ne permet pas d'expliquer la largeur des raies : l'élargissement nécessite également une température ionique au moins supérieure à 200 eV afin que le paramètre de couplage ionique soit de l'ordre de l'unité et que les effets de corrélation ionique³ ne réduisent plus l'élargissement.

$$\begin{aligned}\Gamma_{ii} \left(T = 50 \text{ eV}, \rho = 2.7 \text{ g.cm}^{-3} \right) &\approx 22 \\ \Gamma_{ii} \left(T = 200 \text{ eV}, \rho = 2.7 \text{ g.cm}^{-3} \right) &\approx 5\end{aligned}$$

Ici la largeur des raies nous impose *à la fois* une température et une densité élevée⁴.

Ces effets montrent la possibilité de travailler sur des problématiques spécifiques aux hautes densités. Le schéma expérimental est ainsi prometteur pour l'étude de la physique atomique des plasmas denses et chauds. Cependant, il faut prendre conscience du risque d'oublier la nécessité d'une description complète

3. Voir page 73.

4. Baisser la densité ou baisser la température ionique montrent un effet comparable : la diminution de la largeur des raies. À des hautes densités et lorsque $T_i \ll T_e$, la largeur des raies dépend principalement de l'effet Stark qui peut faire intervenir *à la fois* la densité (n_e) et la température ionique (T_i).

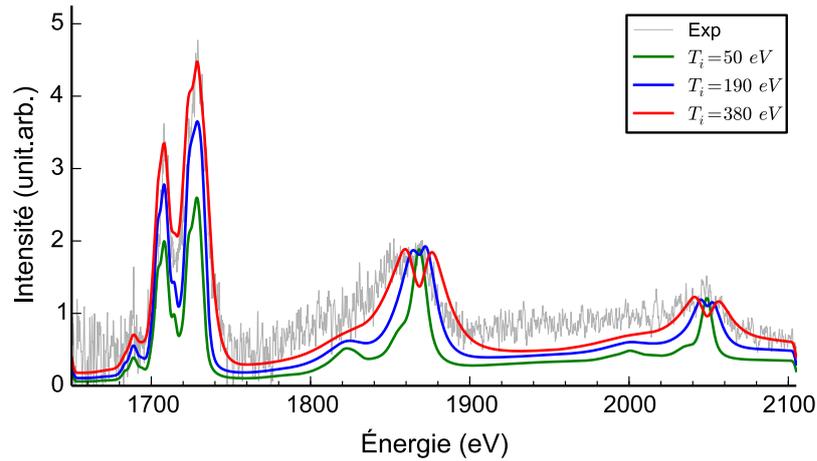


FIGURE 7.6 – (OPAS) Effet de la température ionique sur la restitution d'un spectre expérimental. Les simulations sont réalisées hors ETL, à $\rho = 2.7 \text{ g.cm}^{-3}$ et $T_e = 380 \text{ eV}$.

du plasma. Que dire des températures et densités estimées par cette méthode si le plasma extrêmement chaud n'est ni homogène ni stationnaire pendant la mesure ? Le laser, responsable de l'interaction, ne dure que 350 fs et est focalisé sur $5 \mu\text{m}$, il existe inéluctablement des gradients au sein de la cible qui se détend et se refroidit pendant toute la durée d'émission.

CONCLUSIONS

Résumé des résultats expérimentaux

L'ensemble des tirs réalisés avec une interaction 2ω a été analysé de cette manière (interprétation avec un unique couple $(\rho, T_e = T_i)$). La densité obtenue est systématiquement dans l'intervalle $\rho = 2.7 \pm 0.6 \text{ g.cm}^{-3}$. La figure 7.7 illustre les températures moyennes obtenues pour chaque tir. Les conditions déduites par cette interprétation sont relativement reproductibles tir à tir, quelque soit la géométrie de la cible (grande cible IBL ou cible réduite RMT) et la position du spectromètre, face avant en janvier 2013 et face arrière en décembre 2013.

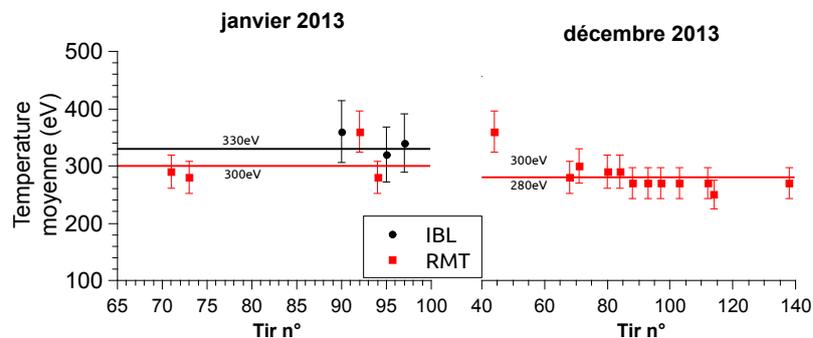


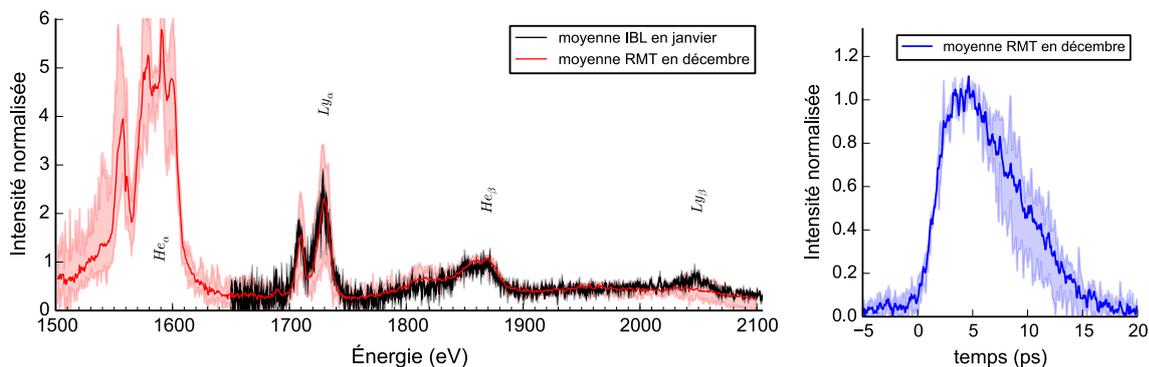
FIGURE 7.7 – Analyse de l'ensemble des résultats des deux expériences pour les cibles infinies en noir et les cibles de taille réduite en rouge.

Cependant on observe une légère diminution de la température entre les deux campagnes. Nous verrons chapitre 9 une possible explication à cette tendance. Pour la suite de l'analyse, nous allons utiliser les spectres moyens de chaque campagne, normalisés au maximum de la raie He_β (figure 7.8a).

Dans un premier temps, nous détaillerons dans les prochains chapitres l'analyse du spectre moyen obtenue après interaction sur cible IBL et mesuré lors de la première expérience (courbe noire) : ce spectre correspond aux tirs les plus chauds réalisés. Afin de caractériser le plasma en densité et température, nous nous focaliserons sur la gamme spectrale 1750 – 2100, car cela correspond à une gamme spectrale optiquement fine pour nos conditions, comme expliqué au chapitre 4.

Nous utiliserons dans un second temps, le spectre moyen de la deuxième expérience (courbe rouge), plus riche par la présence de la raie He_α et de ses satellites dont nous discuterons au chapitre 10.

La mesure de la durée d'émission n'a pas été possible pour chaque tir mais nous verrons que malgré des barres d'erreur non-négligeable tir à tir, cette mesure apporte une forte plus-value. Nous utilisons dans tout ce manuscrit le profil temporel moyen présenté sur la figure 7.8b.



(a) Comparaison d'un tir de janvier (IBL - spectromètre face avant) et de décembre 2013 (RMT - spectromètre face arrière) (b) Durée d'émission moyenne sur les résultats de la deuxième campagne expérimentale.

FIGURE 7.8 – (tir à 2ω) Présentation des moyennes utilisées dans la suite de l'analyse. Les zones pâles représentent la variabilité des spectres tir à tir. L'origine des temps sur la figure b. a été choisi arbitrairement au pied de la montée en intensité.

Résumé de l'analyse en plasma homogène et stationnaire

Dans l'hypothèse d'un plasma *homogène* et *stationnaire*, notre analyse pour restituer le spectre expérimental montre la présence d'un plasma de haute densité

et température. L'enterrement de la couche d'intérêt et le doublage en fréquence favorisent le chauffage à densité solide. La meilleure restitution par des simulations suggère une densité proche du solide ($2,7 \text{ g.cm}^{-3}$) pour une température de l'ordre de 370 eV. Malgré une densité égale à la densité du solide, un léger écart à l'ETL est présent : $\Delta T_{\text{HETL/ETL}} \approx 5\%$.

Comme le profil spectral en couche K du plasma est ici restituée en supposant un unique couple (ρ, T) , c'est-à-dire un plasma homogène et stationnaire, il est difficile de définir clairement ce que sont les ordres de grandeur issus de cette analyse. Toutes les indications apportées ici sont sans doute des *moyennes* sur l'évolution hydrodynamique de la cible puisque le plasma va se détendre et se refroidir jusqu'à ne plus émettre.

La meilleure restitution des spectres expérimentaux à 2ω dans l'hypothèse homogène et stationnaire donne :

$$\begin{aligned} \text{À l'ETL} & : T_{e,i} = 360 \pm 20 \text{ eV} & \rho = 2.7 \pm 0,6 \text{ g.cm}^{-3} \\ \text{Hors ETL} & : T_{e,i} = 380 \pm 20 \text{ eV} & \rho = 2.7 \pm 0,6 \text{ g.cm}^{-3} \end{aligned}$$

PRISE EN COMPTE DE LA DÉTENTE HYDRODYNAMIQUE

Nous avons vu précédemment la possibilité, étonnement aisée, de restituer l'ensemble des 3 raies de l'aluminium par un unique couple (ρ, T) . L'avantage d'une description extrêmement simple de la partie hydrodynamique est d'estimer rapidement une température moyenne et de pouvoir utiliser la plupart des codes de physique atomique. Cependant l'hypothèse d'un plasma stationnaire ne peut pas être satisfaisante. En effet, on s'attend à ce qu'un plasma de plusieurs centaines d'électron-volts se détende rapidement.

Nous verrons que la mesure de la durée d'émission de la raie He_β vient confirmer cette évolution rapide du plasma. Cette évolution suggère un chauffage et un refroidissement sur des temps de quelques dizaines de picosecondes. Nous allons prendre en compte une évolution temporelle de la température et évaluer son impact sur la reproduction du profil spectral.

Après avoir précisé la méthode utilisée dans ce chapitre, nous détaillerons le lien entre le calcul hydrodynamique et les mesures expérimentales. Nous verrons que cela nuance la manière dont le spectre intégré en temps présenté jusqu'à présent a été compris. Ce chapitre prolongera les discussions sur la caractérisation en termes de densité, de température et d'équilibre thermodynamique.

`SPECT3D` permet une utilisation comme post-processeur d'une évolution hydrodynamique et sera ici utilisé pour simuler l'émission au cours du temps d'une unique cellule d'aluminium.

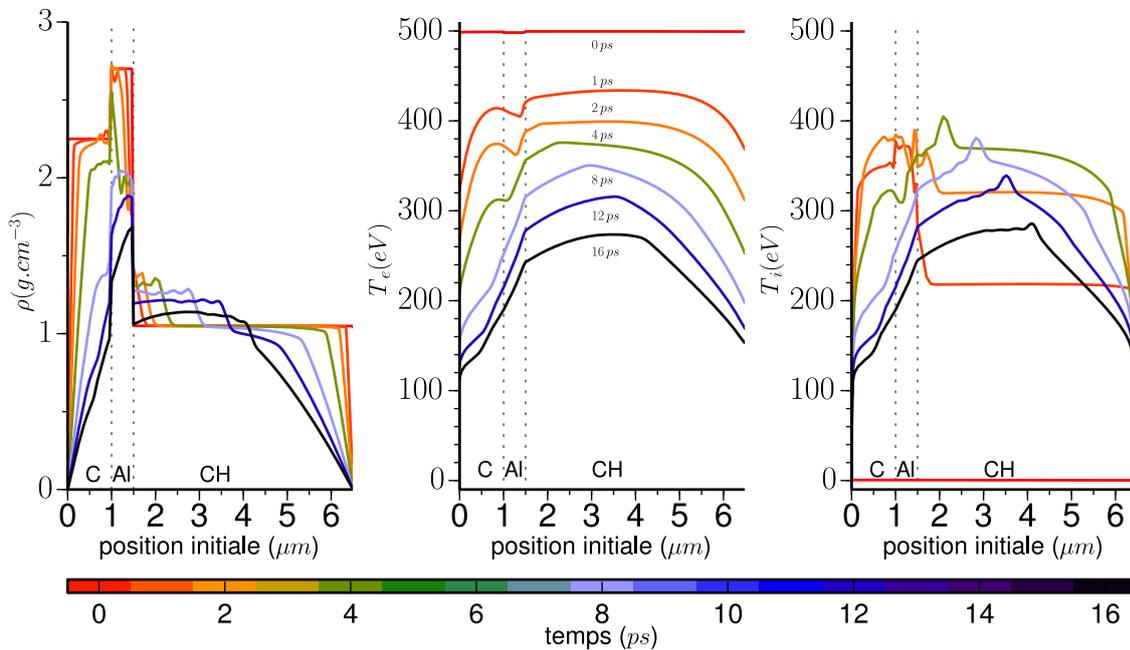
8.1 MÉTHODE

Décrivons tout d'abord la méthode utilisée. Comme le chauffage à ultra-haute intensité n'est pas décrit par le code hydrodynamique utilisé, le chauffage est considéré pour le moment comme immédiat et homogène au sein de la cible. Ce chauffage concerne particulièrement les électrons, la température ionique étant laissée à 300 K initialement¹. La cible tri-couche carbone / aluminium / plastique est ainsi initialisée en 1D dans `MULTI` à densité solide et avec une température électronique élevée. Le code permet ensuite de simuler la libre détente de cette cible initialement chauffée.

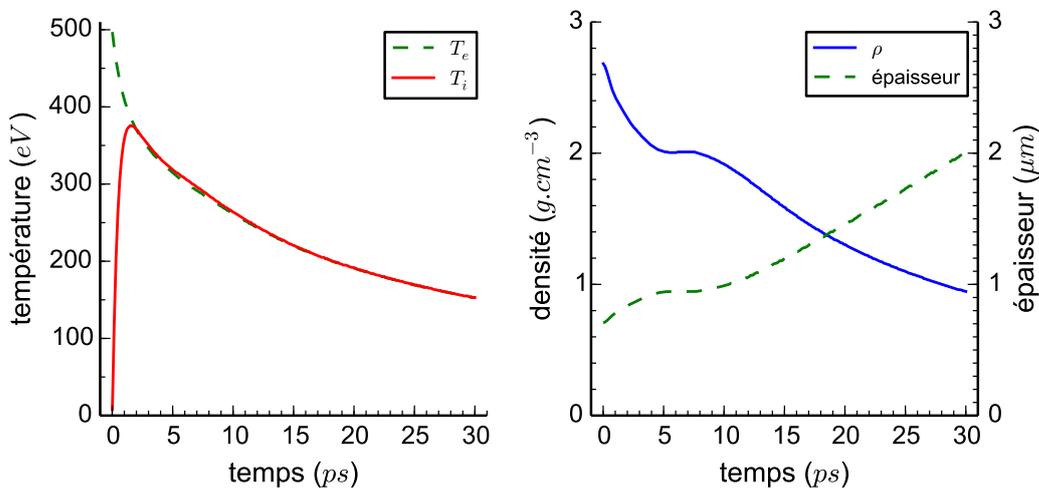
Avec cette méthode et dans l'hypothèse d'un chauffage isochore, il n'y a qu'un

1. Il est probable que T_i augmente pendant le dépôt d'énergie, nous en discutons par la suite.

seul paramètre hydrodynamique disponible avant de lancer un calcul : la température électronique initiale.



(a) Évolution en temps de la densité massique (à gauche), de la température électronique (au centre) et de la température ionique (à droite) au sein de la cible 1D composée des 3 couches : carbone, aluminium et plastique. La cible à la densité du solide est initialisée avec $T_e = 500$ eV, $T_i = 300$ K.



(b) Conditions hydrodynamiques moyennées le long de l'épaisseur de la couche d'aluminium. Ces conditions sont fournies aux codes de physique atomique pour calculer le spectre d'émission à chaque pas de temps. L'épaisseur fournie au code de physique atomique tient compte de l'angle de vue du diagnostic, l'épaisseur de la couche d'aluminium est donc initialement de $0.72 \mu\text{m}$.

FIGURE 8.1 – Évolution hydrodynamique (MULTI)

La figure 8.1a représente l'évolution de la température électronique, de la température ionique et de la densité en fonction du temps et de l'espace dans le cas d'une initialisation $T_e = 500$ eV pour toute la cible. On observe la détente des couches externes dans le vide ainsi que celle de l'aluminium dans les couches périphériques avec formation de chocs aux interfaces.

On s'intéresse dans ce chapitre à l'évolution temporelle des conditions moyennes dans l'élément d'intérêt (Al). La figure 8.1b représente, en fonction du temps, les paramètres hydrodynamiques moyennés au sein de la couche d'aluminium. Il faut noter la rapidité de la thermalisation électron-ion (~ 3 ps) calculée par le modèle de Lee-More dans le cas présent. Soulignons également, en regardant l'évolution de la densité, l'intérêt de l'enterrement de l'aluminium par la présence d'un plateau entre 5 et 10 picosecondes permettant de maintenir une densité plus élevée par rapport à une détente adiabatique.

Dans ce chapitre, ce sont ces conditions moyennées le long de l'épaisseur de l'aluminium qui sont fournies au post-processeur de physique atomique (FLYCHK ou SPECT3D). Ces codes utilisent les grandeurs suivantes pour chaque pas de temps : n_i , T_e , T_i , taille et vitesse. Dans la description hydrodynamique et comme le laser est en incidence normale, l'épaisseur de la cible 1D dans MULTI est l'épaisseur réelle ($0,5 \mu\text{m}$). En revanche, à chaque pas de temps, l'épaisseur vue par le spectromètre est projetée sur la direction de la mesure. On choisit un angle effectif de 46° comme dans le chapitre précédent².

8.2 EFFET DU CALCUL HYDRODYNAMIQUE SUR LE SPECTRE CALCULÉ

Dans un premier temps supposons un équilibre ETL à chaque pas de temps, afin de mettre en évidence la sensibilité du spectre aux hypothèses hydrodynamiques. La figure 8.2 illustre le résultat du calcul d'un spectre résolu en temps.

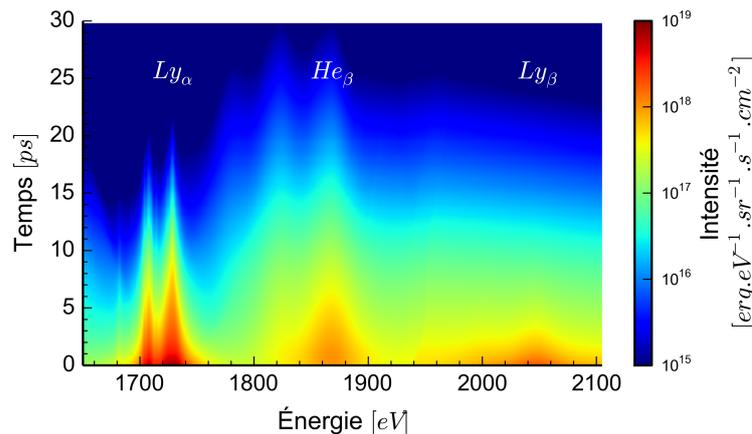


FIGURE 8.2 – Calcul d'un spectre résolu en temps réalisé sur SPECT3D, dans les conditions de la figure 8.1b.

2. Nous expliquons ce choix page 97.

Au delà d'une vingtaine de picosecondes l'intensité de la couche K a diminué de plus de 99%. Il est intéressant de garder à l'esprit que cela correspond à une température d'environ 200 eV, d'après l'évolution hydrodynamique 8.1b. À l'aide de cette remarque, nous allons discuter ici la notion de température et de densité moyenne estimées à partir d'un spectre de couche K intégré en temps.

NOTION DE TEMPÉRATURE MOYENNE DIAGNOSTIQUÉE PAR LE SPECTRE DE COUCHE K

On cherche ici à faire un lien avec l'analyse sans évolution temporelle du chapitre précédent, à la lumière de cette évolution temporelle. Les valeurs *moyennes en temps* déterminées par l'analyse du chapitre précédent ont elles un sens ?

Une première façon de déterminer une moyenne temporelle est le cas assez simple suivant :

$$\langle T_e \rangle_{\tau_f} = \frac{\int_0^{\tau_f} T_e(t) dt}{\tau_f}$$

Cette moyenne est tracée en rouge sur la figure 8.3b selon le choix de la borne τ_f . On comprend bien que le choix d'une borne d'intégration τ_f n'a pas de sens, car plus on attend dans le temps, plus il y a des zones froides et plus la moyenne va être faible. Cette notion de moyenne temporelle *simple* n'est donc pas adaptée pour définir une température moyenne *associée* à la mesure d'un spectre intégré en temps.

Une autre possibilité est la réalisation d'une moyenne pondérée par l'intensité spectrale, la figure 8.3a illustre en effet que les zones froides participent nettement moins à l'intensité totale. Cette figure trace l'intensité intégrée spectralement de 1650 à 2100 eV en fonction de la température correspondant à chaque pas de temps de l'évolution hydrodynamique. L'évolution en densité a peu d'effet et c'est le refroidissement qui est responsable de la chute du niveau d'émission.

La moyenne pondérée tend vers une valeur finie et est définie par :

$$\langle T_e \rangle_{\tau_f} = \frac{\int_0^{\tau_f} T_e(t) I(T_e(t)) dt}{\int_0^{\tau_f} I(T_e(t)) dt}$$

où $I(T_e)$ est l'intensité spectrale totale de la couche K en fonction de la température (tracée figure 8.3a).

Cette moyenne est tracée en bleu sur la figure 8.3b. On observe alors qu'en tenant compte des faibles contributions des zones froides, la moyenne tend vers une limite aux temps longs :

$$\langle T_e \rangle_{30 \text{ ps}} \approx \langle T_e \rangle_{\tau_f \rightarrow \infty} \approx 350 \text{ eV}$$

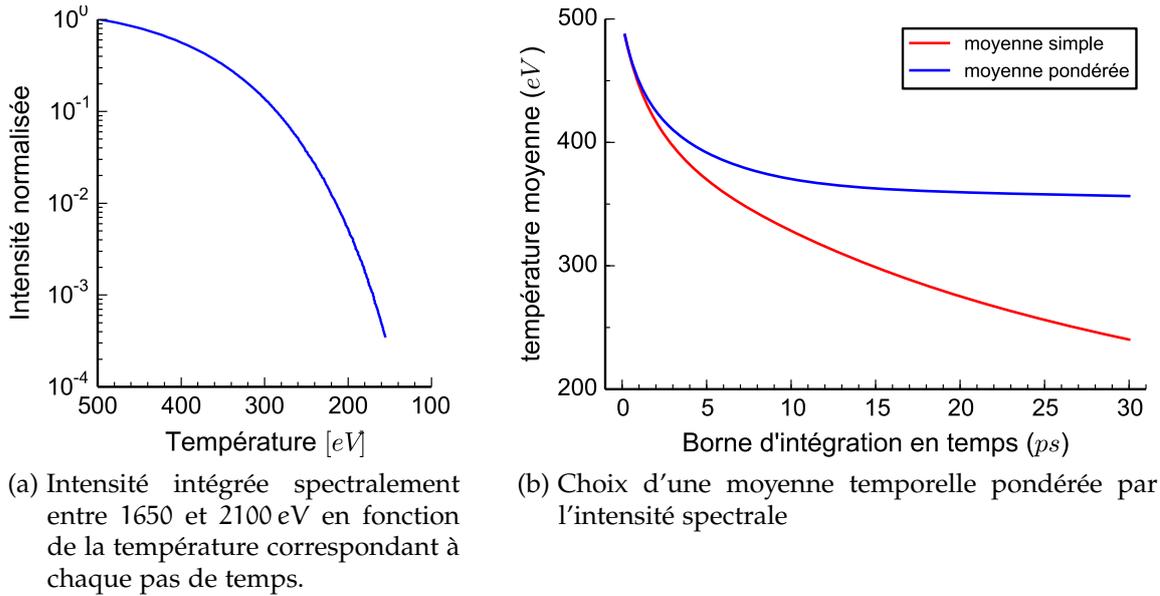


FIGURE 8.3 – Prise en compte de la sensibilité de la gamme spectrale observée à la température dans la définition d'une valeur moyenne.

On comprend alors que le choix de la borne d'intégration τ_f n'est plus si important, il suffit de tenir compte de l'ensemble des points participant significativement au spectre. La valeur moyenne de notre évolution sur 30 ps donne 350 eV. C'est très proche de la température moyenne estimée avec notre analyse dans le chapitre précédent : 360 ± 20 eV.

Le même raisonnement sur la densité :

$$\langle \rho \rangle_{\tau_f} = \frac{\int_0^{\tau_f} \rho(t) I(T_e(t)) dt}{\int_0^{\tau_f} I(T_e(t)) dt} \xrightarrow{\tau_f = \infty} 2,2 \text{ g.cm}^{-3}$$

permet d'obtenir une densité moyenne de $2,2 \text{ g.cm}^{-3}$ bien plus élevée qu'une moyenne simple ($1,6 \text{ g.cm}^{-3}$) mais moins proche des estimations obtenues dans le chapitre précédent ($2,7 \text{ g.cm}^{-3}$).

Les conditions moyennes estimées à partir d'analyse sans évolution temporelle dans le chapitre précédent ne donnent donc pas d'indications directes sur les paramètres hydrodynamiques moyens du plasma. Les zones de différentes températures ou densités apportent des contributions variables. Autrement dit une mesure seule d'un spectre de couche K intégré temporellement est insuffisante.

INTÉGRATION DU SPECTRE RÉSOLU EN TEMPS

Retournons maintenant à notre spectre calculé résolu en temps (fig. 8.2) et regardons ce que donne l'intégration de l'émission durant 30 picosecondes (fig.

8.4). En choisissant à $t = 0$ ps les températures $T_e(t = 0) = 500 \pm 40$ eV et $T_i(t = 0) = 300$ K comme nous l'avons fait, nous trouvons un bon accord avec la mesure expérimentale. La décroissance de l'intensité de la raie He_β est de plus cohérente, c'est à dire que la recombinaison du plasma est compatible avec la détente et le refroidissement hydrodynamique modélisé. Aux tout premiers instants, le calcul de la durée d'émission montre une augmentation de l'intensité. Lors du refroidissement, la population hydrogénoïde se recombine et l'augmentation de la population héliumoïde explique une augmentation de l'émissivité dans la gamme 1800 – 1900 eV.

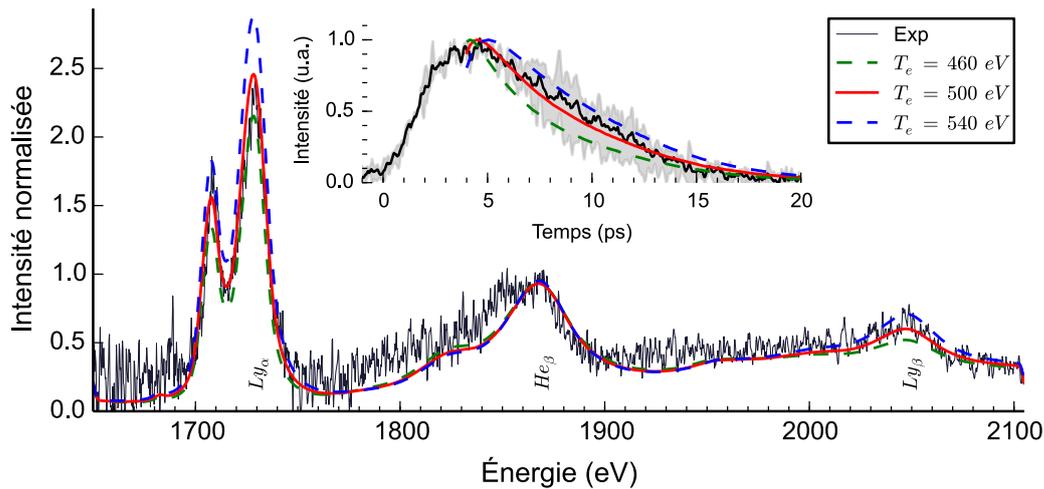


FIGURE 8.4 – (Cible IBL, tir à 2ω) Meilleures restitutions dans l'hypothèse ETL. T_e varie à densité et T_i fixés ($\rho = 2,7$ g.cm $^{-3}$, $T_i = 300$ K)

La prise en compte de la détente permet d'obtenir un scénario plus crédible et plus complet que l'approximation stationnaire précédente. On comprend bien que la température obtenue en analysant le spectre par un simple couple (ρ, T) est une température *moyenne* qu'il n'est pas évident de relier aux conditions hydrodynamiques comme nous l'avons vu.

Il est plus surprenant en revanche, de remarquer que l'évolution temporelle en densité permet de reproduire les largeurs de raies alors que la densité obtenue par une analyse sans évolution temporelle est extrêmement proche de la densité initiale. Il semblerait que les largeurs de raies soient, dans notre analyse, fortement déterminées par les premiers pas de temps où à la fois la température et la densité sont les plus fortes. La densité élevée définit la largeur maximale alors que les températures élevées produisent un fort rayonnement et imposent une forte pondération lors de l'intégration sur les 30 picosecondes.

À partir de cette analyse prenant en compte une détente hydrodynamique, il est intéressant de regarder l'influence de deux des mécanismes responsables du refroidissement : le rayonnement et les collisions électron-ion.

Les pertes radiatives

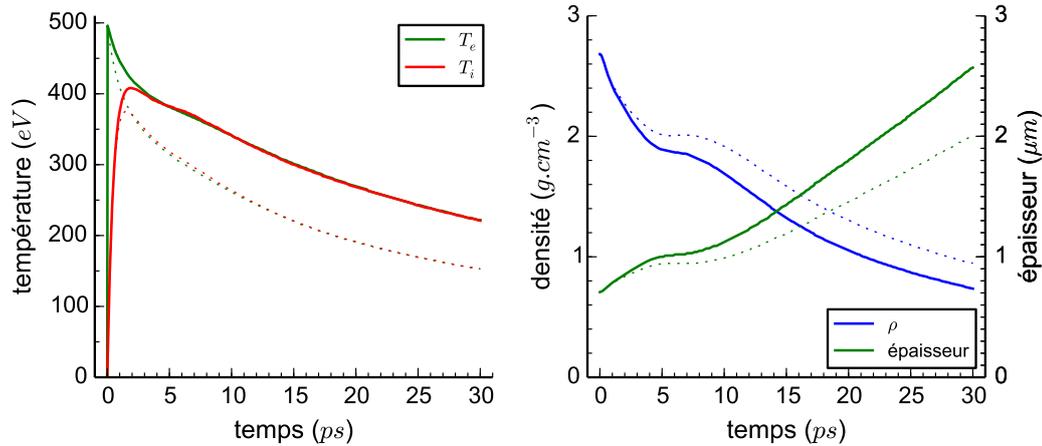


FIGURE 8.5 – Conditions hydrodynamiques moyennes au sein de la couche d'aluminium. Les simulations en traits pleins illustrent le cas *sans pertes radiatives*, le plasma est alors beaucoup plus chaud pendant toute la durée de la simulation et se détend légèrement plus vite. Les courbes en pointillés rappellent pour comparaison le cas précédent (avec pertes radiatives).

La comparaison d'un calcul sans tenir compte du rayonnement dans la simulation MULTI (figure 8.5) montre qu'une composante prédominante dans le refroidissement de la cible est la perte d'énergie par rayonnement malgré un matériau de Z relativement faible ($Z = 13$). Sans effets radiatifs, le plasma reste plusieurs dizaines d'électron-volts plus chaud pendant toute la simulation et se détend plus rapidement.

Il est surprenant de remarquer que le fait de ne pas prendre en compte le rayonnement n'a qu'un impact limité sur la forme du spectre intégré en temps et normalisé afin de comparer les rapports des raies.

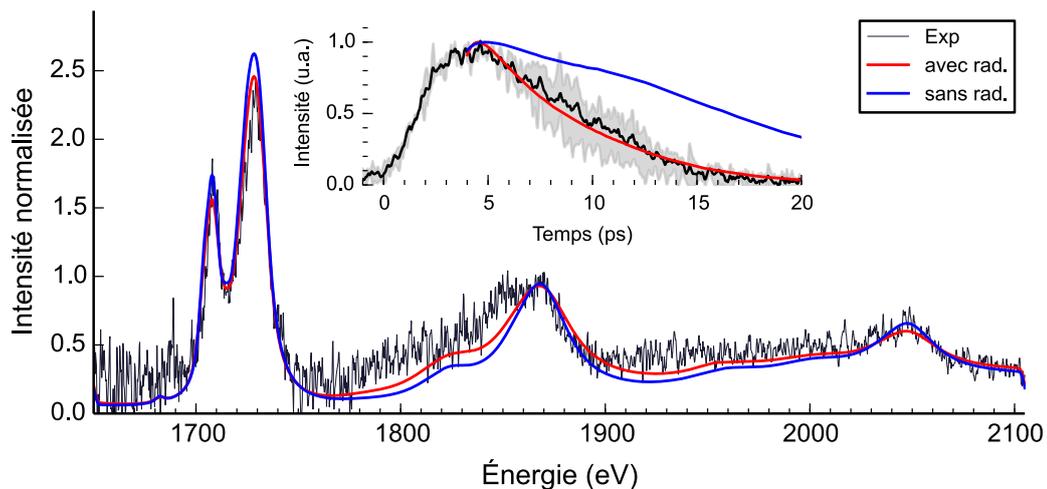


FIGURE 8.6 – Comparaison des cas avec et sans tenir compte des effets radiatifs dans l'évolution hydrodynamique où $T_e(t = 0) = 500$ eV et $T_i(t = 0) = 300$ K.

Les gammes de température parcourues pendant la détente sont proches pour les deux simulations, l'intégration temporelle nous montre une moyenne identique et ne permet pas de distinguer l'un ou l'autre cas. En revanche, le temps nécessaire pour se refroidir est plus long sans effets radiatifs. C'est pour cela que le temps d'émission augmente très fortement et rend le résultat incompatible avec les mesures de durée d'émission de la $\text{He}\beta$ réalisées (encart fig. 8.8).

Le refroidissement radiatif dans ce type de plasma est donc très important dans l'évolution du plasma mais sa présence n'impacte pas forcément la mesure intégrée en temps et normalisée en intensité du spectre de couche K d'aluminium.

Choix d'un modèle de collision

Dans les premières picosecondes, on observe (fig.8.1b) une forte décroissance de T_e et une montée en température des ions. Cette relaxation électron-ion est pilotée par le modèle collisionnel choisi : elle est une cause importante du refroidissement de la population électronique dans les premiers instants. Afin d'estimer l'influence de cette relaxation nous avons réalisé une simulation où $T_i(t=0) = T_e(t=0) = 500$ eV afin de supprimer la perte d'énergie par relaxation.

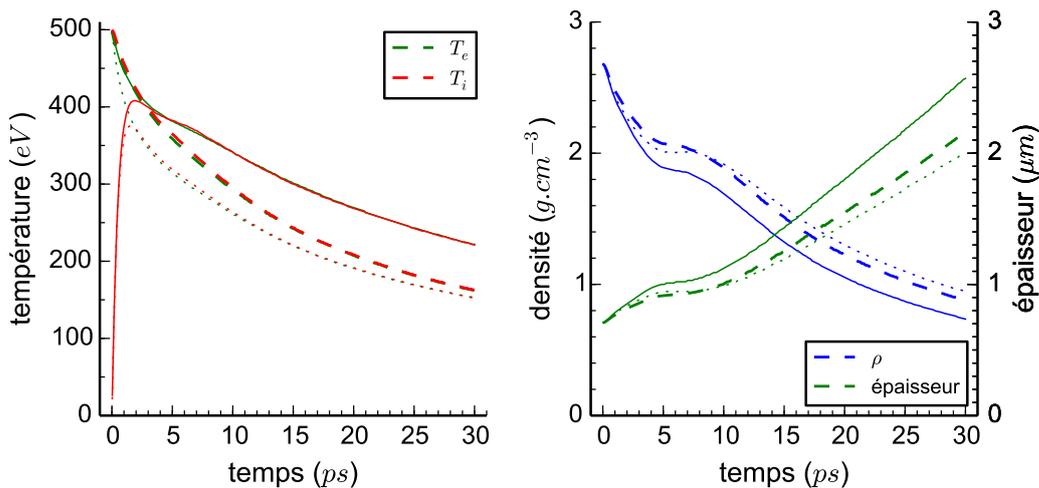


FIGURE 8.7 – Évolution hydrodynamique moyennée dans l'épaisseur d'aluminium pour les 3 cas présentés dans ce chapitre : 1- avec pertes radiatives et relaxation (pointillés), 2- sans pertes radiatives (trait plein) et 3- sans relaxation (tirets)

On distingue deux domaines temporels sur les évolutions hydrodynamiques sur la figure 8.7 :

1. $t < 3$ ps : une simulation sans collisions/avec rayonnement donne le même résultat qu'une simulation avec collisions/sans rayonnement.
 ⇒ Cela montre que le refroidissement radiatif et la relaxation électron-ion sont, de manière équivalente, responsables du refroidissement de la cible pendant cette période.

2. $t > 3$ ps : la simulation sans refroidissement radiatif est nettement supérieure aux autres en température.
 ⇒ Pendant toute la durée de la simulation, le refroidissement radiatif reste important.

Il faut noter que c'est la relaxation électron-ion pendant les trois premières picosecondes qui fixe la température d'équilibre aux alentours de 3 ps dans notre cas. Ce point d'équilibre influence ensuite tout le reste de l'évolution hydrodynamique.

Le calcul du spectre d'émission montre une nouvelle fois que le spectre intégré seul ne permet pas de discriminer les différentes hypothèses physiques nécessaires à l'évolution du plasma. En revanche, même si la relaxation est très rapide, elle influence l'évolution hydrodynamique dans son ensemble et l'effet est fortement marqué dans la mesure de la durée d'émission. Cela pose une question délicate concernant notre analyse : quelle est la température initiale des ions ? En supposant un chauffage immédiat et uniquement électronique, on fait une hypothèse arbitraire sur laquelle nous reviendrons dans le prochain chapitre.

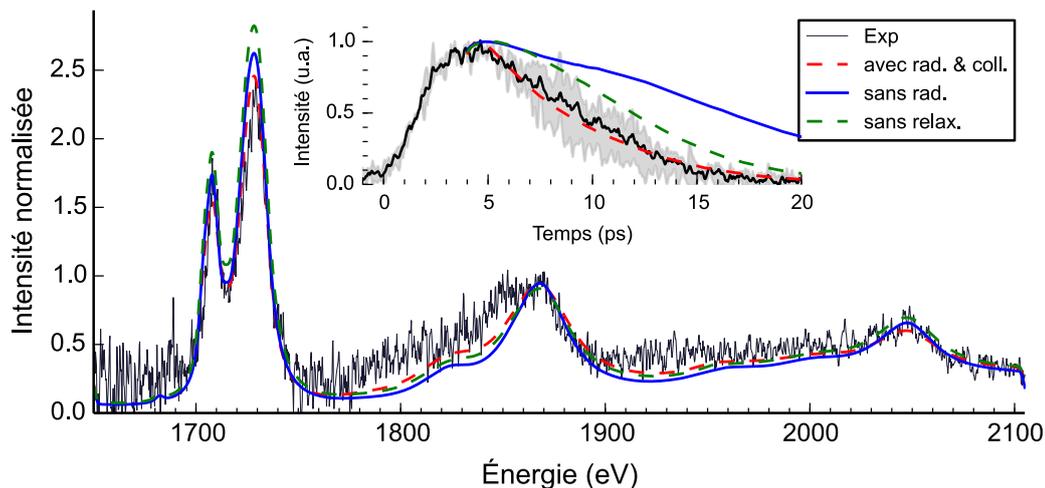


FIGURE 8.8 – Comparaison des cas avec effets radiatifs et relaxation électron-ion, sans effet radiatif ou sans relaxation dans l'évolution hydrodynamique.

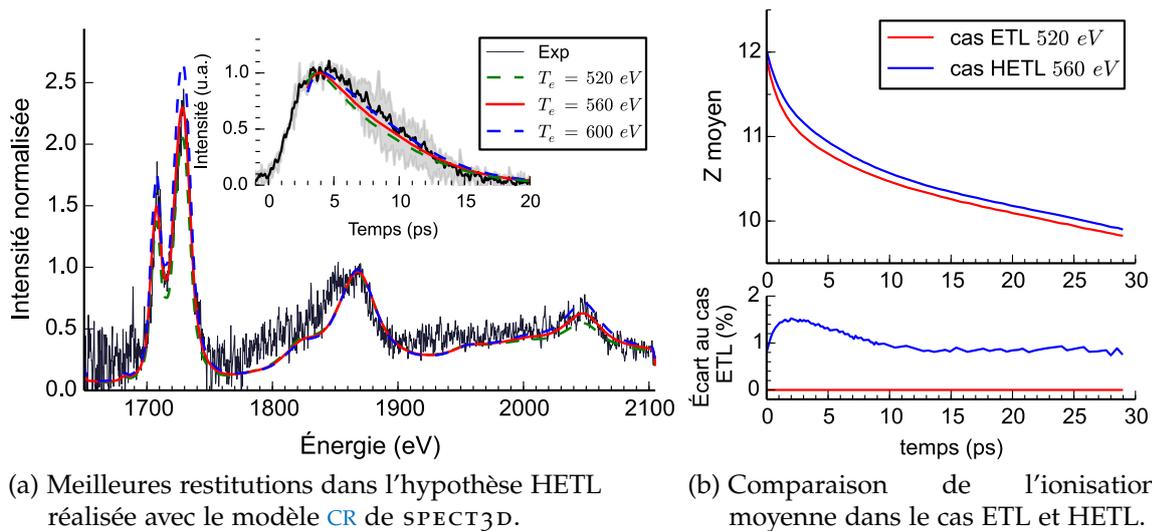
Ces calculs mettent en évidence la possibilité de restituer par des évolutions hydrodynamiques différentes un même spectre intégré en temps et normalisé en intensité. La mesure d'un signal résolu en temps apporte une plus-value considérable. Le refroidissement radiatif et la relaxation électron-ion sont deux phénomènes qui ont par exemple une influence forte sur la durée d'émission mesurée. Les modèles présentés (chap. 3) et utilisés dans les simulations MULTI nous permettent de restituer l'ensemble des deux mesures expérimentales.

Cette analyse considère pour le moment un plasma à l'équilibre thermodynamique local. Cette hypothèse assez forte va maintenant être discutée à l'aide d'un modèle collisionnel-radiatif.

8.3 DISCUSSION SUR L'ÉTAT D'ÉQUILIBRE DU PLASMA

8.3.1 Émission hors-ETL

Les températures élevées au début de notre simulation ne semblent pas favorable à l'ETL. Dans cette section, `SPECT3D` est utilisé avec son modèle collisionnel-radiatif stationnaire comme post-processeur de l'évolution hydrodynamique avec refroidissement radiatif et avec relaxation électron-ion. Le spectre intégré en temps (fig.8.9a) montre qu'il est possible de restituer la mesure avec une température initiale de $T_e(t=0) = 560 \pm 40$ eV et $T_i(t=0) = 300$ K. On trouve ici un écart de 60 eV sur la température maximale du plasma entre le calcul ETL et HETL. L'écart sur le calcul de l'ionisation moyenne du plasma est cependant faible comme le montre la figure 8.9b.



(a) Meilleures restitutions dans l'hypothèse HETL réalisée avec le modèle CR de `SPECT3D`.

(b) Comparaison de l'ionisation moyenne dans le cas ETL et HETL.

FIGURE 8.9 – Cible IBL à 2ω

Le rôle de la température ionique n'est pas évident à mettre en avant dans cette analyse. Tout d'abord, l'élargissement Doppler n'est pas suffisamment important pour être observable. Par ailleurs, l'élargissement Stark, tel que modélisé dans `SPECT3D`, ne fait pas intervenir la température ionique. Il n'y a donc pas dans le modèle atomique utilisé d'influence de T_i sur le calcul des populations ou la modélisation spectrale. En revanche, nous avons vu que $T_i(t=0)$ a une influence sur la relaxation électron-ion et le refroidissement du plasma. La figure 8.10 montre que si on considère que la température ionique a eu le temps, pendant la phase d'interaction, d'atteindre les 300 eV alors il est possible de restituer le spectre et

la durée d'émission avec une température initiale $T_e(t=0) = 500 \pm 40 \text{ eV}$.

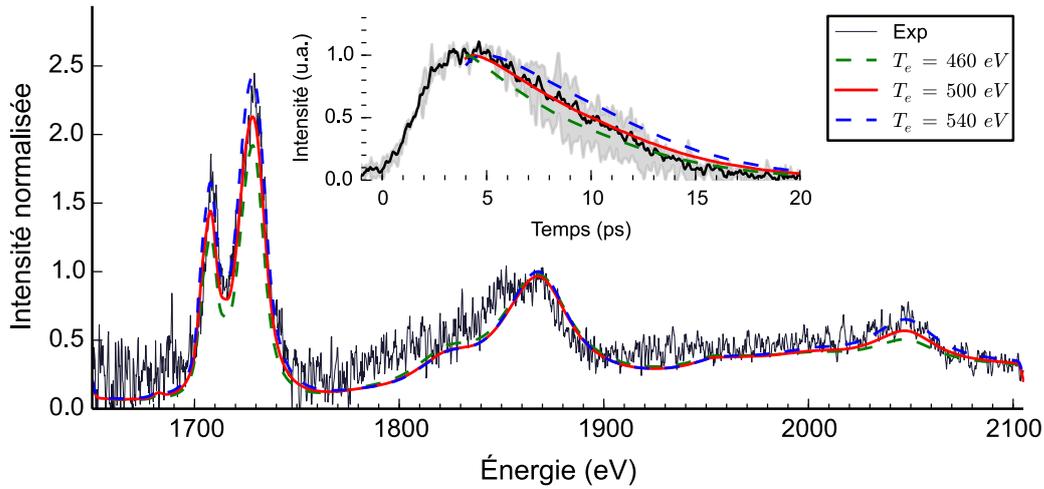


FIGURE 8.10 – (Cible IBL à 2ω) Meilleures restitutions dans l'hypothèse HETL avec $T_i(t=0) = 300 \text{ eV}$.

L'incertitude de notre analyse doit prendre en compte une incertitude sur la température ionique. On obtient alors avec le modèle HETL stationnaire les résultats suivants :

$$\begin{aligned} T_e(t=0) &\in [460 \text{ eV} - 600 \text{ eV}] \\ T_i(t=0) &\in [0.03 \text{ eV} - 300 \text{ eV}] \end{aligned}$$

Cette discussion utilise le modèle CR dans l'approximation stationnaire. Il est difficile de justifier cette approximation. Pour vérifier si l'évolution temporelle est assez lente pour ne pas influencer le calcul des populations atomiques, nous réalisons la même simulation avec le modèle CR dépendant du temps.

8.3.2 HETL et retard à la recombinaison

Lorsque le modèle CR de SPECT3D est *dépendant du temps*, le premier pas de temps de la simulation se fait toujours à l'ETL. Comme dans notre cas, le premier pas de temps est à très haute température, il est le plus sensible aux effets HETL et nous ne pouvons donc pas utiliser SPECT3D dans cette analyse. Dans cette section, nous illustrerons donc par le code FLYCHK le besoin de prendre en compte cette dépendance en temps pour post-traiter notre évolution hydrodynamique.

La figure 8.11 présente l'ionisation moyenne du plasma calculée par FLYCHK en fonction du temps dans le cas d'un modèle CR stationnaire et dépendant du temps. À un instant t donné, l'ionisation est plus élevée en prenant en compte le calcul instationnaire, c'est-à-dire en tenant compte de l'état antérieur du plasma.

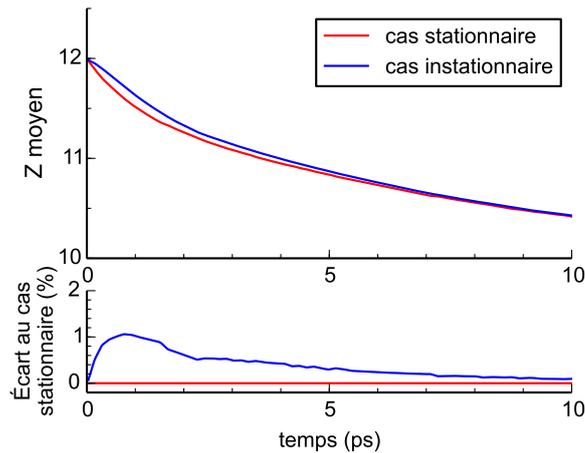


FIGURE 8.11 – ($T_e(t=0) = 500 \text{ eV}$) Illustration d'un léger retard à la recombinaison par l'utilisation du modèle dépendant du temps (calculs réalisés avec FLYCHK)

Cela signifie que le refroidissement du plasma est plus rapide que le temps caractéristique de recombinaison et lorsque l'on prend en compte la dépendance en temps du calcul des populations on remarque un retard à la recombinaison.

On montre ici que l'évolution temporelle rapide des paramètres plasma joue un rôle dans le calcul des populations et donc possiblement dans l'interprétation du spectre. Cet aspect instationnaire remet en cause le fait de négliger les premiers instants où l'évolution du plasma est la plus rapide à cause du chauffage. Notre méthode d'analyse ne peut donc pas être pertinente sans vérifier l'effet des premiers instants correspondant à la phase de chauffage.

Nous allons donc par la suite considérer l'interaction laser et l'effet de ces premiers instants sur notre interprétation.

CONCLUSION

La prise en compte de la détente apporte une description beaucoup plus complète du plasma produit et de sa dynamique. Nous avons mis en évidence qu'une analyse sans cette évolution permettait d'obtenir des valeurs moyennes que l'on peut relier à une moyenne sur les différentes zones de températures du plasma pondérée par leur intensité. Elles dépendent donc de l'élément utilisé et de la gamme spectrale mesurée.

Cette méthode a permis de mettre en évidence que les deux paramètres prédominant dans le refroidissement sont les collisions électrons-ions tant que $T_i < T_e$ et le refroidissement radiatif. La mesure de la durée d'émission nous a permis de montrer la nécessité de prendre en compte ces deux processus. En revanche, le choix d'une température ionique initiale reste à discuter et nécessite une modéli-

sation du plasma pendant l'interaction laser.

L'analyse effectuée dans ce chapitre suggère une détente rapide du plasma à partir d'une température maximale de 560 ± 50 eV. Au maximum d'émission, correspondant au maximum de température, le plasma est plus fortement [HETL](#) que le chapitre précédent le suggérait. Ces températures provoquent une détente rapide. Cela pose question quant à la possibilité de voir apparaître des phénomènes instationnaires en physique atomique, notamment pendant les premiers instants de la détente et peut-être pendant la phase de chauffage ignorée jusqu'à présent.

Plusieurs questions nous motivent donc à prendre en compte la phase de chauffage dans notre analyse. Cela nécessite la modélisation de l'interaction et donc l'utilisation d'une description de type particulière coûteuse en temps de calcul. Nous discutons de cela dans le chapitre suivant.

PRISE EN COMPTE DE L'INTERACTION LASER

La modélisation de l'interaction laser nécessite, comme nous l'avons vu au début de cette thèse, une description particulière. Nous présentons dans ce chapitre des simulations réalisées à l'aide du code CALDER.

La caractéristique principale de l'interaction dans un régime ultra-intense est la formation d'une population d'électrons suprathermiques se propageant à travers la cible. Afin de prendre en compte leur dilution au sein de la cible, nous choisissons de réaliser une simulation 2D. La dilution est cependant sous-estimée étant donnée la géométrie 2D et eulérienne du code. Nous avons également signalé la forte dépendance des mécanismes de chauffage à la longueur de gradient en face avant de la cible. Nous revenons expérimentalement sur ce point en présentant l'impact sur les simulations du préplasma observé.

Nous profitons enfin de cette simulation 2D pour discuter une première fois des gradients spatiaux et des électrons chauds. Dans un premier temps, nous souhaitons dans ce chapitre poursuivre l'analyse du chapitre précédent et discuter principalement de l'influence temporelle de cette phase de chauffage jusqu'à présent négligée.

9.1 EFFET D'UNE PRÉ-IMPULSION

La dynamique de chauffage dans le régime ultra-intense est dépendant de la longueur de gradient à la surface de la cible. On décide de caractériser l'état du gradient de densité à la surface d'une cible solide par sa longueur de gradient L défini par $L = n_e \left(\frac{dn_e}{dx} \right)^{-1}$. Expérimentalement, le préplasma que nous avons observé était inattendu étant donné le doublage en fréquence mis en place. Nous verrons que l'ombroscopie permet de visualiser sa présence. Numériquement nous avons cherché à déterminer une longueur caractéristique de gradient compatible avec la mesure d'ombroscopie.

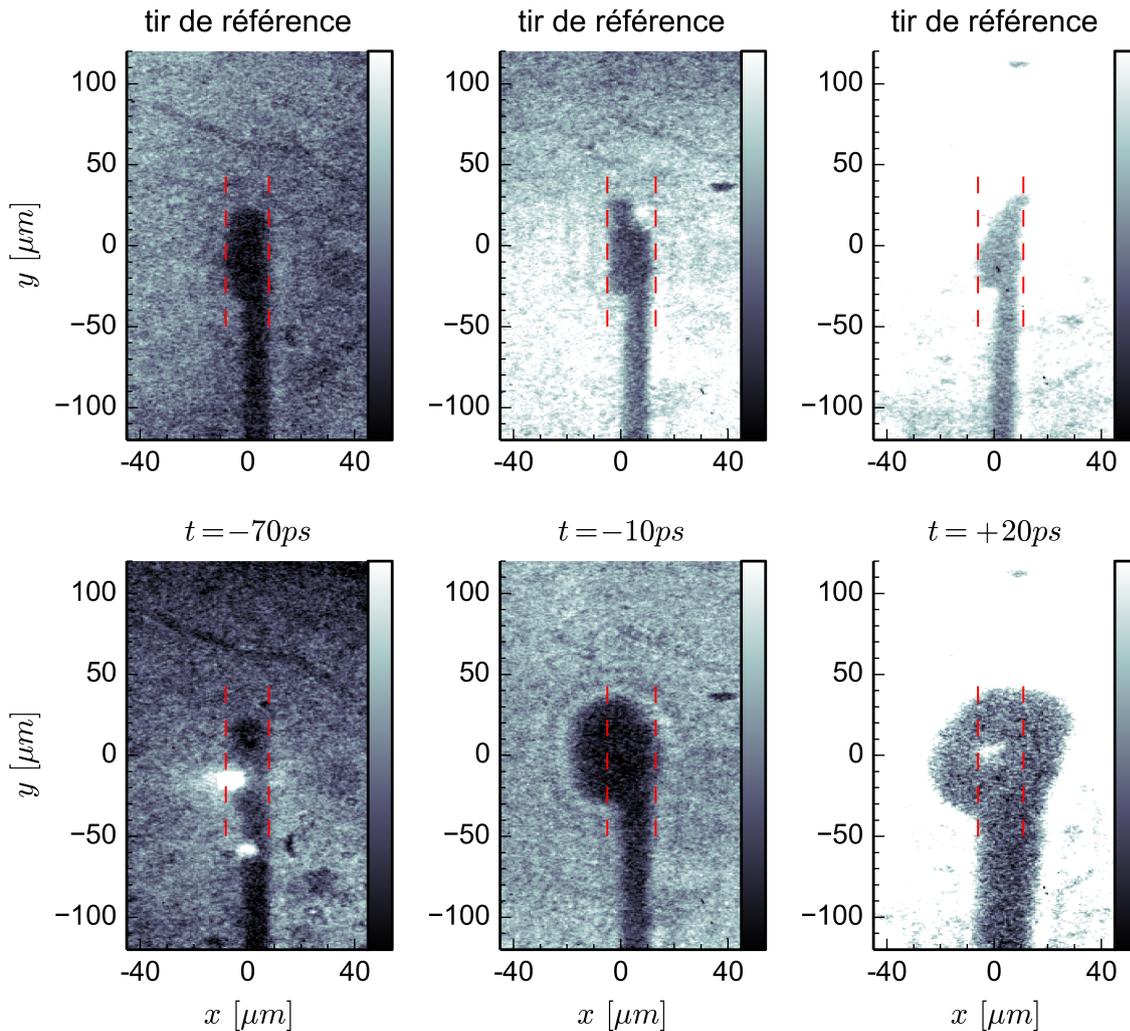
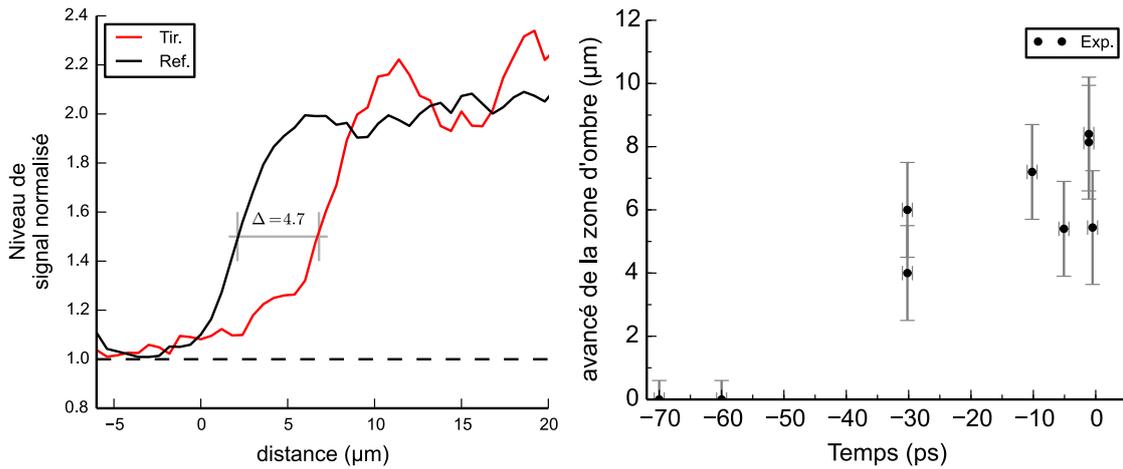


FIGURE 9.1 – Images d’ombroscopie réalisées à différents instants : -70 ps et -10 ps avant l’arrivée du faisceau d’interaction et $+20\text{ ps}$ après l’interaction. Le laser arrive de la gauche.

9.1.1 Caractérisation par ombroscopie

Comme le montre la figure 9.1, le diagnostic d’ombroscopie¹ a permis la mise en évidence d’une détente avant l’arrivée de l’impulsion principale. Il a fallu remonter 70 ps avant l’interaction pour retrouver une cible non perturbée. En regardant de manière plus détaillée les instants qui précèdent l’interaction, on remarque que la détente est localisée face avant de la cible et ne perturbe pas la tige qui permet de maintenir la cible. En revanche une fois l’interaction passée, l’ombroscopie montre que la face arrière et la tige sont également perturbées. Bien que très éloignée de la zone d’interaction, la tige semble se détendre. Une hypothèse pour expliquer cela est un effet lié aux ultra-hautes intensités. Lors de

1. La synchronisation des faisceaux sonde et d’interaction est faite en réalisant des interférences en centre chambre. La précision temporelle obtenue est meilleure que 1 ps.



(a) Coupe selon l'axe laser d'une image d'ombroscopie au centre de la cible, on définit ainsi pour chaque tir l'avancée de la zone d'ombre.
 (b) Avancée de la zone d'ombre à différents temps. Chaque point correspond à un tir et à un retard du faisceau sonde par rapport au faisceau d'interaction.

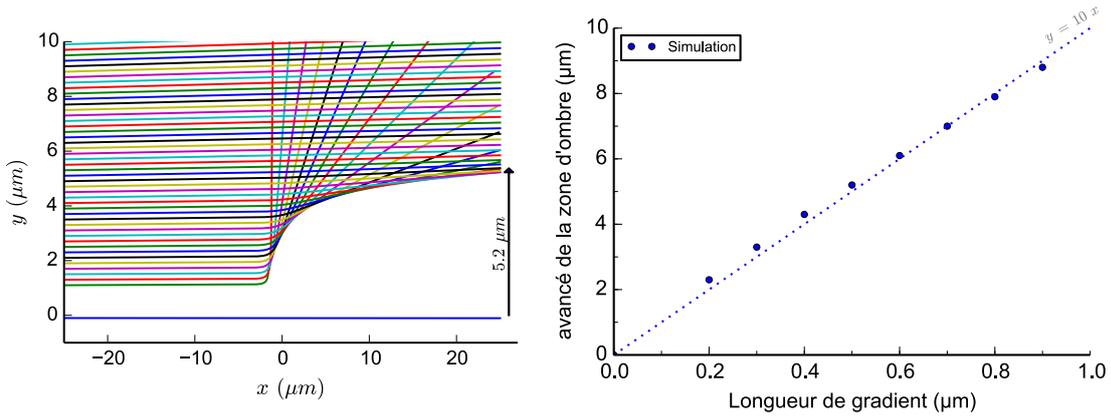
FIGURE 9.2 – Mesure d'un préplasma avant l'interaction

l'interaction, certains électrons très énergétiques peuvent s'échapper de la cible, celle-ci acquiert alors une charge positive. Cela produit à travers la tige en carbone un courant afin de neutraliser la charge positive de la cible. Ce courant chauffe alors la tige qui se détend.

La détente avant l'interaction est significative et la figure 9.2a montre qu'il est possible de mesurer l'avancée de la zone d'ombre en prenant comme critère la mi-hauteur du gradient d'intensité. En réalisant cela pour différents temps, on obtient la figure 9.2b qui trace l'évolution de la zone d'ombre en fonction du temps sur plusieurs tirs. On s'aperçoit alors que le temps caractéristique du début de la perturbation (-60 ps) pourrait correspondre à la pré-impulsion visible sur la mesure de contraste (fig. 5.2 p. 85). Il semblerait que malgré le doublage en fréquence, cette pré-impulsion ait encore suffisamment d'énergie pour perturber la face avant de la cible.

La caractéristique principale de ces résultats est une grande variabilité tir à tir². Il n'est par ailleurs pas évident de relier directement cette ombre à un profil de densité dans le cas d'un gradient raide étant donné les phénomènes de réfraction dépendant des gradients d'indice optique dans le plasma. Afin de quantifier l'importance du gradient de densité face avant, nous avons simulé le diagnostic d'ombroscopie à l'aide d'un tracé de rayon 2D prenant en compte la réfraction et l'absorption par bremsstrahlung inverse. Plusieurs profils sous la forme $\exp\left(-\sqrt{x^2 + y^2}/L\right)$ ont été testés afin de reproduire la mesure juste avant l'interaction, soit une avancée de l'ordre de 3 à 10 µm comme observé sur la figure

2. Le doublage en fréquence est un processus non-linéaire très sensible à l'énergie laser.



(a) Programme de tracé de rayon (modèle 2D) modélisant la réfraction dans un gradient de densité, pour une longueur de gradient de $0,5 \mu\text{m}$ et un faisceau sonde $\lambda_{\text{sonde}} = 0,353 \mu\text{m}$. (b) Étendue de la zone d'ombre au centre de la cible en fonction de la longueur de gradient.

FIGURE 9.3 – Simulations du diagnostic d'ombroscopie

9.2b. La figure 9.3 illustre un exemple de résultat obtenu par ce modèle 2D et l'évolution de la zone d'ombre en fonction de la longueur de gradient L .

À l'instant ($t = 0$) où l'interaction arrive sur la cible, l'ombroscopie nous indique alors un gradient de densité face avant de la cible de quelques dixièmes de micron (typiquement entre $0,3$ et $1 \mu\text{m}$). La variation tir à tir de ce préplasma ne permet pas de le caractériser plus précisément. Afin de quantifier l'effet d'un préplasma de ce type sur le chauffage de la cible, nous avons effectué plusieurs simulations CALDER en faisant varier la longueur de gradient d'un profil supposé exponentiel en face avant de la cible.

9.1.2 Étude paramétrique avec CALDER

On considère une cible tri-couches Carbone / Aluminium / Plastique initialement à densité solide. Afin de mieux cerner les conséquences d'une variation du gradient de densité sur l'interaction et le chauffage de la cible, nous avons réalisé plusieurs simulations en changeant la longueur de gradient L d'un profil $n_i = n_i(x = 0) \exp(-x/L)$ pour le demi espace en face avant de la cible. En supposant que ce préplasma, provoqué par une pré-impulsion à -60 ps , ait eu le temps de se refroidir, nous avons initialisé l'ensemble préplasma et cible à une unique température : 10 eV . L'interaction principale est simulée pour un laser d'intensité $4,4 \cdot 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$, de largeur à mi-hauteur $5 \mu\text{m}$ et de durée à mi-hauteur 330 fs correspondant à nos conditions expérimentales (ch.5). On définit $t = 0 \text{ ps}$ le moment où le laser atteindrait la partie non perturbée de la cible. Dans ce référentiel la simulation débute à -424 fs .

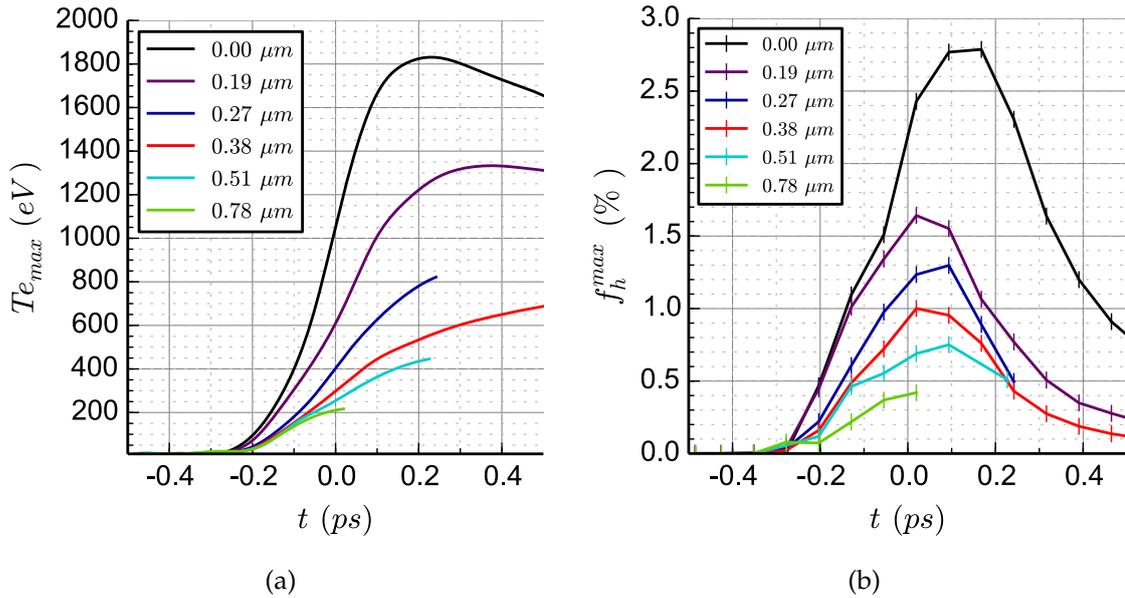


FIGURE 9.4 – (Cible RMT) Évolution de la température et de la fraction d'électrons chauds (n_h/n_e) au cœur de l'épaisseur d'aluminium pendant la phase d'interaction pour les longueurs de gradient de densité 0,19; 0,27; 0,38; 0,51 et 0,78 μm ($L/\lambda = 0,3; 0,5; 0,7; 1; 1,5$), ainsi que sans gradient en noir.

La figure 9.4 illustre les évolutions de la température électronique et de la fraction d'électrons chauds maximale atteinte sur l'axe laser et dans la couche d'aluminium en fonction du temps pour 6 simulations, seule la longueur de gradient a été changée passant de l'absence de gradient ($L = 0 \mu\text{m}$) à $L = 0,78 \mu\text{m}$ ³.

Nous n'avons pas pu prolonger chaque simulation mais cette figure montre déjà un effet important de la longueur de gradient sur les températures atteintes. La dégradation du chauffage (fig. 9.4a) est extrêmement rapide entre l'absence de préplasma et un préplasma court de l'ordre de 0,2 μm . La dégradation s'atténue ensuite à mesure que la longueur de gradient augmente.

La présence d'un préplasma de plus en plus long change les conséquences de l'interaction. Le laser interagit avec une zone de plus en plus faible densité lorsque le préplasma augmente; une des conséquences est la génération d'une plus faible densité d'électrons chauds atteignant l'épaisseur d'aluminium (fig. 9.4b). Si l'on regarde, sur la figure 9.5, le courant longitudinal des électrons thermiques au sein de la cible et proche du maximum de l'intensité laser ($t = +20$ fs),

3. Exceptionnellement figure 9.4, les résultats présentés sont issus de simulations CALDER avec un facteur de forme d'ordre 3, l'ordre 4 n'étant pas implémenté au moment de leur réalisation. Le changement d'ordre affecte très peu les températures maximales dont nous parlons ici mais permet une bien meilleure description des zones tièdes et froides hors axe laser (cf. p. 147).

on s'aperçoit que le préplasma est responsable d'une diminution du courant sur l'axe et d'une augmentation de la divergence. Ce courant est une réponse du plasma pour neutraliser le courant d'électrons chauds produit par interaction UHI : il est lié au chauffage résistif de la cible et ce dépôt collectif diminue donc en présence d'un préplasma.

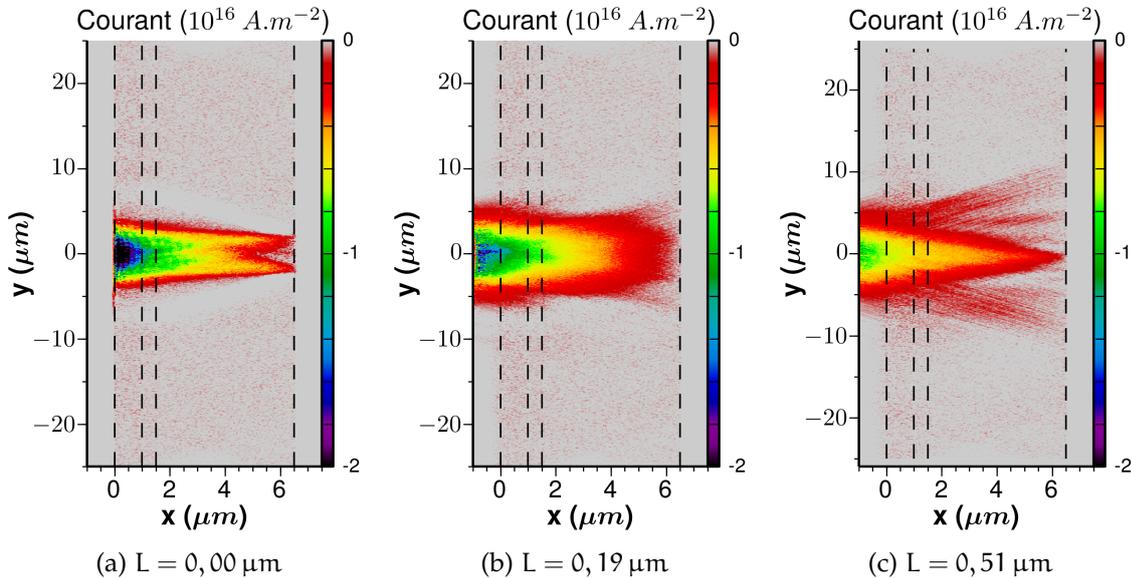


FIGURE 9.5 – (Cible RMT) Courant des électrons thermiques ($E < 10 \text{ keV}$) au sein de la cible à $t = +20 \text{ fs}$ après le pic laser.

Revenons maintenant sur le diagnostic d'ombroscopie à partir de ces simulations. Dans CALDER, il est possible de visualiser la densité électronique responsable, via l'absorption et la réfraction, de la zone d'ombre imagée par ombroscopie.

Nous considérons par la suite uniquement le cas d'une longueur de gradient de $0,38 \mu\text{m}$ avec une simulation réalisée avec un facteur de forme d'ordre 4⁴. La figure 9.6 montre la densité électronique calculée par CALDER, autour de la cible solide, 624 fs après le pic laser. À des temps aussi courts et étant donnée l'inertie des ions la cible massive n'a pas eu le temps de se détendre. En revanche les électrons suprathermiques produits lors de l'interaction ont déjà parcouru une grande distance et un nuage d'électrons autour de la cible est déjà visible. Ce nuage pourrait expliquer la relative symétrie de la zone d'ombre après l'interaction et le fait que l'axe laser ne paraît pas être un axe préférentiel de la détente sur les images d'ombroscopie (fig. 9.1).

4. et le schéma numérique de Sokolov, 2013

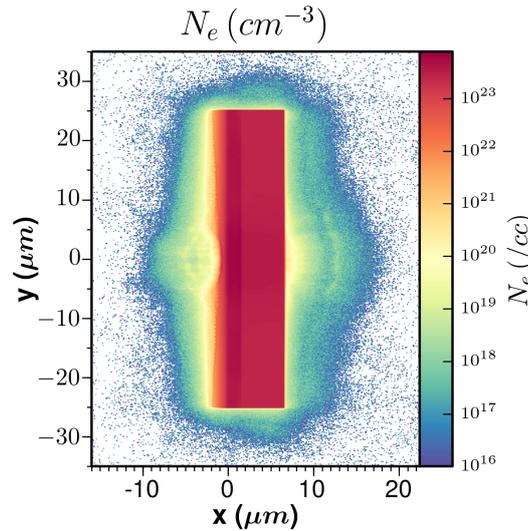


FIGURE 9.6 – (Cible RMT) La densité électronique (calcul CALDER) 624 fs après le pic laser montre qu'un nuage d'électrons suprathermiques entoure déjà la cible.

Revenons maintenant sur les paramètres thermodynamiques du plasma produit.

9.2 PARAMÈTRES HYDRODYNAMIQUES APRÈS L'INTERACTION

On considère une cible tri-couche Carbone / Aluminium / Plastique initialement à densité solide et une longueur de gradient de densité de $0,38 \mu\text{m}$ face avant. Les températures des différents éléments sont initialisées par $T_e = T_i = 10 \text{ eV}$. La simulation commence à -424 fs , avant que le maximum de l'impulsion laser arrive sur la surface solide du carbone ($x = 0 \mu\text{m}$), moment défini par $t = 0 \text{ fs}$.

9.2.1 Températures et gradients spatiaux

La simulation présentée ici permet de visualiser 1048 fs pendant lesquelles le chauffage du plasma s'effectue. La figure 9.7 illustre la densité et les températures électronique et ionique à la fin de la simulation, 624 fs après le pic laser.

On observe sur la figure de densité les 3 couches dont les faces avant se situent en $x = 0$, $x = 1$ et $x = 1,5 \mu\text{m}$, ainsi que le gradient de densité face avant pour $x < 0 \mu\text{m}$. Entre 1 et $1,5 \mu\text{m}$ on observe l'aluminium et les cartes en températures montrent qu'une partie est chauffée à des températures dépassant les 500 eV sur l'axe laser. La relaxation électron-ion, modélisée par le modèle de Lee-More dans CALDER, permet aux ions d'atteindre $\sim 200 \text{ eV}$ dans le même temps. Grâce à la rapidité des phénomènes, on observe un chauffage isochore. La densité n'a pas évolué pendant le chauffage, seuls les chocs aux interfaces C/Al et Al/CH ont tout juste commencé à se propager comme le pic de température ionique

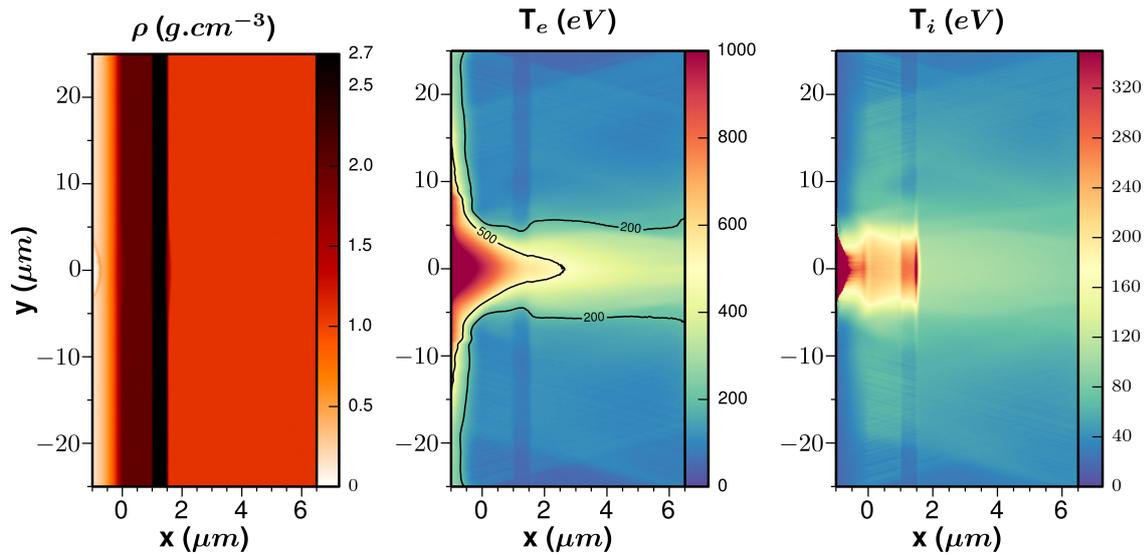


FIGURE 9.7 – Paramètres hydrodynamiques 624 fs après le pic d'intensité laser. De gauche à droite : la densité massique, la température électronique et la température ionique.

le montre à l'interface Al/CH. En revanche le chauffage n'est pas homogène spatialement au sein de la cible.

La figure 9.8 montre deux coupes issues de la carte de température électronique pour $y=0$ (le long de l'axe laser) et $x = 1,25$ (au milieu de l'épaisseur d'aluminium). On parle de gradient de température longitudinal pour le premier cas et transverse dans le second.

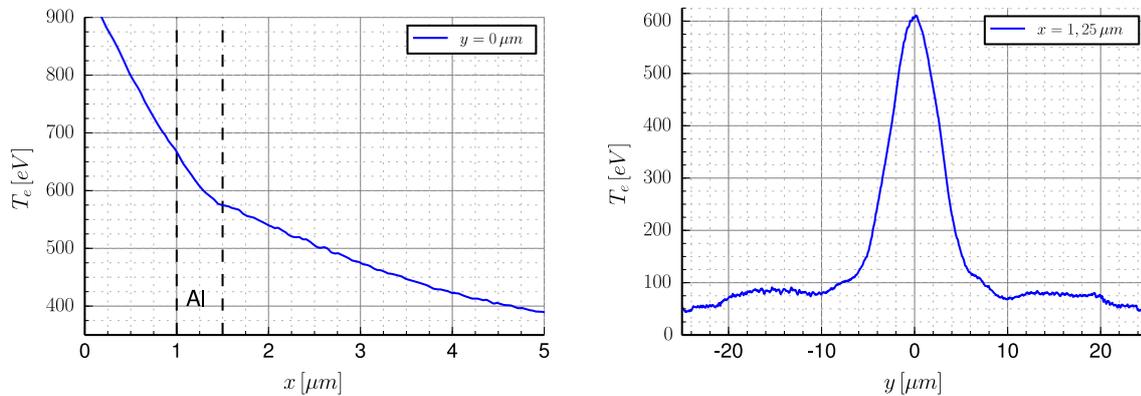


FIGURE 9.8 – ($t = +624$ fs) Gradients de température longitudinal (à gauche) le long de l'axe laser et transverse (à droite) au milieu de l'épaisseur d'aluminium.

La figure 9.8 montre des gradients de température forts. Longitudinalement, à la fin de la simulation, la température décroît rapidement le long de l'axe laser. Dans l'épaisseur d'aluminium symbolisée par les traits verticaux, T_e^{\max} passe de 665 eV à 575 eV (620 ± 45 eV), soit un gradient de $180 \text{ eV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$. Dans la dimension transverse on observe une chute rapide de 607 eV à 227 eV en $4 \mu\text{m}$ soit un

gradient moyen de $95 \text{ eV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$.

Toutes les zones du plasma n'émettent donc pas de la même façon et nous avons évoqué le fait que le spectre de couche K mesuré n'était produit qu'à forte ionisation donc à forte température dans notre cas. En dessous de 200 eV, l'émission n'est plus assez forte pour être significative lors de nos mesures (fig.8.2 p.127). D'après les simulations, seule la partie centrale de la cible est par conséquent responsable de la mesure réalisée par les spectromètres. C'est ce que la figure 9.9 illustre en traçant l'ionisation moyenne au cœur de notre cible. Le gradient raide en température a pour effet de rapidement faire chuter le degré d'ionisation radialement.

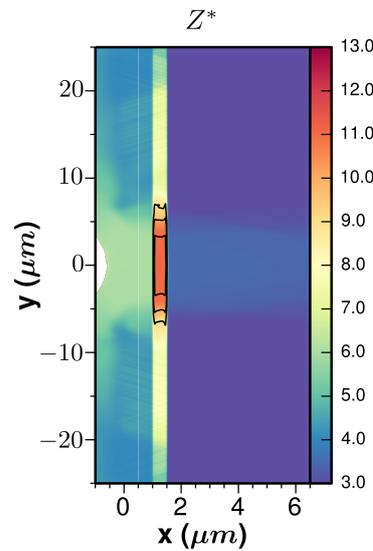


FIGURE 9.9 – ($t = +624 \text{ fs}$) Ionisation moyenne ($Z^* = n_e/n_i$) au sein de la cible et contours pour la population Al^{9+} , Al^{10+} et Al^{11+} . Seule la partie très centrale de la cible peut être à l'origine de la mesure du spectre de couche K réalisée.

9.2.2 Importance du facteur de forme dans les simulations

La figure 9.10 illustre l'écart entre la simulation CALDER précédente réalisée avec un facteur de forme d'ordre 3 et d'ordre 4⁵. Contrairement à l'ordre 4 que nous utilisons ici, les premières simulations avec un ordre 3 ont montré un chauffage important dans tout le volume de la cible. Ce chauffage est en fait numérique comme le montre le passage à l'ordre 4. Dans notre cas, il a été nécessaire de passer à l'ordre 4 pour présenter les résultats de ce chapitre et lier les simulations CALDER aux mesures expérimentales. Des écarts très importants, supérieurs à 100%, sont présents hors axe.

5. Le schéma numérique de (Sokolov, 2013) a été implémenté en même temps que l'ordre 4 et participe peut être aussi à cet effet.

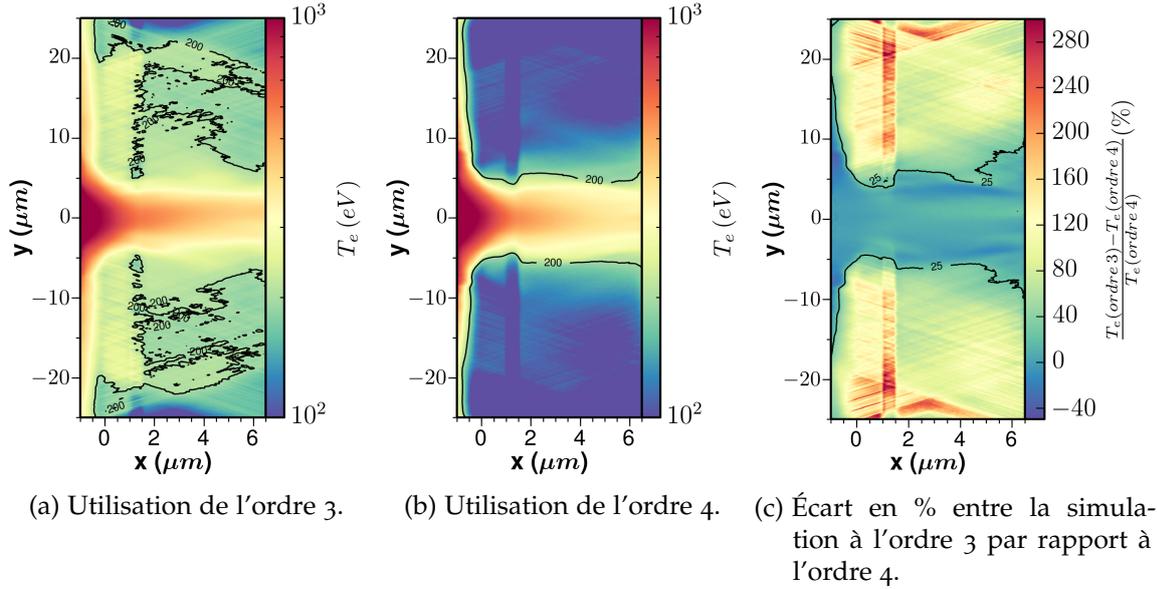


FIGURE 9.10 – Comparaison de la simulation CALDER selon l'ordre du facteur de forme. (la même échelle de couleur est utilisée)

9.2.3 Prise en compte d'une température moyenne pour l'analyse spectrale

Nous souhaitons dans un premier temps définir une unique température pour le plasma d'aluminium dans le but d'étudier l'impact temporel de cette phase de chauffage dans la restitution des spectres. Cette moyenne permet ramener la situation 2D au cas simple d'une unique cellule évoluant en temps comme dans le chapitre précédent. La prise en compte des gradients sera discutée chapitre 10.

Nous choisissons une moyenne radiale effectuée sur l'épaisseur d'aluminium et pondérée telle que :

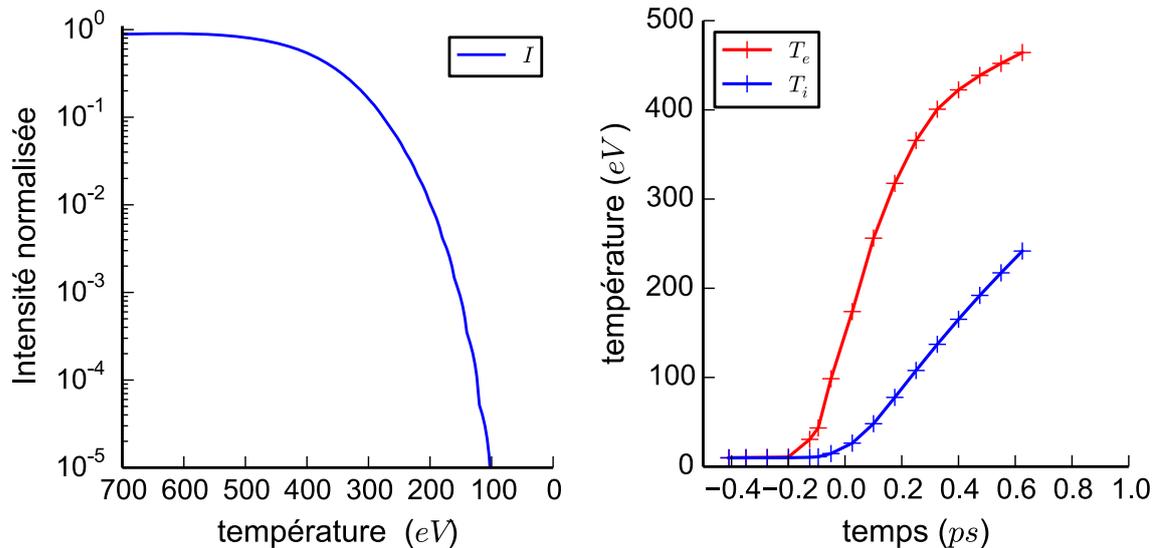
$$\langle T_e \rangle_{\text{pond.}} = \frac{\int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{y=0}^{25\mu\text{m}} \int_{x=1}^{1.5\mu\text{m}} T_e(x, y) I(T_e(x, y)) y dy d\theta dx}{\int_0^{2\pi} \int_0^{25} \int_0^1 I(T_e(x, y)) y dy d\theta dx}$$

$$\langle T_i \rangle_{\text{pond.}} = \frac{\int_y \int_x T_i(x, y) I(T_e(x, y)) y dy dx}{\int_y \int_x I(T_e(x, y)) y dy dx}$$

$$\langle \rho \rangle_{\text{pond}} = 2,7 \text{ g.cm}^{-3}$$

La fonction I est une fonction de pondération dont le rôle est similaire à celui défini au chapitre précédent (p. 129). Ici la moyenne est réalisée sur l'espace à un

pas de temps donné : +624 fs après le pic laser. Elle permet d'accorder plus ou moins d'importance aux cellules selon leurs contributions plus ou moins fortes au spectre de couche K. Nous utilisons la fonction illustrée sur la figure 9.11a décrivant l'émission intégrée de 1650 eV à 2100 eV en fonction de la température pour un plasma d'aluminium à densité solide. En effectuant ces moyennes pour plusieurs pas de temps nous obtenons les évolutions de la température reportées sur la figure 9.11b.



(a) Fonction de pondération : Intensité intégrée de 1650 eV à 2100 eV en fonction de la température pour un plasma d'aluminium à $2,7 \text{ g.cm}^{-3}$ (Calculs SPECT3D).

(b) Évolution moyenne de la température (calcul CALDER) pendant l'interaction et le chauffage de la cible solide.

FIGURE 9.11

En prenant les conditions thermodynamiques du dernier pas de temps ($\langle T_e \rangle = 465 \text{ eV}$, $\langle T_i \rangle = 240 \text{ eV}$ et $\langle \rho \rangle = 2,7 \text{ g.cm}^{-3}$), nous pouvons maintenant initialiser MULTI comme nous l'avons présenté dans le chapitre précédent. En associant les deux évolutions il est alors possible d'utiliser une évolution temporelle prenant en compte à la fois le chauffage et la détente.

9.3 EFFETS DE LA PHASE DE CHAUFFAGE SUR L'INTERPRÉTATION DU SPECTRE

Nous illustrons sur la figure 9.12 l'évolution des principaux paramètres hydrodynamiques fournis à SPECT3D pour calculer le spectre d'émission résolu puis intégré en temps.

Ce travail a été réalisé afin de pouvoir prendre en compte les premiers instants où l'interaction est responsable d'une évolution rapide des paramètres plasmas.

Cela amène à se poser trois questions :

- Les températures maximales atteintes sont-elles compatibles avec la description du chapitre précédent ?
- L'évolution rapide de T_e engendre-t-elle des effets instationnaires dans le calcul des populations ?
- Les électrons chauds produits ont-ils une influence sur le spectre d'émission mesuré ?

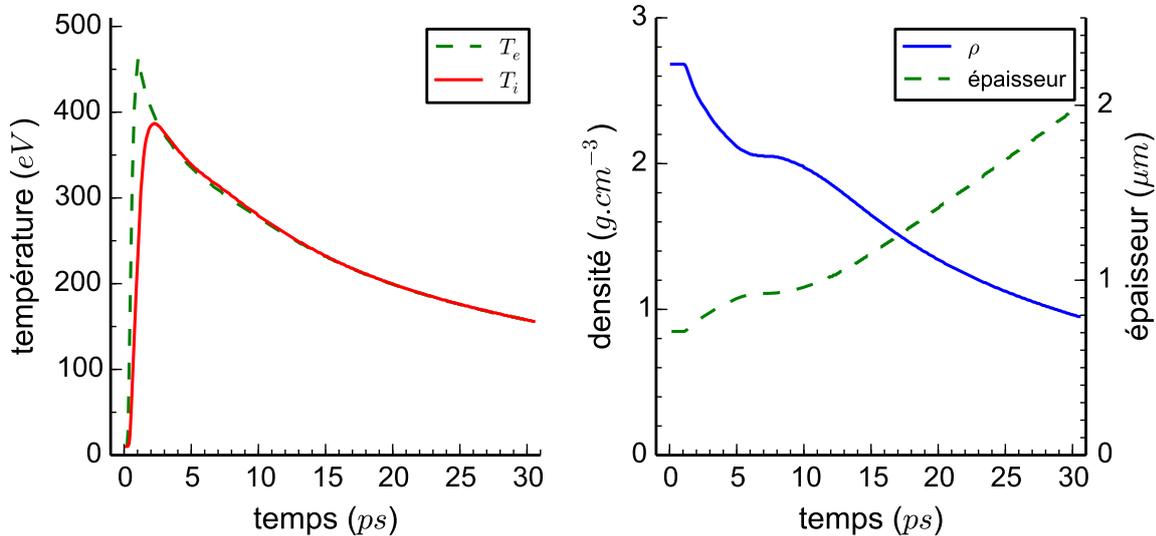


FIGURE 9.12 – Conditions hydrodynamiques moyennes au sein de la couche d'aluminium. Avant 1 ps les données sont les moyennes calculées à partir de la simulation CALDER, ensuite il s'agit d'une simulation MULTI initialisée avec ($T_e = 465$ eV, $T_i = 240$ eV et $\rho = 2,7$ $g \cdot cm^{-3}$). Ces conditions sont fournies à SPECT3D pour calculer le spectre d'émission à chaque pas de temps.

Regardons tout d'abord l'effet de la première picoseconde sur l'émission X, une fois l'évolution totale CALDER + MULTI donnée à SPECT3D. La figure 9.13 permet de comparer l'utilisation de l'évolution hydrodynamique complète telle que définie dans ce chapitre (CALDER + MULTI) ou d'utiliser seulement la partie détente en commençant à la température maximale estimée, 465 eV (MULTI seul)⁶.

L'ajout de la première picoseconde n'a pas d'effet visible sur le calcul du spectre intégré et les températures atteintes sont compatibles avec l'analyse du chapitre précédent (fig. 9.13). Le calcul ajoute de l'émission pendant la première picoseconde mais comme la durée d'émission est longue, l'émission de cette première picoseconde correspond à moins de 10% de l'émission totale et cette première picoseconde est dans notre cas négligeable sur un spectre intégré.

6. C'est la méthode du chapitre 8.

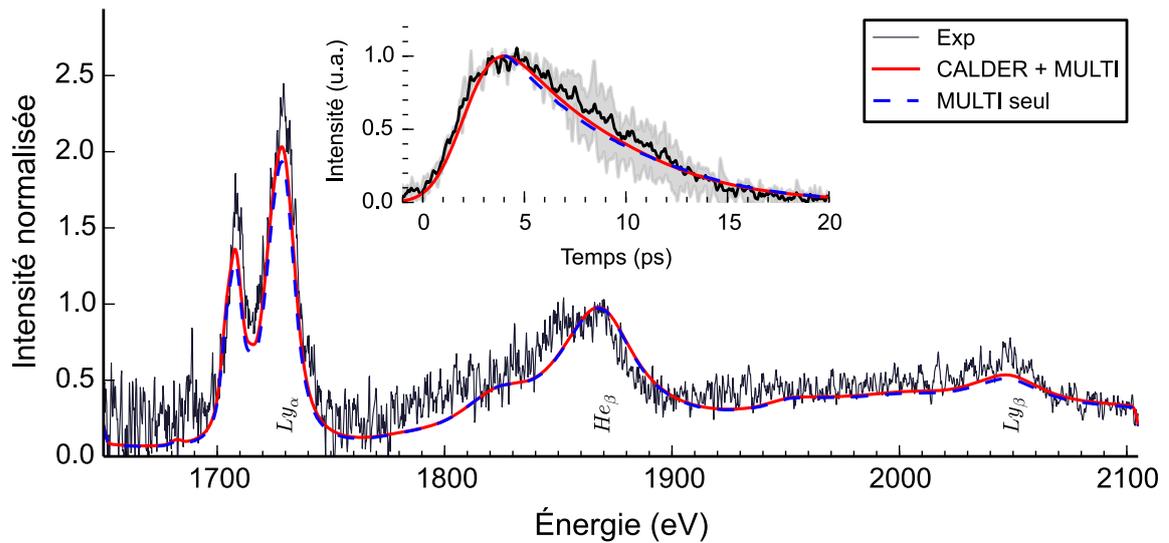


FIGURE 9.13 – Comparaison des calculs du spectre intégré en HETL stationnaire. La température maximale est de 465 eV, a) avec chauffage CALDER b) sans chauffage avec $T_e(t = 0) = 465$ eV (méthode du ch. 8 où seulement la détente est modélisée)

Le fait que l'on reproduit l'évolution temporelle montre la compatibilité de l'évolution hydrodynamique modélisée dans ce chapitre. Il faut noter que la montée entre 0 et 2 ps n'est pas particulièrement significative, le chauffage et la montée en émission X dans les simulations est plus rapide que cela et c'est la résolution temporelle du diagnostic qui contraint cette montée (ch. 6).

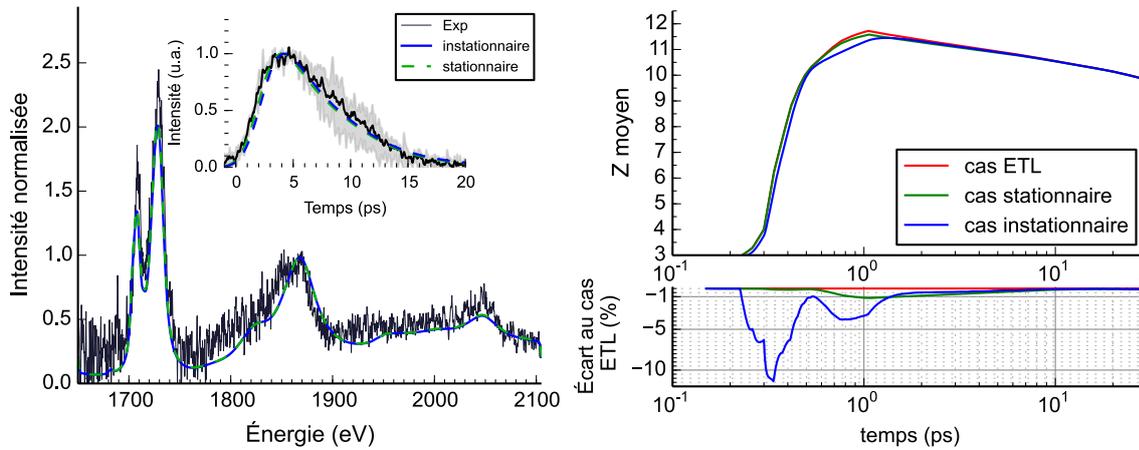
Cette comparaison concerne les modèles stationnaires de physique atomique mais l'évolution rapide en température ne respecte pas forcément cette hypothèse stationnaire. C'est pour cela que nous allons maintenant regarder plus en détail le cas instationnaire.

9.3.1 Effets instationnaires

S'il existe des processus instationnaires, ils se produisent dès les premiers instants où l'évolution des paramètres plasmas est très rapide. La figure 9.14a illustre les trois hypothèses permettant le calcul des populations : l'équilibre thermodynamique local, le modèle collisionnel-radiatif dans l'approximation stationnaire ou dans le cas instationnaire. Les trois calculs sont réalisés à partir de l'évolution hydrodynamique (fig. 9.12) issue de CALDER+MULTI et permettent de restituer à la fois le spectre et la durée d'émission. Seule l'hypothèse ETL produit des raies hydrogénoïdes un peu trop forte ce qui signifie un plasma modélisé légèrement trop chaud. À cause des températures élevées aux premiers instants, nous avons vu qu'un modèle HETL est mieux adapté.

Une fois l'émission intégrée en temps, il n'y a pas d'effets visibles de phénomènes instationnaires dans le modèle CR. Afin de regarder de plus près s'il

existe à un moment donné une dynamique instationnaire, l'ionisation moyenne en fonction du temps est tracée pour les trois modèles sur la figure 9.14b.



(a) Spectres intégrés en temps et évolution temporelle de la $He\beta$. (b) Illustration d'un retard à l'ionisation et à la recombinaison avec l'utilisation du modèle dépendant du temps.

FIGURE 9.14 – Les effets instationnaires ne sont pas suffisants pour avoir de conséquence sur le calcul du spectre intégré ou la durée d'émission. Le calcul des populations montre néanmoins leur présence dans les deux premières picosecondes.

La figure 9.14b illustre deux effets instationnaires mais dont les conséquences sont très faibles dans notre cas. Pendant la montée rapide en température, la courbe bleue, représentant le calcul instationnaire, est en dessous du calcul stationnaire (en vert), cela montre un léger retard à l'ionisation.

Les conditions en température changent trop rapidement pour que l'ionisation ne dépende pas des temps précédents. Vers 0,5 ps le cas instationnaire rattrape son retard, cet effet soudain s'explique car la dynamique d'ionisation est plus lente autour de l'état stable héliumoïde de l'aluminium. Une fois ce ralentissement passé, l'écart au cas stationnaire reprend de l'importance mais on passe alors à un refroidissement rapide du plasma vers 1 ps.

Au delà de 1 ps, la courbe bleue est légèrement supérieure au cas stationnaire (vert), cela représente un retard à la recombinaison. Ce phénomène ne dure pas car l'évolution thermodynamique est de plus en plus lente et l'approximation stationnaire devient rapidement pleinement valide. Ces processus instationnaires sont caractéristiques d'une évolution extrêmement rapide des paramètres plasmas mais dans notre cas leurs effets sont faibles et ne concernent que les deux premières picosecondes. Cela ne produit qu'un écart très faible à l'équilibre thermodynamique local sur toute la durée de l'émission. Par exemple, au delà de 2 ps après le pic d'intensité laser sur cible, l'écart de l'ionisation moyenne ne dépasse pas 1%. Le fait que l'émission soit intégrée sur plus d'une dizaine de picosecondes permet également de masquer cet effet sur un spectre intégré.

Un dernier effet de l'interaction ultra-intense dont nous n'avons pas tenu compte dans l'interprétation du spectre X est la présence d'électrons chauds. La faible proportion ($n_h < 1\% n_e$) sur un temps extrêmement court justifiait jusqu'à présent de ne pas les prendre en compte. Vérifions dans une courte section ce rôle des électrons chauds.

9.3.2 Les électrons chauds

Outre les paramètres hydrodynamiques de la cible, une grandeur d'intérêt dans l'interaction ultra-intense est la fraction d'électrons chauds : elle peut changer significativement l'émission d'un plasma du fait d'une distribution non-maxwellienne des électrons.

Les électrons chauds dans CALDER

On rappelle que les électrons *chauds* sont définis dans CALDER comme l'ensemble des électrons d'énergie supérieure à 10 keV. On note n_h leur densité et on utilise la fraction n_h/n_e pour décrire leur importance par rapport au reste des électrons (n_e). La figure 9.15 illustre le maximum de cette fraction au sein de l'aluminium en fonction du temps et la cartographie 2D au pic d'intensité laser.

Bien qu'un grand nombre d'électrons chauds soit produit, la fraction d'électrons chauds reste extrêmement faible. Le chauffage extrêmement rapide s'accompagne d'une ionisation et donc d'une production d'électrons libres thermiques tout aussi rapide. Le résultat est une densité électronique très importante car l'aluminium est à la fois à densité solide et très ionisé au centre de la cible. Cela explique un rapport n_h/n_e qui reste inférieur à 1% tout au long de l'interaction.

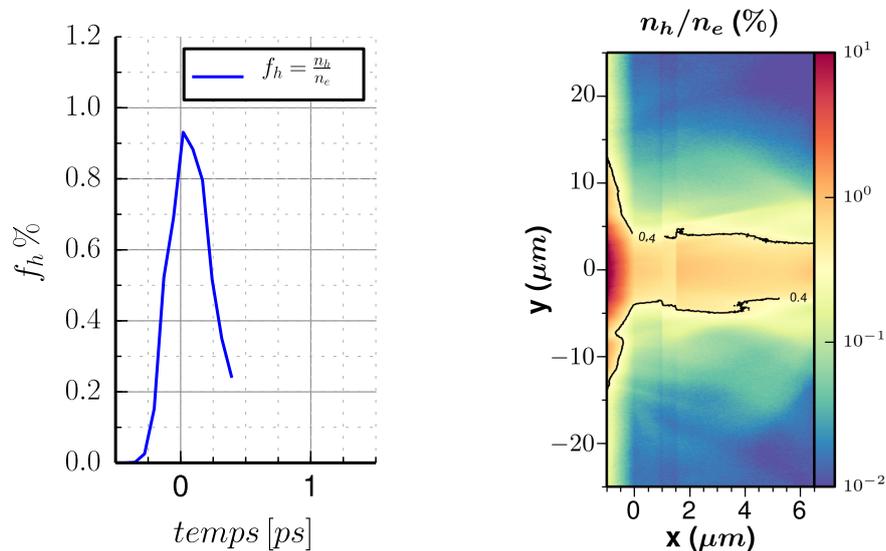


FIGURE 9.15 – Fraction d'électrons chauds ($f_h = n_h/n_e$) : à gauche évolution du maximum au sein de la couche d'aluminium en fonction du temps et à droite image 2D, ($t = +0$ fs) au pic d'intensité laser. Une longueur de gradient de $0,38 \mu\text{m}$ est utilisée.

Effets des électrons chauds sur le spectre

On ajoute à l'évolution hydrodynamique utilisée jusqu'à présent deux paramètres $f_h(t) = \frac{n_h}{n_e+n_h}$ et $T_h(t)$, la fraction totale d'électrons chauds et la température caractéristique de ces électrons chauds. L'évolution est illustrée sur la figure 9.17 où la partie en trait plein correspond au calcul CALDER.

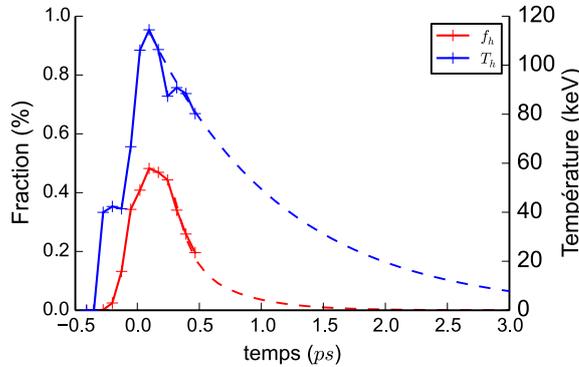
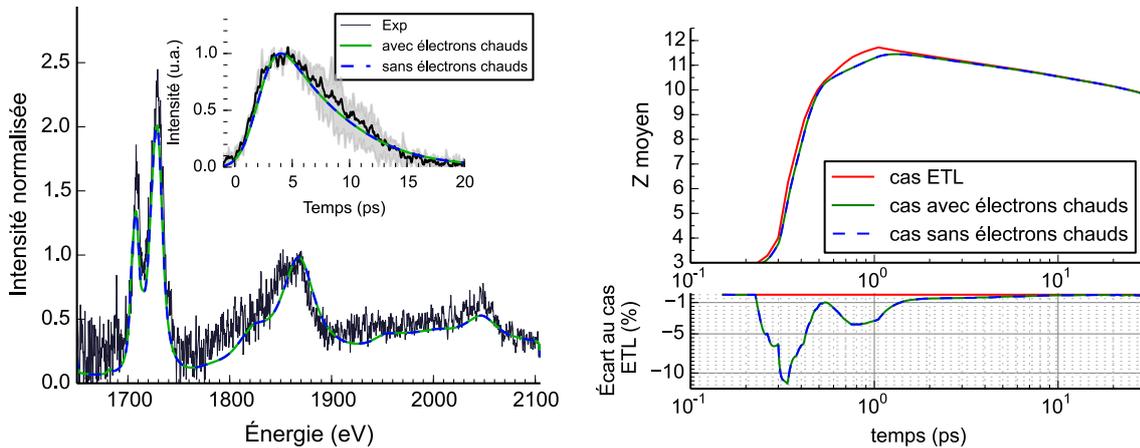


FIGURE 9.17 – Illustration de l'évolution des paramètres liés aux électrons chauds (f_h, T_h). La partie calculée par CALDER suivie par une extrapolation complète l'évolution temporelle en densité et en température afin de calculer le spectre d'émission.

La partie en pointillés représente une extrapolation sous forme exponentielle afin d'estimer l'évolution pendant toute la durée d'émission. Pour maximiser l'effet, nous considérerons les valeurs maximales au sein de l'aluminium et non les moyennes. On fournit ainsi à SPECT3D : ρ, T_e, T_i, f_h et T_h .



(a) Comparaison des spectres intégrés et des durées d'émission

(b) Comparaison de l'ionisation moyenne

FIGURE 9.16 – Après ajout de f_h et T_h , le calcul SPECT3D ne montre pas de conséquence sur l'ionisation moyenne, le spectre et la durée d'émission. Cela est essentiellement dû à la très faible proportion d'électrons chauds dans le plasma d'aluminium, même aux premiers instants.

Comme on peut le remarquer sur la figure 9.16, la faible proportion d'électrons chauds ne suffit pas à modifier le spectre X calculé. L'ionisation moyenne, le spectre intégré et la durée d'émission ne sont pas perturbés.

Grâce à la densité élevée et à la forte ionisation du plasma, la proportion d'électrons chauds est très faible devant les électrons thermiques. Comme c'est cette proportion qui intervient dans les modèles atomiques utilisés dans ce travail, on considère leur présence comme négligeable dans l'interprétation de nos spectres.

9.3.3 Influence du préplasma sur l'émission X

La présence d'un préplasma est validée par les images d'ombroscopie réalisées avant l'impulsion principale. Malheureusement les barres d'erreur de ces mesures ne permettent pas d'être suffisamment quantitatif pour les simulations PIC au vue de la sensibilité physique à ce paramètre. La figure 9.18 illustre le résultat de la même méthode en prenant cette fois ci une longueur de gradient de $0,44 \mu\text{m}$ au lieu de $0,38 \mu\text{m}$ (soit une augmentation de 15%). Dans ce cas la température moyenne maximale est de seulement $T_e = 420 \text{ eV}$ par rapport à 465 eV avec une longueur de gradient de $0,38 \mu\text{m}$. Le calcul de la détente et du spectre d'émission intégré en temps montre alors la disparition de la raie $\text{Ly}\beta$ à 2048 eV par rapport au cas précédent où elle est encore discernable. Cette petite variation du préplasma permet d'obtenir un spectre dont la température moyenne est plus froide comme la moyenne obtenue lors de la deuxième expérience (figure 9.18).

Ce scénario d'un préplasma variable tir à tir pourrait faire partie de l'explication des écarts sur les spectres mesurés. De plus, il a été montré, après nos expériences, que la pré-impulsion était due à la détérioration d'un revêtement optique. Cette dégradation augmentant avec le temps, va dans le sens d'un pré-

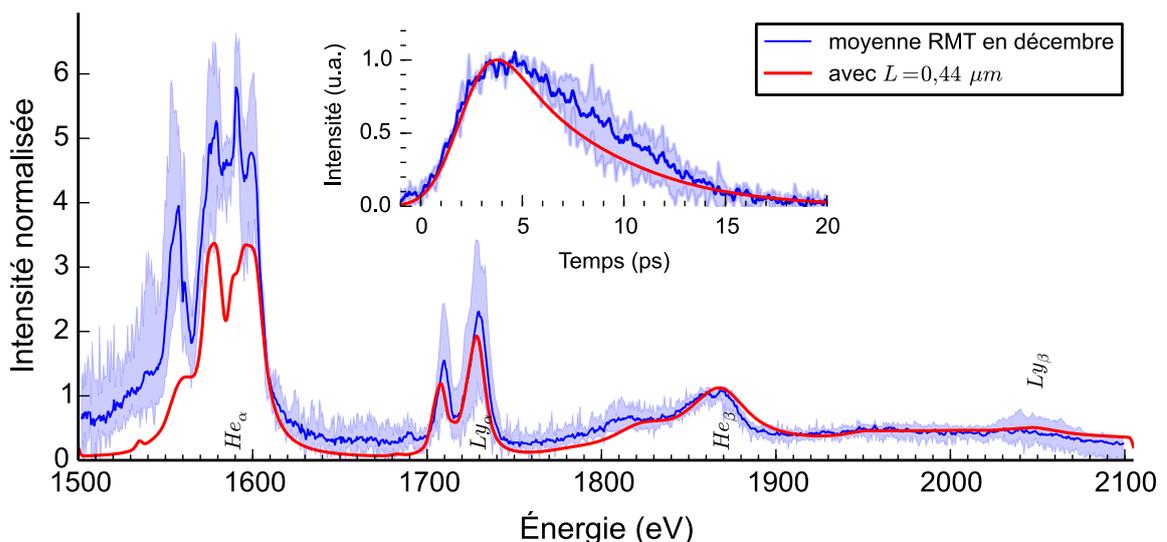


FIGURE 9.18 – En bleu : résultat d'un tir où le spectre est caractéristique d'un plasma plus froid. En rouge : spectre calculé avec une longueur de gradient de $0,44 \mu\text{m}$.

plasma en moyenne plus important dans la seconde expérience, presque une année après les premiers tirs.

En élargissant la gamme spectrale mesurée, nous remarquons que la raie He_α et les raies béryliumoides à plus basses énergies ne sont pas convenablement reproduites dans notre analyse. Nous explorons quelques pistes pour expliquer cela dans le chapitre suivant.

CONCLUSION

Ce chapitre apporte, grâce à la simulation PIC, une modélisation possible du chauffage. La dynamique d'ionisation associée et les températures atteintes sont compatibles avec nos mesures d'ombroscopie, du spectre intégré en temps et de la durée d'émission.

Les premiers instants indiquent un plasma plus complexe que dans le précédent chapitre. L'écart à l'équilibre vient à la fois des conditions en densité (ch.4.2.2 p.69) qui ne sont pas suffisantes à très haute température mais également de l'instationnarité du calcul des populations en physique atomique sur les échelles de temps extrêmement rapides de l'évolution hydrodynamique. Notre cas est néanmoins peu instationnaire grâce à des températures maximales de seulement 500 – 600 eV et à l'intégration sur une durée d'émission de plus de 10 ps qui masque les conséquences sur les mesures. On ne peut donc pas discuter plus amplement de ces aspects à la seule vue des mesures expérimentales.

La simulation de l'interaction nous donne également une indication sur la population d'électrons chauds. Bien que la présence des électrons chauds soit indissociable de l'interaction ultra-intense, leur proportion au sein de l'épaisseur d'aluminium est très faible ($n_h/n_e \sim 1\%$) et leur dilution très rapide (2 ps). Par le calcul, nous avons montré qu'il n'y a donc pas d'effets de ces électrons dans les calculs des populations et des niveaux excités et donc sur l'émission X de couche K.

Ces effets dépendent de l'interaction (le laser utilisé pour le chauffage) et du temps d'intégration de l'émission (le temps d'acquisition du diagnostic et la durée d'émission de l'élément d'intérêt). Le fait que dans notre cas, la mesure expérimentale ne semble pas être perturbée par ces deux points est lié à nos conditions : le choix de l'aluminium, une température atteinte de l'ordre de 600 eV maximum et une durée d'intégration de l'émission longue (10 – 20 ps) devant la durée des effets instationnaires (~ 2 ps). Ce n'est donc pas généralisable à d'autres couples (éléments d'études, température)

L'utilisation d'un code hydrodynamique-radiative 1D nous a poussés, dans ce chapitre, à effectuer une moyenne spatiale. La moyenne sur les deux dimensions

spatiales a permis de prolonger la méthode du chapitre précédent et de discuter spécifiquement des effets liés à la phase de chauffage. Dans notre cas où la phase de chauffage s'effectue sur une durée courte devant la durée d'émission totale, on s'aperçoit que l'analyse plus simple du chapitre précédent (chauffage initiale instantanée) permet d'obtenir une température maximale et une évolution hydrodynamique proche de ce que nous avons décrit ici. La complexité de la description particulière du chauffage permet de justifier⁷ l'utilisation d'une méthode plus simple pour obtenir une évolution temporelle moyennée spatialement.

Les codes particuliers sont néanmoins nécessaires dans notre méthode pour vérifier que le chauffage et sa dynamique n'ont pas d'effet sur la mesure. Ils permettent également de simuler le gradient spatial de température. Comme le code `MULTI` nous permet de prendre en compte un plasma 1D inhomogène, nous allons dans le prochain chapitre modéliser ce gradient longitudinal afin de discuter de ses conséquences et de son évolution en temps.

7. Si et seulement si la phase de chauffage n'a pas de conséquence sur la mesure réalisée comme c'est le cas pour nos conditions.

VERS LA PROBLÉMATIQUE DES GRADIENTS SPATIAUX

10.1 PRISE EN COMPTE D'UN GRADIENT LONGITUDINAL

Dans cette première section, nous nous intéressons aux inhomogénéités longitudinales du plasma. Nous allons discuter de la présence de plusieurs éléments (carbone, aluminium et plastique) et du gradient fort en température entre la face avant et la face arrière de la cible à la fin de l'interaction laser. Nous étudierons le spectre d'émission X issu de la moyenne des résultats de la deuxième expérience afin de discuter plus la restitution de l'ensemble des transitions de la couche K de l'aluminium mesurée. Nous utilisons donc les simulations CALDER avec un pré-plasma de $0,44 \mu\text{m}$ pour modéliser le chauffage de la cible et permettant de restituer le spectre mesuré, comme nous venons de le voir dans la section 9.3.3.

10.1.1 Méthode : SPECT3D avec trois éléments

Nous avons vu (fig. 9.18) qu'en réduisant le problème à une seule cellule évoluant en temps, on obtient un spectre proche du résultat expérimental de 1650 à 2100 eV. Dans cette section, nous utilisons les moyennes pondérées définies dans le chapitre précédent afin de définir un profil plasma 1D le long de l'axe laser. La température est donc moyennée selon la dimension transverse en plusieurs points le long de l'axe longitudinal, pour discuter de l'influence du gradient longitudinal de température.

Le gradient de température du dernier pas de temps de la simulation CALDER est ensuite repris (courbes rouges figure 10.1) pour initialiser une simulation HR MULTI 1D dont l'évolution (T_e , T_i et ρ) est présentée figure 10.1. On conserve donc ici les trois éléments C/Al/CH ainsi que le gradient de température électronique et ionique. L'évolution de ces deux simulations juxtaposées (CALDER et MULTI) est ensuite fournie à SPECT3D pour calculer le spectre d'émission total résolu en temps.

La prise en compte de l'angle de vue du diagnostic (45°) conduit à une épaisseur initiale de toute la cible de $9,2 \mu\text{m}$. Le maillage choisi pour SPECT3D est affiné dans l'épaisseur d'aluminium et pour les premiers instants lorsque l'évolution est la plus rapide.

Nous avons vu que le chauffage rapide induit un fort gradient de température longitudinal dans l'épaisseur d'aluminium : 30 eV sur 0,5 μm entre les faces avant et arrière de la couche d'aluminium, une fois la moyenne radiale effectuée dans le cas présent (préplasma de 0,44 μm et à $t = 624$ fs). En regardant l'évolution de la température dans l'épaisseur d'aluminium, on observe une dégradation rapide de ce gradient. La relaxation électron-ion et le refroidissement radiatif sont les deux processus majoritairement responsables du refroidissement plus rapide des zones chaudes par rapport aux zones froides. Vers 4 ps l'épaisseur d'aluminium est beaucoup plus homogène en température mais cela ne dure pas car la détente est plus rapide du coté carbone.

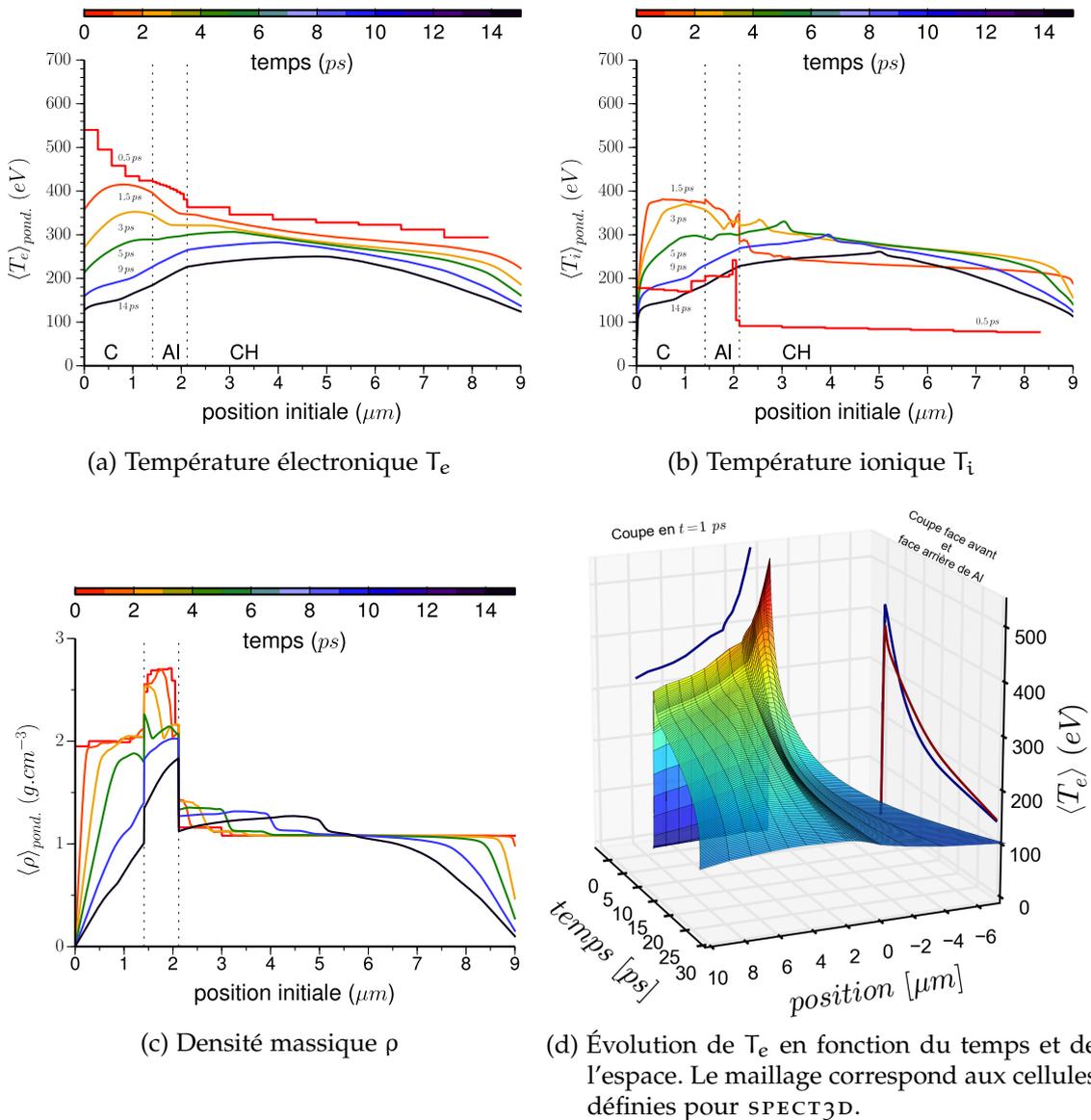


FIGURE 10.1 – Évolution hydrodynamique du plasma 1D fournie à SPECT3D : la courbe rouge correspond à l'initialisation CALDER.

10.1.2 Prise en compte d'une description 1D sur le spectre

La prise en compte des trois éléments et du gradient longitudinal dans le calcul de `SPECT3D` permet de discuter de deux questions : i) le rôle du carbone et du plastique, ii) l'influence du gradient de température.

Tout d'abord, on vérifie que le rayonnement du carbone et du plastique est bien négligeable dans la gamme spectrale mesurée (fig. 10.2 courbe verte). Il est néanmoins responsable d'un rayonnement continu (bremsstrahlung) qui contribue à augmenter la valeur du continuum aux basses énergies.

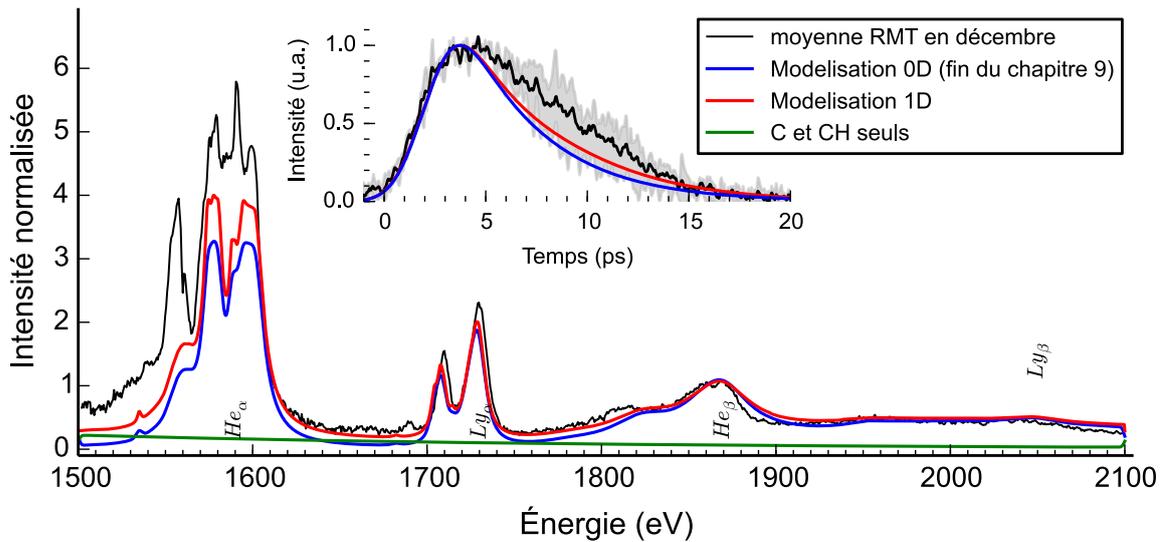


FIGURE 10.2 – (Cible RMT à 2ω) Calculs `SPECT3D` prenant en compte le gradient longitudinal et l'évolution temporelle simulée par `CALDER` et `MULTI`. Les spectres sont normalisés à la He_{β} .

On vérifie également sur la figure 10.2 que le gradient de température initial simulé par `CALDER` est compatible avec nos mesures expérimentales. De plus, en comparant les résultats de la modélisation 0D du chapitre précédent à la modélisation 1D, on conclut que les mesures ne permettent pas de contraindre la présence ou non de ce gradient.

Une autre observation est que jusqu'à présent aucune de nos modélisations n'a permis de comprendre d'où pouvait venir la forte intensité de la gamme 1500 – 1650 eV c'est-à-dire la raie He_{α} et ses satellites lithiumoïdes et béryllumoïdes.

10.1.3 Une hypothèse pour expliquer l'intensité de la He_{α}

Une hypothèse pour expliquer la mauvaise restitution de la raie He_{α} pourrait être liée au modèle de réabsorption. Cette raie est très optiquement épaisse et donc très sensible à ce modèle : une sous-estimation de la réabsorption dans

cette gamme spectrale pourrait expliquer la mauvaise restitution. Cependant nos résultats ne permettent pas d'affirmer une telle hypothèse.

Une seconde hypothèse est liée au gradient radial de température. La raie He_α et ses satellites lithiuoïdes et béryliumoïdes sont émissifs dans des gammes de température assez vastes allant de plusieurs dizaines à quelques centaines d'électron-Volts. Une hypothèse permettant d'expliquer la sous-estimation de notre modélisation est l'importance des zones *tièdes* qui ne seraient pas assez bien décrites dans nos analyses.

La figure 10.4 illustre par exemple la possibilité d'ajuster la partie basse énergie sans perturber les hautes énergies. Pour cela on utilise le point de vue totalement moyenné du chapitre 7 et on réalise la somme de deux simulations à l'ETL :

1- ($\rho = 2,7 \text{ g.cm}^{-3}$, $T_e = 350 \text{ eV}$)

2- ($\rho = 2,7 \text{ g.cm}^{-3}$, $T_e = 150 \text{ eV}$)

Chaque condition est sommée et pondérée respectivement par 0,5% et 99,5%. Cette répartition, arbitrairement choisie, est motivée par la distribution radiale en température modélisée par CALDER. La figure 10.3 montre que la distribution en température s'élargit en dessous de 200 eV et qu'un très long plateau sur plus de 10 μm a une température de presque 100 eV, 500 fs seulement après l'interaction

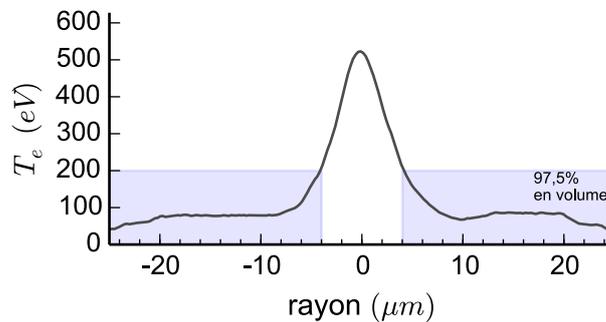


FIGURE 10.3 – Température moyennée dans l'épaisseur d'aluminium en fonction du rayon. (calcul CALDER 624 fs après l'interaction)

La figure 10.4 montre que la composante *tiède* à 150 eV n'a pas d'influence sur la partie haute du spectre ($E > 1650 \text{ eV}$) dont nous avons discuté la restitution pendant les derniers chapitres. La partie basse du spectre est mieux restituée et cela pourrait s'expliquer par la non prise en compte de l'évolution 2D des zones *tièdes* dans notre analyse 1D. Cette gamme spectrale serait un marqueur des inhomogénéités du plasma, visible même sur un spectre intégré en temps et espace.

Il ne s'agit que d'une hypothèse qui nécessiterait, afin d'être approfondie, un travail à au moins deux dimensions concernant l'évolution hydrodynamique qui

ne sera pas réalisé dans ce manuscrit. Nous évoquons néanmoins de possibles conséquences du gradient transverse dans la prochaine section.

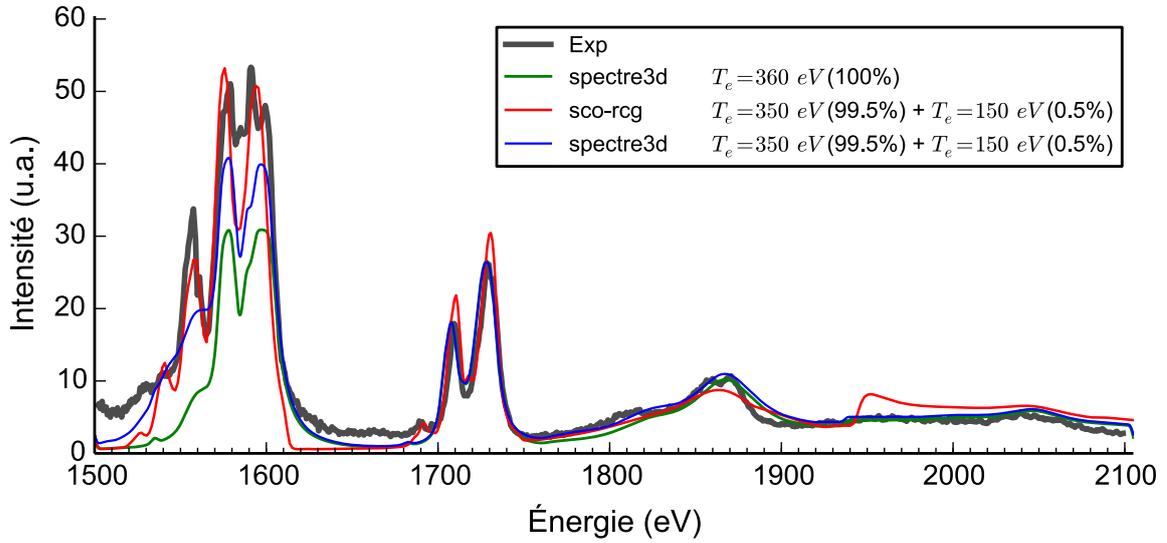


FIGURE 10.4 – L’ajout d’un rayonnement d’aluminium à température faible ($T_e = 150$ eV) permet d’améliorer la restitution des zones basses énergie sans modifier fortement le spectre au delà de 1600 eV. Les simulations sont réalisées avec SPECT3D et avec SCO-RCG à l’ETL.

10.2 DIMENSION TRANSVERSE

10.2.1 Notion de volume émissif équivalent

Les simulations réalisées avec SPECT3D (ch. 8 et 9) permettent le calcul de l’intensité émise par le plasma, intégrée temporellement et en $\text{erg}/\text{eV}\cdot\text{sr}\cdot\text{cm}^2$. Expérimentalement grâce aux calibrations des détecteurs et des cristaux, les mesures permettent de connaître l’intensité intégrée spatialement et temporellement en $\text{erg}/\text{eV}\cdot\text{sr}$.

Il est donc possible de déterminer une surface équivalente d’émission en multipliant nos simulations par la surface πR^2 permettant de reproduire les mesures spectrales en $\text{erg}/\text{eV}\cdot\text{sr}$. Cette approche revient à considérer le plasma comme un cylindre où les paramètres plasmas sont constants et déterminés par les conditions moyennes utilisées dans la description 1D précédente. On trouve alors un rayon $R = 5,5 \pm 0,2 \mu\text{m}$. Cette surface est compatible avec les simulations CALDER 2D comme le montre la figure 10.5.

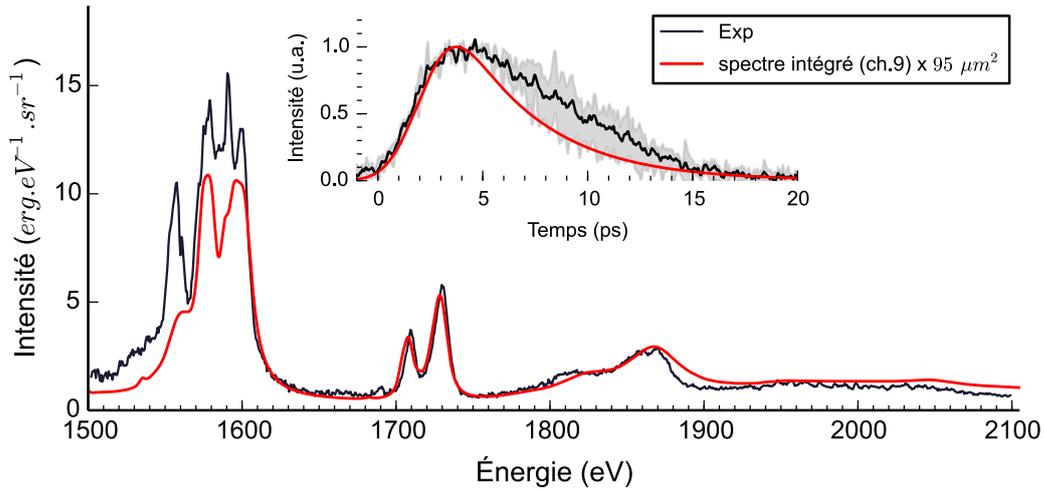


FIGURE 10.5 – Avec une surface de rayon 5,5 μm, il est possible de retrouver la mesure intégrée temporellement et spatialement (en erg/eV.sr).

10.2.2 Gradient à la fin de l'interaction

Dans cette section nous allons discuter le gradient de température calculé par CALDER 624 fs après l'interaction. Pour ce pas de temps, la figure 10.6 illustre le gradient de température électronique dans la cible dans le cas d'une longueur de gradient de 0,44 μm.

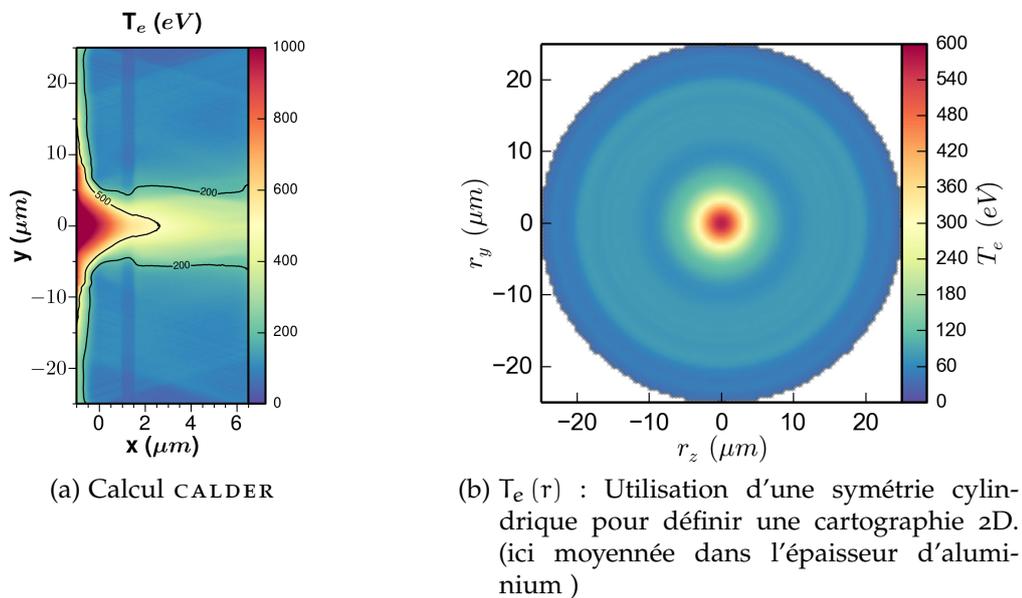


FIGURE 10.6 – (Cible RMT à 2ω , $I = 4,4 \cdot 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$) Température électronique 624 fs après le pic d'intensité laser.

En supposant une symétrie de révolution autour de l'axe laser, les données (température et densité) CALDER sont interpolées sous la forme d'une carte à symétrie cylindrique. Il est alors possible avec SPECT3D de modéliser l'émission X de la cible entière (géométrie cylindrique (r, z)) à un pas de temps fixé. Cela permet de simuler une imagerie X 2D à un temps donné et de se rendre compte du volume participant à l'émission X de la couche K.

La figure 10.7 montre différentes largeurs à mi-hauteur selon la gamme spectrale observée. La structure particulière de la gamme 1800 – 1900 eV s'explique par le gradient de température. Comme il s'agit d'une raie héliumoïde (Al^{11+}) son intensité diminue au centre de la cible lorsque le plasma est si chaud que la population Al^{11+} est ionisée en Al^{12+} .

Une imagerie résolue spectralement et avec une bonne résolution spatiale ($\sim \mu\text{m}$) permettrait de se rendre compte de la zone du plasma correspondant à l'émission mesurée. Les simulations indiquent dans notre cas pour l'émission de couche K un rayon à mi-hauteur de $\sim 3 \mu\text{m}$, 624 fs après le pic d'intensité laser ce qui est proche de la largeur de la surface d'émission équivalente définie précédemment à $5,5 \mu\text{m}$. L'ordre de grandeur des rayons correspondant aux surfaces d'émission est donc très inférieur à la résolution de la caméra sténopé utilisée pendant

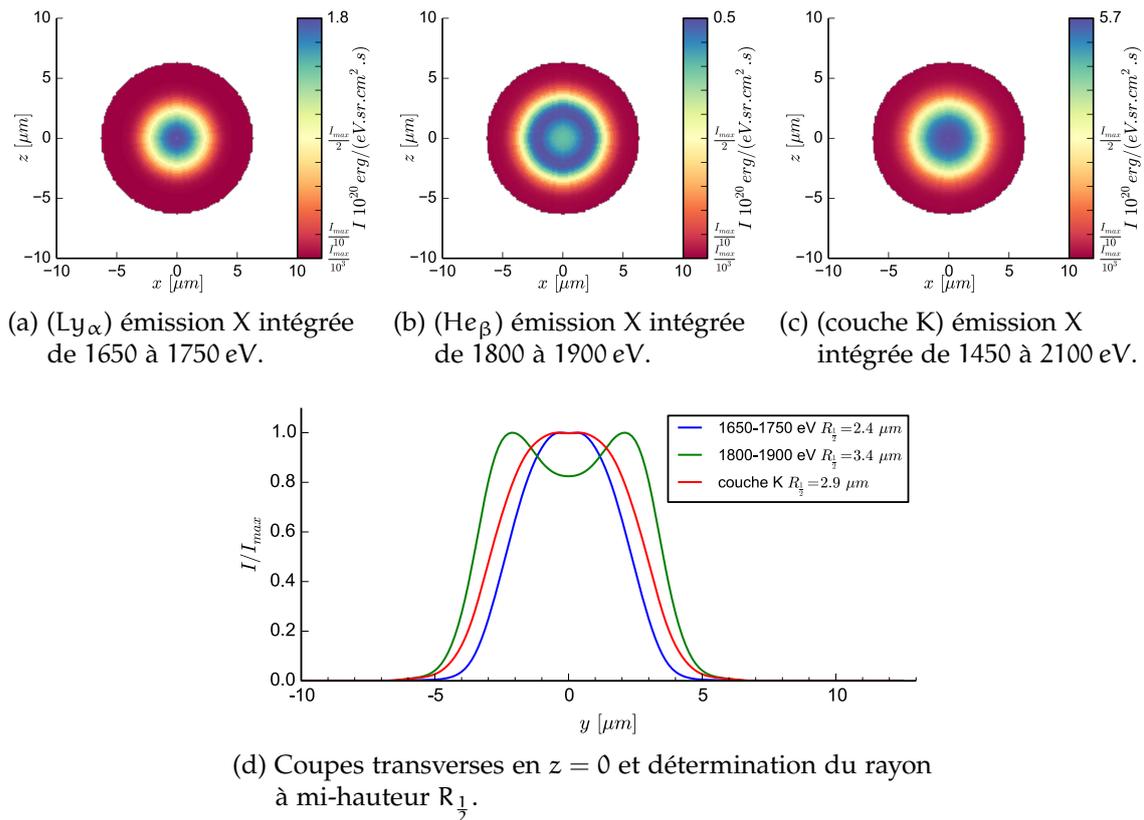
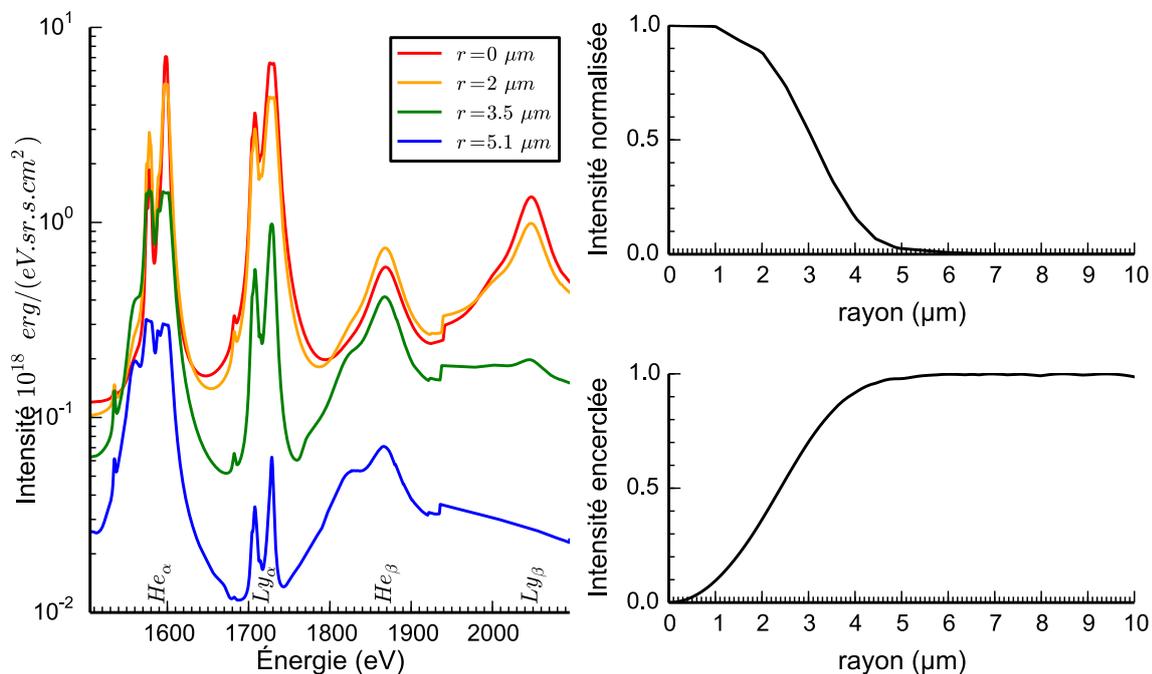


FIGURE 10.7 – Émission X (à $t = 624$ fs) reçue par un détecteur normal à la cible, intégrée selon différentes gammes spectrales (a. b. c.) et coupe sur l'axe $z = 0$ (d.)

notre deuxième expérience, ce qui est cohérent avec les résultats obtenus (p. 107). L'écart de $2,5 \mu\text{m}$ pourrait s'expliquer par l'évolution hydrodynamique ultérieure du plasma.

La non-homogénéité de la surface d'émission est une conséquence de la présence d'un gradient transverse de température. Dans notre cas, plusieurs zones participent différemment au spectre mesuré. La figure 10.8a montre quatre spectres de couche K en fonction du rayon. On observe un changement significatif de l'émission :

- 1- L'évolution des rapports de raies indique un changement rapide de la distribution ionique en fonction du rayon.
- 2- La diminution rapide de l'intensité (fig. 10.8b) montre que le plasma pour $r \gtrsim 4 \mu\text{m}$ ne participe qu'à moins de 10% de l'émission intégrée spatialement.



(a) Différents spectres d'émission en fonction du rayon.

(b) Intensité totale en fonction du rayon (en haut) et intensité encerclée dans le cercle de rayon r , en fonction de r .

FIGURE 10.8

Une mesure résolue spatialement permettrait donc de caractériser le gradient transverse car chaque spectre à une position r est caractéristique des conditions plasma à cette position. Cependant la résolution requise pour un tel spectromètre, dans notre cas proche du micromètre, complique fortement la réalisation d'un tel diagnostic.

À un pas de temps donné ($t = 624 \text{ fs}$), le gradient de température est responsable d'une émission X très variable autour de l'axe laser et de volumes émissifs

différents selon les gammes spectrales. On souhaite maintenant discuter des tendances de l'évolution temporelle du gradient transverse en température.

10.2.3 Évolution du gradient transverse

Nous présentons sur la figure 10.9, une simulation MULTI correspondant à l'évolution de la température uniquement sur l'axe transverse dans l'épaisseur d'aluminium. On effectue une coupe, selon le rectangle rouge (figure 10.9a) pour obtenir le profil radial en température à la fin de l'interaction. On initialise une simulation MULTI avec ce profil afin de prolonger l'évolution. C'est une approche grossière car seule la dimension transverse est prise en compte. Elle permet néanmoins de mettre en évidence, sur les temps correspondants à l'émission de couche K, une diffusion liée au flux radiatif qui permet d'étendre radialement la zone initialement chauffée (fig. 10.9c). La conduction thermique s'exerce sur des temps plus longs et ne permet pas d'étendre les zones chaudes.

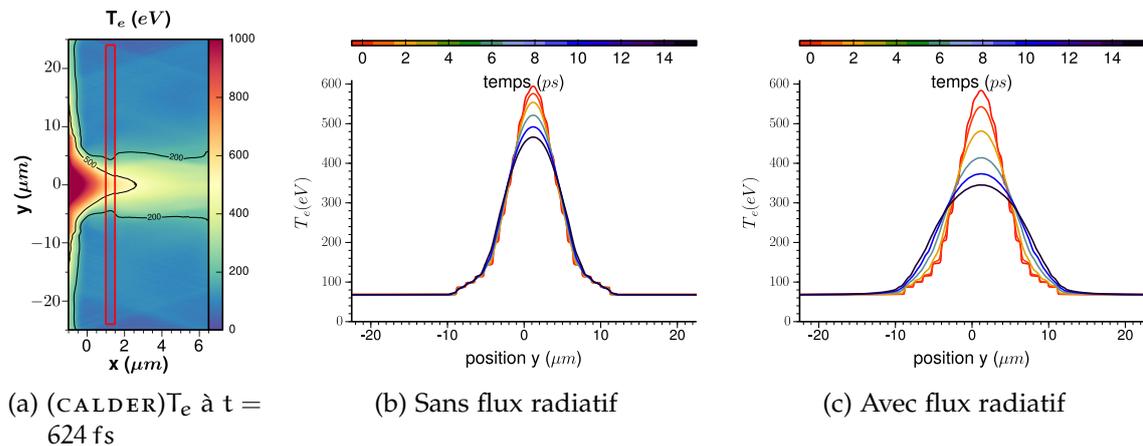


FIGURE 10.9 – Évolution temporelle du profil transverse de la température moyennée dans le rectangle rouge (fig. a.).

D'après les simulations sur l'axe longitudinal (p. 160) et ici sur l'axe transverse, on montre que les processus radiatifs tendent à homogénéiser les gradients de température pour les très hautes températures au niveau de l'axe laser ($y = 0$). Le refroidissement selon la dimension transverse n'étant pas négligeable, les effets 2D et 3D ne sont a priori pas négligeables.

CONCLUSION

Ce chapitre met en avant plusieurs problématiques liées aux gradients spatiaux.

- Les simulations PIC montrent que de très forts gradients de température sont produits lors du chauffage isochore (surtout radialement). La gamme

spectrale sur laquelle s'appuie notre analyse des conditions plasmas (la partie 1800 – 2100 eV avec les raies optiquement minces $\text{He}\beta$ et $\text{Ly}\beta$ et la durée d'émission) est peu sensible à la présence ou non de ces gradients spatiaux.

- Dans la dimension transverse, un fort gradient de température conduit à plusieurs effets, éventuellement mesurables expérimentalement.
 - Avec un spectromètre résolu spatialement, il serait possible de mesurer des spectres d'émissions très variables selon la position radiale.
 - Avec une imagerie X résolue en temps, la mesure de l'émission X de différentes gammes spectrales pourrait peut être conduire à la caractérisation des gradients.
- Les diamètres des surfaces d'émission caractéristiques dans la discussion réalisée ici sont de l'ordre de 3 à 5,5 μm à mi-hauteur.
- Les simulations hydro-radiatives montrent que, pour l'aluminium, les effets radiatifs aussi bien longitudinalement que transversalement mènent à une réduction significative des gradients sur l'échelle de temps de la picoseconde. Une limitation dans la modélisation du chauffage utilisée ici est justement la non-prise en compte du refroidissement radiatif dans CALDER pendant la phase de chauffage.
- Enfin, l'aspect radiatif semble conduire à une extension des zones tièdes aux alentours de 100 – 200 eV. Ces zones participent peu à la gamme spectrale 1800 – 2100 eV mais une mauvaise prise en compte de leur évolution dans notre description 1D pourrait conduire à sous estimer l'intensité des raies héliumoïdes, lithiomoïdes et béryliumoïdes. La faible sensibilité du reste du spectre au gradient de température serait donc liée à la faible influence des zones froides (< 200 eV) sur le spectre de couche K mesuré.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

CONCLUSION

Afin d'approfondir la compréhension du transport de rayonnement dans le domaine de la fusion par confinement inertiel et en physique des intérieurs stellaires, les expérimentateurs cherchent à accéder à des états de la matière extrêmement chauds et denses. Dans ce contexte, l'interaction à ultra-haute intensité a ouvert l'accès à l'étude de plasmas à la fois denses et chauds. Cependant, ce type d'interaction est encore peu utilisé dans le cadre de mesures d'opacité car la caractérisation de tels plasmas est encore complexe. Dans ce travail, nous avons voulu discuter des différents aspects de cette caractérisation afin d'améliorer notre compréhension des phénomènes physiques mis en jeu et de leur influence sur l'interprétation du spectre d'émission de couche K.

Depuis de nombreuses années, un ensemble de processus physiques liés à l'interaction à ultra-haute intensité a été découvert, expliquant la génération, le transport et le dépôt d'énergie d'une population électronique supra-thermique permettant de chauffer une cible solide en profondeur (ch. 2). Ces processus d'interaction dépendent fortement de l'intensité laser, de la polarisation, de l'angle d'incidence et de la longueur de gradient en densité en face avant de la cible.

Ces mécanismes de chauffage sont couramment divisés en deux catégories : (i) les mécanismes collisionnels où chaque électron supra-thermique dépose par collision son énergie et (ii) les mécanismes collectifs où le courant d'électrons supra-thermiques induit une réponse du plasma sous la forme d'un courant de retour et d'un chauffage résistif. Ces deux mécanismes ont des temps caractéristiques différents. Le chauffage résistif se met en place en quelques femtosecondes, principalement sur l'axe laser. Il explique le chauffage isochore de la cible mais s'atténue rapidement à cause de la baisse de la résistivité en fonction de la température et à cause d'instabilités des courants d'électrons. Le chauffage par collisions, quant à lui, s'effectue sur plusieurs picosecondes et permet un dépôt sur un volume plus grand dû à la divergence et à la recirculation des électrons dans la cible. Le transfert d'énergie sur les temps courts devant l'évolution hydrodynamique concerne dans un premier temps uniquement les électrons : le plasma est ainsi chauffé de manière isochore à de fortes températures électroniques, la température ionique augmentant plus lentement par collisions électron-ion.

L'évolution ultérieure du plasma fait intervenir des mécanismes d'hydrodynamique radiative. Le refroidissement par rayonnement, la relaxation électron-ion, la détente de la cible et la conduction thermique sont les quatre mécanismes qui conduisent au refroidissement et identifiés dans ce travail (ch. 3).

Que ce soit pendant la phase de chauffage isochore ou pendant le refroidissement hydrodynamique et radiatif de la cible, le plasma va produire un rayonnement. L'analyse de ce rayonnement apporte une information sur les conditions thermodynamiques du plasma émetteur (ch. 4). Dans nos expériences, nous avons mesuré et analysé le rayonnement X de couche K de l'aluminium, en particulier dans la gamme 1800 – 2100 eV qui est optiquement mince dans nos conditions.

La diversité des phénomènes physiques mis en jeu nous a conduits à utiliser différents codes. CALDER permet en géométrie 2D eulérienne de modéliser l'interaction UHI sur cible solide à l'aide d'un formalisme particulière. Le coût du calcul limite son utilisation aux temps courts et l'absence des effets liés au rayonnement ne le rend pas adapté à la modélisation du refroidissement. MULTI est un code d'hydrodynamique-radiative, il est adapté au calcul de la détente et du refroidissement radiatif sur des temps longs. Enfin SPECT3D permet le calcul résolu en temps des populations atomiques et de l'émission X du plasma en post-processant une évolution hydrodynamique.

Deux expériences, présentées dans ce manuscrit, ont montré la possibilité de produire, sur une installation à ultra-haute intensité ($5.10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$) et avec une énergie modérée ($\sim 1,5 \text{ J}$), un plasma d'aluminium proche de la densité solide ($\sim 2 \text{ g.cm}^{-3}$) et dont la température dans un volume proche de l'axe laser varie temporellement de 500 à 200 eV en $\sim 20 \text{ ps}$.

Au cours de ces expériences, trois diagnostics principaux ont été mis en place : la mesure du gradient de densité en face avant de la cible (ombroscopie), la mesure intégrée en temps et en espace d'un spectre de couche K d'aluminium (spectromètre Von-Hamos) et la mesure résolue en temps d'une des raies d'émission choisie judicieusement (spectromètre tronconique et CBF). L'analyse simultanée des résultats des trois diagnostics, apportant chacun une contribution essentielle, a permis de soulever le caractère complexe de l'interprétation d'un spectre d'émission utilisée habituellement pour estimer la densité et la température du plasma. Ce travail apporte un éclairage complémentaire aux travaux sur la caractérisation des plasmas denses et chauds créés par interaction à ultra-haute intensité.

Numériquement, il est nécessaire de modéliser l'ensemble de la dynamique du plasma pour comprendre les conditions obtenues lors de la restitution du spectre d'émission de couche K mesurée. La description la plus complète (ch. 9

et 10) montre un chauffage résistif important sur plusieurs centaines de femtosecondes pendant l'interaction. Ce chauffage produit un très fort gradient de température radialement et longitudinalement dans la cible qui s'atténue par relaxation électron-ion et par refroidissement radiatif, deux mécanismes de refroidissement plus efficaces dans les zones de température élevée. Dans nos conditions expérimentales, les conditions maximales dans l'épaisseur d'aluminium, atteintes sur l'axe laser 500 fs après l'interaction, sont :

ρ	=	2.7 g.cm^{-3}
$T_{e \text{ max } 2D}$	\cong	650 eV
gradients spatiaux	=	$\sim 100 \text{ eV}/\mu\text{m}$ radialement $\sim 180 \text{ eV}/\mu\text{m}$ longitudinalement

Expérimentalement, la mesure est issue d'une intégration spatiale. Cette intégration dépend de l'élément choisi et de la gamme spectrale observée. En effet, le choix de la gamme spectrale mesurée focalise l'interprétation sur des ions émetteurs bien spécifiques. Dans notre cas, les raies héliumoides et hydrogénéoides sont mesurées et c'est l'ensemble des zones supérieures à 200 eV qui participent significativement à la mesure. On caractérise donc essentiellement la partie chaude au centre de la cible, en prenant en compte le fait que les zones chaudes participent fortement au signal par rapport aux zones moins chaudes. Afin de restituer à la fois la mesure du spectre d'émission de couche K et celle de la durée d'émission de la raie He_{β} , nous avons caractérisé le plasma par sa température électronique maximale moyennée en espace et son évolution temporelle (ch. 8 et 9) :

$\langle \rho (t = 500 \text{ fs}) \rangle_{xy}$	=	2.7 g.cm^{-3}
$\langle T_{e \text{ moy }} (t = 500 \text{ fs}) \rangle_{xy}$	\cong	500 eV
gradient temporel	=	$15 - 20 \text{ eV/ps}$

À ces températures de l'ordre de 500 eV, l'émission dure un peu plus de 10 ps et la modélisation numérique est en accord avec la mesure expérimentale. Enfin, si l'on souhaite interpréter le spectre intégré en temps et en espace par une unique température, cette température *diagnostiquée* est compatible avec la notion de moyenne présentée dans la thèse (ch. 7 et 8). Les conditions moyennes diagnostiquées uniquement à partir du spectre intégré en temps sont alors des conditions moyennes dépendant de la gamme spectrale observée et pouvant masquer la complexité des phénomènes physiques mis en jeu dans la dynamique du plasma :

$\langle \rho_{\text{moy}} \rangle_{xyt}$	=	$2,1 - 2,7 \text{ g.cm}^{-3}$
$\langle T_{\text{moy}} \rangle_{xyt}$	\cong	$370 \pm 30 \text{ eV}$

Dans le cas de l'aluminium et dans nos conditions expérimentales, le temps d'intégration est suffisamment long pour masquer, sur nos mesures intégrées temporellement, les effets éventuellement présents pendant les premières picosecondes :

- Conséquences de $T_i \ll T_e$ pendant la relaxation électron-ion (< 3 ps) et son impact sur les profils spectraux.
- Physique atomique instationnaire pendant le chauffage et le début de la détente (< 3 ps) et son impact sur le calcul des populations atomiques.
- Équilibre hors-ETL des populations au maximum de T_e .

Une mesure seule d'un spectre de couche K intégrée temporellement est donc insuffisante si elle n'est pas couplée avec des mesures résolues temporellement et spatialement. Réduire le problème à un unique couple température et densité nécessite en pratique la modélisation de l'ensemble de la dynamique pour valider ce choix.

PERSPECTIVES

Les différents formalismes physiques utilisés montrent les différents aspects qu'il est possible d'explorer par ce schéma expérimental.

Le chauffage isochore permet d'atteindre de très hautes températures en conservant la densité solide. Approfondir l'étude du chauffage isochore permettrait de mieux maîtriser les conditions thermodynamiques que l'on souhaite produire pour de futures expériences. Le temps caractéristique de ce phénomène est inférieur à la picoseconde. Nous avons montré que le diagnostic d'ombroscopie a permis de mettre en évidence un gradient de densité face avant de la cible qui s'est avéré être un paramètre crucial de notre étude. Cependant, ce diagnostic n'a pas la précision nécessaire pour contraindre directement la phase de chauffage. Pour mieux décrire cette phase de chauffage, il faut donc impérativement mieux caractériser le laser et la longueur de gradient en densité en face avant. Une caractérisation par interférométrie peut être pertinente mais la faible longueur de gradient à observer ne rend pas aisée sa mise en place. Le diagnostic FDI¹ pourrait également permettre une progression sur cette problématique. Après l'interaction, le dépôt d'énergie est régi par la population supra-thermique au cœur de la cible : cette population est très difficile à diagnostiquer, notamment à cause des phénomènes de recirculation présents dans des cibles de faibles dimensions.

D'un point de vue hydrodynamique, la relaxation électron-ion et le refroidissement radiatif sont les processus ayant potentiellement une conséquence significative sur la durée d'émission. Au contraire, la détente puis la conduction de

1. Frequency Domain Interferometry

chaleur s'effectuent sur des temps plus longs que la durée d'émission mesurée. Des mesures de spectres résolus en temps seraient donc idéales pour approfondir ces questions. La mesure de plusieurs raies résolues en temps est idéale mais a minima nous avons vu que la durée d'émission intégrée spectralement permet déjà d'apporter une information essentielle à la modélisation du plasma. Comme des mesures résolues en temps doivent systématiquement être mises en place, des développements en termes de diagnostics doivent continuer. En particulier, l'utilisation de caméra à balayage de fente sub-picoseconde est essentielle pour ces schémas expérimentaux. Avec une autre approche, l'utilisation de sources X picosecondes ou sub-picosecondes permettraient également de mettre en place une spectroscopie (d'absorption) résolue temporellement.

Enfin, le chauffage isochore par interaction UHI semble prometteur pour l'étude des propriétés radiatives de la matière et des processus microscopiques de physique des plasmas denses, dans des conditions de densité et température jusqu'à présent inaccessibles. Aux temps courts, les conditions sont favorables à l'étude de plasma à densité solide, HETL et à la physique atomique éventuellement instationnaire. D'un autre point de vue, l'étude de plasma à l'ETL est également envisageable en maintenant des températures plus faibles, en attendant l'équilibre stationnaire du plasma ou/et en comprimant l'échantillon au moyen d'un choc laser par exemple.

Des améliorations pour la caractérisation spatiale de l'émission X restent néanmoins à mettre en place. Par exemple l'utilisation d'imageurs X résolus spectralement (LZF², Snigirev & Snigireva, 2008) ou de spectromètres résolus spatialement permettraient de caractériser le gradient de température transverse. Cependant, il serait idéal de se défaire de leur présence afin de faciliter l'utilisation de ce schéma expérimental car même avec une mesure résolue temporellement, c'est ce gradient transverse qui implique une interprétation différente de la température moyenne du plasma selon la gamme spectrale observée (Annexe C). Pour cela réduire la taille de l'échantillon, tout en augmentant la dimension de la tache focale est pour le moment le choix le plus judicieux.

Le travail présenté dans cette thèse est consacré à la caractérisation d'un plasma d'aluminium à partir de l'étude du spectre de couche K et plus particulièrement des raies He_{β} et Ly_{β} . Dans le contexte plus général de l'étude des propriétés radiatives des plasmas denses, il serait intéressant d'obtenir des mesures concernant des éléments plus complexes. Dans cette optique, il est alors très intéressant d'élargir la conclusion de ce travail à un élément de Z intermédiaire et beaucoup plus dense, par exemple le fer ($Z = 26$, $\rho = 7,9 \text{ g.cm}^{-3}$).

2. Lentilles à Zones de Fresnel - A. Do, P. Troussel (article en cours)

Le fer et ses problématiques

Cette dernière section a pour objectif de mettre en perspective le travail présenté dans ce manuscrit en évoquant une question essentielle pour l'avenir de la démarche : en quoi notre analyse dépend-elle de l'élément choisi ?

Étant donnée l'utilisation de cibles enterrées, l'interaction et la génération de la population supra-thermique ne dépend pas du matériau d'intérêt mais seulement des conditions laser, de la composition et du gradient de densité en face avant de la cible. En revanche le dépôt d'énergie par collisions et courant de retour dépend du matériau d'intérêt par l'intermédiaire du pouvoir d'arrêt. Il faut noter que le chauffage résistif dépend essentiellement de la conductivité du matériau d'intérêt, on peut alors s'attendre à ce que la puissance apportée soit similaire pour des matériaux au comportement métallique proche. Les températures accessibles devraient être du même ordre de grandeur.

Cependant, un élément au numéro atomique et à la densité plus élevée aura des mécanismes de refroidissement plus rapides :

- Avec un numéro de charge plus élevée, on s'attend à des pertes radiatives plus importantes dès le processus de chauffage puis pendant la détente. Ces pertes radiatives n'étant pas prises en compte dans les simulations CALDER, la modélisation du chauffage peut devenir très approximative.
- Par ailleurs, la densité plus élevée rend le confinement dans la cible tri-couches moins efficace, l'élément perdra rapidement en densité en se détendant dans le plastique dès les premiers instants. Il peut être utile de considérer d'autres éléments tampons pour maintenir une densité plus élevée, par exemple le diamant ($\rho \sim 3 \text{ g.cm}^{-3}$).

Ce refroidissement rapide aura pour conséquence une durée d'émission plus courte. La mesure sera donc plus fortement marquée par les premiers instants. Quelles pourraient être les conséquences sur le spectre d'émission mesuré ?

Notre analyse montre que les premiers instants sont caractérisés par un plasma hors-équilibre :

- Aux premiers instants, il faut se poser la question des effets liés à la relaxation électron-ion notamment le fait que la population ionique peut être fortement corrélée lorsque $T_i \ll T_e$.
- Il est possible que le spectre mesuré, même intégré en temps, soit très sensible aux effets HETL des premières picosecondes, en particulier l'instationnarité des processus atomiques. Une évolution temporelle prenant en compte la dynamique d'ionisation est alors nécessaire. C'est en particulier le cas si la phase de chauffage n'est pas négligeable devant la durée d'émission.

- La sensibilité de la mesure aux gradients spatiaux change selon l'élément et la gamme spectrale observée. Il faut donc se poser la question dans le cas de la couche L du fer du rôle des gradients spatiaux dans la mesure.

Le mot de la fin

L'interaction à ultra-haute intensité sur cible solide tri-couches est un schéma expérimental prometteur. En effet, les densités et températures maximales atteignables ouvrent un domaine difficile d'accès et dont les mesures sont particulièrement adaptées pour contraindre les modèles liés à la FCI et à la modélisation d'étoiles.

Pour la première fois, une interprétation cohérente de l'ensemble des données a permis de réaliser une modélisation complète, de la phase de chauffage (interaction UHI) jusqu'à l'émission X de couche K. Ce travail montre la richesse des phénomènes physiques des hautes densités d'énergie qu'il est possible d'explorer à l'aide de ces campagnes d'interaction à ultra-haute intensité.

Quatrième partie

APPENDICE

CHAUFFAGE COLLISIONNEL PAR ÉLECTRONS CHAUDS – MODÈLE 0D

Ce modèle consiste en la résolution des équations couplées de la chaleur des trois populations présentes : les électrons supra-thermiques ('chauds'), les électrons thermiques ('froid') et les ions. Les indices h feront référence à la population d'électrons chauds et l'indice c à la population thermique.

LES ÉLECTRONS CHAUDS

La distribution en énergie des électrons chauds est choisie de forme exponentielle ($\propto \exp(-E/T_h)$) où T_h est défini par la loi de Beg. On choisit de décomposer cette distribution en N groupes d'énergie E_i , pondérés par $p_i = \exp(-E_i/T_h) / \sum_{i=1}^N \exp(-E_i/T_h)$ et régit par :

$$\frac{dE_i}{dt} = \frac{L_c(t)}{L_h(t)} \Pi(E_i, n_c, Z^*) v_i + \left. \frac{dE_i}{dt} \right|_{ad} \quad (\text{A.1})$$

- Π est le pouvoir d'arrêt collisionnel de la cible partiellement ionisée (n_c est la densité des électrons thermiques, Z^* est le degré d'ionisation)
- Les N groupes se partagent l'intervalle $[E_{\min} = 10 \text{ keV} - E_{\max} = 10 T_h]$.
- $v_i = c \beta(E_i)$ est la vitesse du groupe i .

Détente

Les cibles considérées présentent des dimensions longitudinales ($L_0 \approx 3 \mu\text{m}$) inférieures à celles transverses ($\approx 100 \mu\text{m}$). Leur détente se produit préférentiellement dans la direction longitudinale.

- On caractérise l'expansion induite par les électrons chauds par leur extension spatiale $L_h(t)$ définie par $L_h(t) \cdot n_h(t) = n_{h0} L_0$ où $n_{h0} = n_h(0)$ et $L_0 = L_h(0) = L_c(0)$.
- Le facteur $\frac{L_c(t)}{L_h(t)}$ dans l'équation [A.1](#) traduit la réduction de la puissance fournie au fur et à mesure que les électrons chauds se détendent sur des distances bien plus grandes que l'épaisseur $L_c(t)$ de la cible massive.

- L'expansion des électrons supposée adiabatique entraîne leur refroidissement en conservant le produit PV^γ . La détente 1D considérée implique $\gamma = 3$ et $V = L$:

$$\left. \frac{dE_i}{dt} \right|_{ad} = -2 \frac{E_i}{L_h} \frac{dL_h}{dt} \quad (\text{A.2})$$

Il reste à définir la loi d'évolution de $L_h(t)$:

- La densité d'électrons chauds dans la cible ne se met à varier sensiblement qu'à partir du moment où les ondes de raréfaction, issues des bords du système, ont atteint le centre. En notant $\Delta x_{rh}(t)$ la distance parcourue par l'onde de raréfaction cette condition s'écrit :

$$\Delta x_{rh}(t) = \int_0^t c_{sh}(t') dt' = \frac{L_0}{2}$$

où $c_{sh}(t) = \sqrt{\frac{Z^*(t) \langle E_h \rangle}{m_i}}$ et $\langle E_h \rangle = \sum_i p_i E_i(t)$

- On a donc :

$$\begin{aligned} L_h(t) &= L_0 & \text{tant que } \Delta x_{rh}(t) &\leq \frac{L_0}{2} \\ \frac{d^2 L_h^2}{dt^2} &= 2c_{sh}^2(t) & \text{si } \Delta x_{rh}(t) &> \frac{L_0}{2} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

LES ÉLECTRONS FROIDS ET LES IONS

Équations de la chaleur

Les électrons chauds cèdent via leurs collisions de l'énergie aux électrons froids qui la retransmettent aux ions, l'évolution s'écrit :

$$C_e(T_c) \frac{dT_c}{dt} = n_h \sum_{i=1}^N p_i \Pi(E_i) v_i - C_{ei}(T_c - T_i) + C_e \left. \frac{dT_c}{dt} \right|_{ad} - Q_r \quad (\text{A.4})$$

$$C_i(T_i) \frac{dT_i}{dt} = C_{ei}(T_c - T_i) + C_i \left. \frac{dT_i}{dt} \right|_{ad} \quad (\text{A.5})$$

- T_c et T_i étant les températures électronique et ionique
- C_e et C_i les capacités calorifiques électroniques et ioniques
- C_{ei} le facteur de couplage électron ion
- Q_r la puissance volumique perdue par rayonnement

Pour définir la densité d'électrons chauds n_h , on suppose une répartition homogène dans un certain volume. Soit $\eta_{L \rightarrow e^-}$ le taux de conversion de l'énergie laser en énergie cinétique et D_0 la dimension transverse du faisceau d'électrons, on a la densité moyenne initiale des électrons chauds selon :

$$n_h = \frac{\eta_{L \rightarrow e^-} E_L}{k_B T_h L_h D_0^2}$$

Voyons maintenant les différents modèles utilisés.

La détente

Le refroidissement par détente des électrons froids et des ions répond au même modèle adiabatique que celui des électrons rapides :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dT_{c,i}}{dt} \Big|_{\text{ad}} = -2 \frac{T_{c,i}}{L_c} \frac{dL_c}{dt} \\ L_c(t) = L_0 \quad \text{tant que } \Delta x_{rc}(t) \leq \frac{L_0}{2} \\ \frac{d^2 L_c}{dt^2} = 2c_{sc}^2(t) \quad \text{si } \Delta x_{rc}(t) > \frac{L_0}{2} \end{array} \right. \quad (\text{A.6})$$

avec $c_{sc}(t) = \sqrt{\frac{Z^* T_c}{m_i}}$ et $\Delta x_{rc}(t) = \int_0^t c_{sc}(t') dt'$ et l'hypothèse $L_i = L_c$.

Capacité calorifique des électrons

On utilise la forme de [Fisher et al., 2002](#)

$$C_e = \frac{1}{\sqrt{C_{e,d}^{-2} + C_{e,p}^{-2}}} \quad (\text{A.7})$$

où $C_{e,d}$ est la capacité calorifique d'un plasma dégénéré

$$C_{e,d} = \frac{1}{2} \pi^2 n_c k_B \frac{T_c}{T_F}$$

et $C_{e,p}$ est la capacité calorifique d'un plasma Maxwellien

$$C_{e,p} = \frac{3}{2} n_c k_B$$

Le degré d'ionisation nécessaire pour la densité électronique $n_c = Z^* n_i$ est calculé à partir du modèle de Thomas-Fermi et de l'ajustement numérique donné par More.

Capacité calorifique des ions

On utilise l'expression de [Fisher et al., 2002](#)

$$C_i = \begin{cases} 3n_i k_B & \text{si } T_i \leq T_M \\ \frac{3}{2} n_i k_B \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{T_M}{T_i} \right)^{1/3} \right] & \text{si } T_i > T_M \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

où T_M est la température de fusion.

Facteur de couplage

Pour plus de simplicité, on choisit un facteur de couplage constant d'après le temps d'équilibre donné dans le modèle de Lee-More (page 43) :

$$C_{ei} = 2.10^{23} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-3}.\text{eV}^{-1} .$$

Perte radiative

On ne s'attend à une influence qu'à très haute température. La formule générale donnée par (Atzeni, 1999) est utilisé :

$$Q_r = \frac{Q_B Q_{BB}}{Q_B + Q_{BB}}$$

où

$$Q_B = \frac{Z^2 n_c n_i \sqrt{T_e[\text{eV}]}}{(7,69.10^{18} \text{m}^{-3})^2} \quad \text{et} \quad Q_{BB} = \sigma T_c^4 / L_c$$

VERS L'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE À HAUTE DENSITÉ

Dans cette annexe, deux modèles simples permettant d'appréhender l'équilibre des populations et des niveaux d'énergie à haute densité sont présentés. On montre que les hautes densités permettent d'atteindre l'équilibre thermodynamique. Le point clef à retenir est la prédominance des processus collisionnels conservatifs sur les processus radiatifs dissipatifs.

L'ensemble des processus atomiques contribue à la répartition des différents états de charge et d'excitation. Cette description conduit à résoudre le système exprimant la variation du nombre d'atomes $N_{i,m}$ pour chaque état (i, m) par la compétition entre les processus créatifs de taux W_+ et des processus destructifs de taux W_- .

$$\frac{dN_{i,m}}{dt} = \sum_{i',m'} W_+ (i', m' \mapsto i, m) - \sum_{i',m'} W_- (i, m \mapsto i', m')$$

ÉQUILIBRE DES POPULATIONS IONIQUES

Considérons l'équation des taux afin de trouver une condition en densité pour que la distribution des ions atteignent l'équilibre thermodynamique. Le tableau [B.1](#) énumère les différents processus élémentaires atomiques à prendre en compte.

Pour simplifier, nous ne considérons que les états non-excités¹ de chaque population ionique noté n_q où q désigne la charge de l'ion. Il reste donc les processus suivants : l'ionisation collisionnelle $I^{(c)}$, la recombinaison à trois corps $R^{(3)}$, la recombinaison radiative $R^{(r)}$. L'équation des taux permet d'écrire :

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{dt} = & -N_i \left(n_e^2 R_{i,i-1}^{(3)} + n_e R_{i,i-1}^{(r)} + n_e I_{i,i+1}^{(c)} \right) \\ & + N_{i+1} \left(n_e^2 R_{i+1,i}^{(3)} + n_e R_{i+1,i}^{(r)} \right) \\ & + N_{i-1} \left(n_e I_{i-1,i}^{(c)} \right) \end{aligned}$$

1. On considère les états excités à l'équilibre entre eux.

taux	Direct		Inverse	taux
$n_e n_i C_{i,i^*}$	excitation collisionnelle	$X_i + e \rightleftharpoons X_i^* + e$	désexcitation	$n_e n_{i^*} C_{i^*,i}$
$n_e n_i I_{i,i+1}^{(c)}$	ionisation collisionnelle	$X_i + e \rightleftharpoons X_{i+1} + 2e$	recombinaison à trois corps	$n_e^2 n_{i+1} R_{i+1,i}^{(3)}$
$n_{ph} n_i I_{i,i+1}^{(ph)}$	photo-ionisation	$X_i + \hbar\omega \rightleftharpoons X_{i+1} + e$	recombinaison radiative	$n_e n_{i+1} R_{i+1,i}^{(r)}$
$n_{i^*} A_{i^*,i}$	auto-ionisation	$X_i^{**} \rightleftharpoons X_{i+1} + e$	capture di-électronique	$n_e n_{i+1} R_{i+1,i}^{(d)}$
$n_i A_{i^*,i}$	émission radiative	$X_i^* \rightleftharpoons X_i + \hbar\omega$	photo-absorption	$n_{ph} n_i B_{i,i^*}$

TABLE B.1 – Processus élémentaires et processus inverses dans les plasmas chauds pour un ion X de charge i et d'état d'excitation $*$. Les taux de réaction sont en ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$) et fonction des densités des populations réactives.

Nous cherchons dans quelle condition l'état stationnaire décrit une population à l'équilibre de Saha-Boltzmann. On a à l'état stationnaire :

$$\frac{dN_i}{dt} = 0$$

et la somme de l'état de charge 0 à l'état de charge z s'écrit :

$$\sum_{i=0}^z \frac{dN_i}{dt} = 0 = -n_z n_e I_{z,z+1}^{(c)} + n_{z+1} n_e \left(n_e R_{z+1,z}^{(3)} + R_{z+1,z}^{(r)} \right)$$

On trouve alors :

$$n_z n_e I_{z,z+1}^{(c)} = n_{z+1} n_e^2 R_{z+1,z}^{(3)} \left(1 + \frac{R_{z+1,z}^{(r)}}{n_e R_{z+1,z}^{(3)}} \right) \quad (\text{B.1})$$

L'équilibre thermodynamique caractérise l'équilibre des processus atomiques. La micro-réversibilité du processus d'ionisation collisionnelle s'écrit :

$$n_z n_e I_{z,z+1}^{(c)} = n_{z+1} n_e^2 R_{z+1,z}^{(3)}$$

Cette micro-réversibilité est obtenue à très haute densité lorsque :

$$n_e \gg \frac{R^{(r)}}{R^{(3)}} \quad (\text{B.2})$$

Lorsque cette condition est réalisée, les processus d'ionisation collisionnelle et de recombinaison à trois corps sont dominants et à l'équilibre microscopique. Cela est équivalent à l'obtention de la distribution de Boltzmann.

Ce modèle simple met en évidence la tendance à rejoindre l'équilibre aux hautes densités. Il faut comprendre l'équation B.2 comme le fait que les processus collisionnels conservatifs en énergie sont nettement dominants devant les

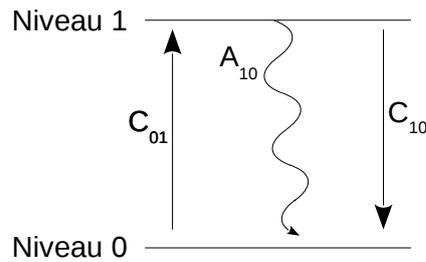


FIGURE B.1 – Schéma du modèle à 2 niveaux

processus radiatifs dissipatifs. C'est à partir de cette condition et de l'estimation des coefficients $R^{(r)}$ et $R^{(3)}$ que les ordres de grandeurs nécessaires sur n_e afin d'atteindre la distribution de Saha-Boltzmann sont donnés au chapitre 4. p69 : (Salzmann, 1988)

$$n_e \gg 1.10^{13} \text{cm}^{-3} \left(\frac{T}{1 \text{eV}} \right)^3 \left(\frac{E_i}{T} \right)^{5/2}$$

où E_i est l'énergie d'ionisation de l'ion de charge i .

Cette condition n'est cependant pas suffisante pour atteindre l'ETL, il faut également que les électrons peuplent les niveaux d'énergie selon la distribution de Boltzmann.

PEUPEMENT DES NIVEAUX D'ÉNERGIES

Considérons maintenant le modèle le plus simple pour décrire un ion : l'atome à deux niveaux d'énergie (figure B.1).

On considère dans cet atome les processus d'excitation collisionnelle permettant la montée d'un électron dans un niveau supérieur (n_1) et les processus de désexcitation collisionnelle ainsi que l'émission radiative permettant à l'électron de retrouver son niveau stable (n_0). L'équation de taux du niveau excité s'écrit alors :

$$\frac{dn_1}{dt} = n_0 n_e C_{01} - n_1 A_{10} - n_1 n_e C_{10}$$

De même afin d'obtenir un équilibre des populations de Boltzmann, on cherche une solution stationnaire où le principe de micro-réversibilité est atteint : $n_0 n_e C_{01} = n_1 n_e C_{10}$. On écrit alors :

$$n_0 n_e C_{01} = n_1 n_e C_{10} \left(1 + \frac{A_{10}}{n_e C_{10}} \right)$$

et la condition d'équilibre apparaît par :

$$n_e \gg \frac{A_{10}}{C_{10}}$$

Cette condition n'est pas équivalente à la précédente et ne fait pas intervenir les mêmes mécanismes mais là encore, les processus collisionnels sont nettement dominant à haute densité afin d'atteindre la distribution de Boltzmann. C'est de cette comparaison que l'ordre de grandeur suivant est donné (Salzmann, 1988) :

$$n_e \gg 9.10^{16} \text{cm}^{-3} \left(\frac{E_{i,1} - E_{i,0}}{2Ry} \right) \sqrt{\frac{T}{2Ry}}$$

où $E_{i,1} - E_{i,0}$ est l'énergie du premier état excité par rapport l'état stable.

IMPACT DU CHOIX DE LA GAMME SPECTRALE MESURÉE

Dans cette annexe, nous proposons une expérience numérique afin de mettre en avant les conséquences du choix de la gamme spectrale mesurée.

Nous allons discuter de la mesure de la gamme [1450 – 1550 eV] contenant notamment la raie K_α et plusieurs satellites lointains de la He_α . La transition K_α est issue d'un trou en couche interne (1s) d'un atome, elle est caractéristique des électrons rapides produisant de telles lacunes par collisions. À froid, la transition K_α de l'aluminium se situe à 1480 eV, mais lorsque la température augmente, la raie se décale vers les hautes énergies à cause de l'ionisation de l'atome.

La mesure de cette gamme spectrale peut également conduire à une estimation d'une température moyenne caractéristique de l'émission. Cette discussion peut être rapprochée de différentes études antérieures, mettant en avant des températures de l'ordre de la centaine d'électron-Volts pour des gammes spectrales observées allant de la K_α à la He_α . (Perez et al., 2010 ; Audebert et al., 2002 ; Nishimura et al., 2011)

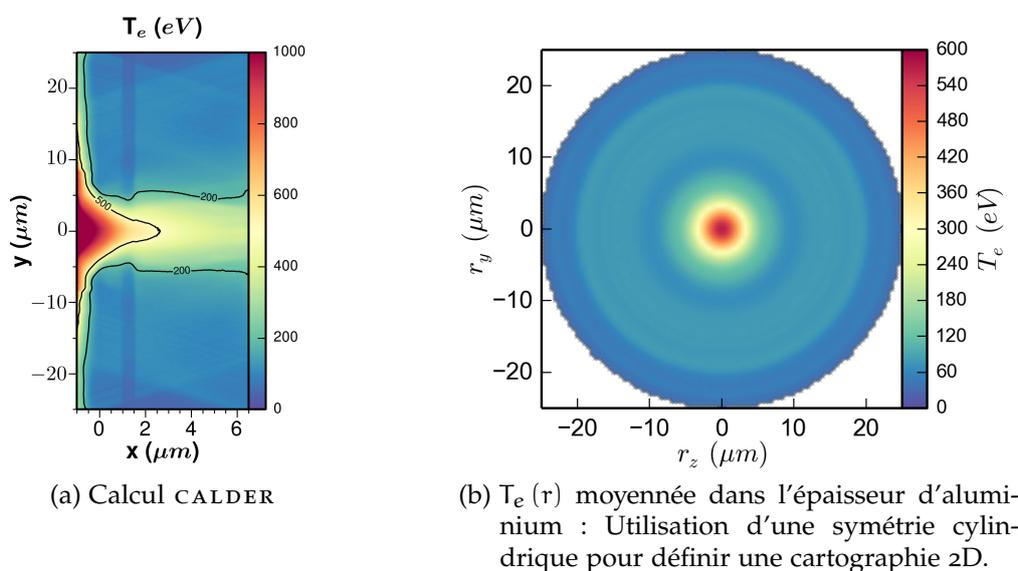


FIGURE C.1 – Température électronique 624 fs après le pic d'intensité laser.

Nous allons discuter dans cette section du choix de la gamme spectrale observée entre un rayonnement de couche K (gamme 1550 – 2100 eV) et un rayonnement type K_α (gamme 1450 – 1550 eV) et de ses conséquences sur l'interprétation des données.

La figure C.1 présente, le gradient de température 2D calculé par CALDER à la fin de l'interaction ($t = +624$ fs), on considère une fraction d'électrons chauds de 1%, uniforme dans l'ensemble de la cible et une densité uniforme de $2,7 \text{ g.cm}^{-3}$ dans l'épaisseur d'aluminium. À ce pas de temps choisi, nous allons montrer que selon la gamme spectrale observée la température moyenne caractéristique de l'émission est différente. C'est le gradient de température qui est responsable de cette interprétation différente.

Nous avons proposé dans ce travail que la température diagnostiquée lors de la restitution d'un spectre par une unique température est une moyenne sur l'évolution temporelle et les gradients spatiaux. À un pas de temps fixé, nous nous intéressons ici au gradient radial. Revenons à la définition proposée dans cette thèse concernant la température moyenne diagnostiquée à partir d'un spectre intégré spatialement :

$$\langle T_e \rangle_{\text{pond.}} = \frac{\int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{y=0}^{25\mu\text{m}} \int_{x=1}^{1.5\mu\text{m}} T_e(x, y) I(T_e(x, y)) y dy d\theta dx}{\int_0^{2\pi} \int_0^{25} \int_1^{1.5} I(T_e(x, y)) y dy d\theta dx}$$

La fonction de pondération est l'intensité (de la gamme spectrale étudiée) en fonction de la température. Elle permet d'accorder plus d'importance aux zones du plasma favorables à une forte émission et moins d'importance aux zones participant peu à l'émission et donc à la mesure. La figure C.2 illustre l'intensité émise selon la température du plasma, pour les deux gammes spectrales qui nous intéressent :

1450 – 1550 eV et 1550 – 2100 eV

Les deux gammes spectrales ne sont pas caractéristiques des mêmes conditions plasma. Plus la température augmente, plus l'émission de couche K avec les raies hydrogénéoïdes et héliumoïdes est forte. En revanche, les transitions de couches internes présentes dès les faibles températures sont moins émissives à forte température car les populations ioniques permettant ce type de transitions sont de moins en moins nombreuses.

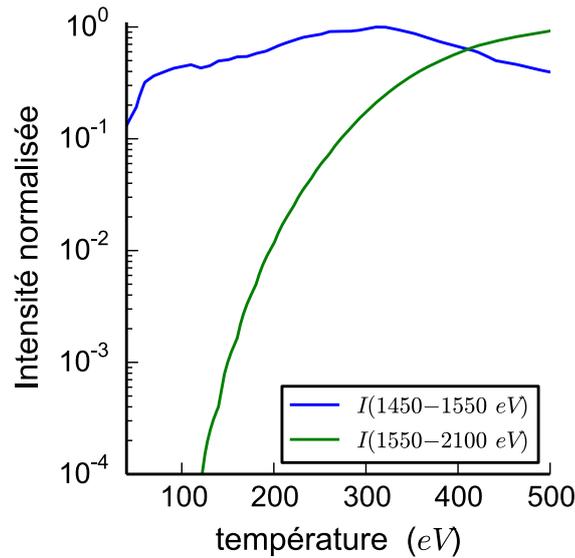


FIGURE C.2 – Intensité intégrée dans la gamme 1450 – 1550 eV et 1550 – 2100 eV en fonction de la température.

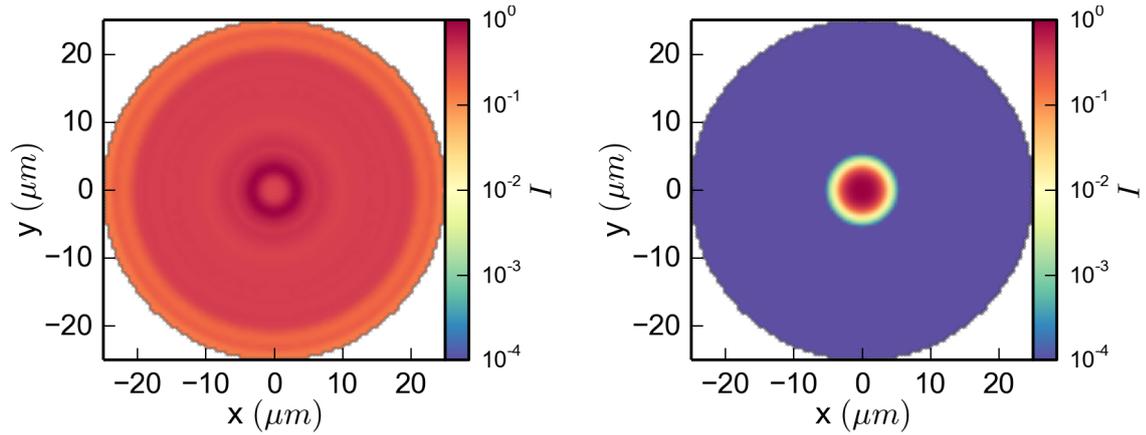
Si nous utilisons cette fonction pour effectuer la moyenne sur la carte de température (fig. C.1), nous déterminons les températures moyennes diagnostiquées (telles que définies dans cette thèse) pour chaque gamme spectrale :

$$\begin{aligned} \langle T_e \rangle_{\text{pond.}}^{[1450-1550 \text{ eV}]} &= 95 \text{ eV} \\ \langle T_e \rangle_{\text{pond.}}^{[1550-2100 \text{ eV}]} &= 450 \text{ eV} \end{aligned}$$

La moyenne est donc très différente selon la gamme spectrale observée et la mesure ne correspond pas tout à fait aux mêmes zones du plasma. On diagnostique les zones très chaudes permettant l'émission de couche K dans un cas, et l'ensemble de la cible dans le second.

D'une part, la zone d'émission caractéristique de la gamme spectrale choisie peut être mesurée par une imagerie X résolue spectralement. Dans notre cas, la pinhole nous a permis de conclure à une largeur à mi-hauteur inférieure à 30 μm , et l'interprétation réalisée dans ce manuscrit nous montre que le spectre mesuré pourrait correspondre à une zone de largeur à mi-hauteur de $\sim 11 \mu\text{m}$ (p. 10.2.1).

Deux imagerie X, modélisées numériquement, sont présentées figure C.3. On observe dans le cas de la couche K, la zone centrale très émissive. En revanche, pour l'imagerie dans la gamme spectrale 1450 – 1550 eV toute la cible peut émettre. À titre d'exemple, les travaux réalisés dans la thèse de F. Perez, 2010 montrent une illumination globale de la cible lors de l'imagerie des K_α du cuivre.



(a) Intensité normalisée dans la gamme 1450 – 1550 eV. (b) Intensité normalisée dans la gamme 1550 – 2100 eV.

FIGURE C.3 – Imagerie X normale à la cible, modélisée numériquement.

En conclusion, une différence d'interprétation de la température moyenne et du volume chauffé par chauffage isochore pourrait venir de la gamme spectrale observée, l'émission correspond à une zone spatiale plus ou moins étendue et c'est donc le fort gradient de température qui serait responsable de différentes conclusions.

La mesure de l'émission K_{α} porte une information moyenne correspondant à l'ensemble de la cible alors que la mesure du spectre de couche K porte une information moyenne spécifique aux zones très chaudes de la cible.

D

L'UTILISATION DE CIBLES DE MASSES RÉDUITES

Cette annexe présente les spécificités et les difficultés liées à l'utilisation des *cibles de masse réduite* (RMT). Elles se différencient par un diamètre de $50\ \mu\text{m}$ qui est petit comparé aux cibles *infinies* (IBL) dont le côté est de $500\ \mu\text{m}$.

LES SPÉCIFICITÉS

Lors de la première expérience, nous avons pu comparer l'utilisation de *cibles de masse réduite* (RMT) et de cibles *infinies* (IBL).

Dans le chapitre 7 p.121, nous avons montré que les spectres normalisés sont similaires dans les deux cas. Les rapports de raies sont proches ce qui conduit à une interprétation identique concernant les températures diagnostiquées.

En revanche, en utilisant la calibration du cristal et des IP utilisées dans le spectromètre Von-Hamos, l'analyse a permis de mettre en évidence une grande variabilité du flux émis par les cibles RMT. La figure D.1 montre la moyenne des mesures obtenues pour les tirs IBL et RMT ainsi que la dispersion des résultats tir à tir par la zone claire. On constate donc une grande variabilité tir à tir de ce

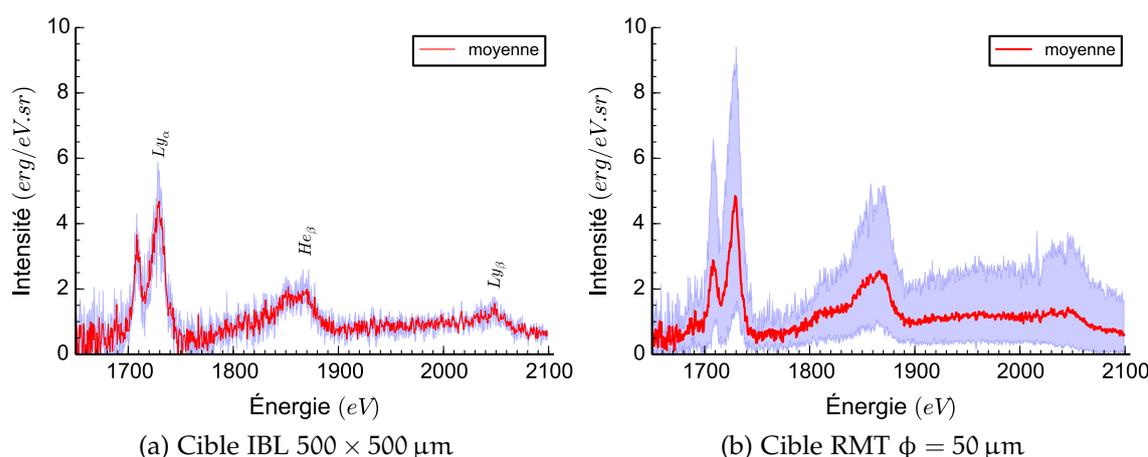


FIGURE D.1 – (à 2ω) Comparaison en flux des tirs IBL (à gauche) et RMT (à droite) pour la première expérience (janvier 2013).

flux qui conduit à une émission jusqu'à $\sim 2,5$ fois plus importante par rapport aux cibles IBL. L'utilisation de ces cibles IBL montre au contraire des résultats très reproductibles par rapport aux cibles RMT.

L'émission plus forte obtenue avec des cibles RMT permet une utilisation plus simple des diagnostics (en termes d'angle solide et de signal/bruit). Cela nous a poussé à les utiliser lors de la deuxième expérience. Cette expérience a donc permis de collecter des données complémentaires telles que la durée d'émission et la localisation de l'interaction sur tir par l'intermédiaire de l'émission propre mesurée sur l'imagerie mise en place pour l'ombroscopie.

OBSERVATIONS COMPLÉMENTAIRES

Des durées d'émission mesurées légèrement plus longues que celles modélisées.

Les durées mesurées et utilisées dans ce travail de thèse sont obtenues lors de tirs sur des cibles RMT. La figure D.2 représente la moyenne en rouge et la dispersion des tirs en zone pâle. L'analyse, telle qu'effectuée dans ce manuscrit, est comparable aux durées mesurées les plus courtes. Il semblerait qu'il soit donc possible expérimentalement et sur certains tirs de mesurer des durées plus longues. Notre analyse montre que lorsque la longueur de gradient en face avant de la cible diminue, le chauffage et la durée d'émission augmentent.

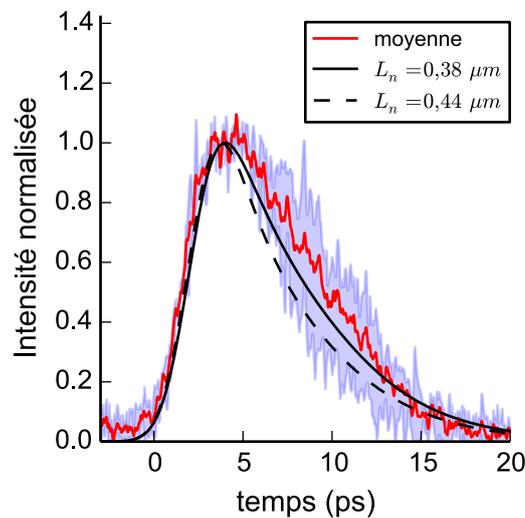


FIGURE D.2 – Dispersion des mesures des durées d'émission de la He_β et durées simulées (ch. 9) : pour les longueurs de gradient $0,38$ ($T_e^{\text{max}} = 465 \text{ eV}$) et $0,44 \mu\text{m}$ ($T_e^{\text{max}} = 420 \text{ eV}$).

Expérimentalement, la durée la plus longue obtenue n'est pas mesurée pour le tir le plus chaud. La figure D.3 montre le tir n°80 correspondant à la mesure la plus longue obtenue. Le spectre correspondant ne montre pas de raie d'émission Ly_β (à 2048 eV) et est restitué par l'utilisation de la longueur de gradient $L =$

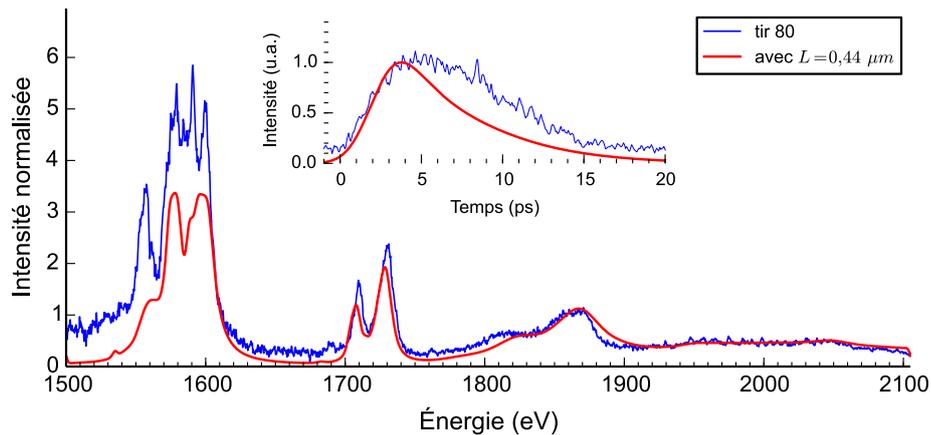


FIGURE D.3 – Spectre de couche K intégré en temps et en espace correspondant à la durée d'émission la plus longue mesurée (en bleu) et sa restitution (chapitre 9) avec une longueur de gradient de $0,44 \mu\text{m}$.

$0,44 \mu\text{m}$ correspondant à des températures atteintes de l'ordre de 420 eV après l'interaction (ch. 9 p. 155).

En conséquence, bien qu'une légère variation du chauffage tir à tir existe, il n'est pas possible d'expliquer les durées les plus longues par un chauffage plus intense pour certains tirs. À température maximale fixée, une durée d'émission plus longue suggère un refroidissement moins rapide pouvant provenir :

- soit de mécanismes de refroidissement moins efficaces que prévus par les calculs (mais on s'attend à des mécanismes similaires pour les deux géométries IBL et RMT)
- soit d'un dépôt d'énergie supplémentaire et non pris en compte qui s'opposerait au refroidissement calculé.

Correspondance entre le dépointage et le flux d'émission.

Grâce à l'imagerie mise en place pour le diagnostic d'ombroscopie, nous pouvons imager sur certains tirs l'émission propre de la cible produite par l'interaction laser 2ω . Cette émission correspondrait au rayonnement diffusé par des instabilités plasmas, probablement une instabilité à deux plasmons (à l'harmonique $\frac{3}{2}$) puisqu'une filtration autour de 3ω avait été installée. On suppose donc que cette émission correspond à la zone d'interaction laser et permet de visualiser le dépointage laser lors du tir, dans la dimension transverse, par rapport au centre de la cible définie sur une image de référence avant le tir (figure D.4).

Nous avons associé l'augmentation du flux d'émission mesuré ainsi que l'augmentation de la durée mesurée à un dépointage laser D.5. En effet, plus l'interaction a lieu proche du bord de la cible (dépointage de $25 \mu\text{m}$) plus la durée mesurée est longue et le flux important.

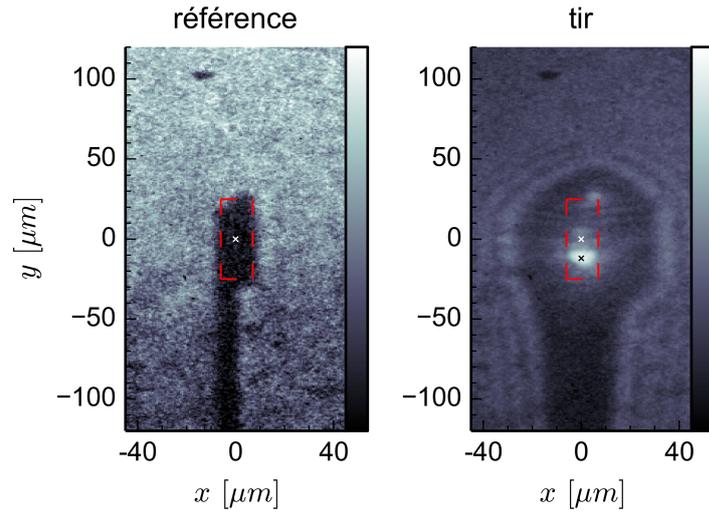


FIGURE D.4 – Imagerie du diagnostic d’ombroscopie. Le tir de référence permet de marquer le centre de la cible (croix blanche), après le tir l’image représente l’ombre du diagnostic d’ombroscopie mais également l’émission propre de la cible correspondant à la zone d’interaction (croix noire).

Bien qu’il y ait également des variations de température tir à tir qui ont une conséquence sur le flux, cela suggère un effet de bord lié aux dimensions réduites. Pour explorer cet effet, nous avons réalisé deux simulations CALDER, permettant de comparer l’interaction centrée ou décentrée sur une cible RMT.

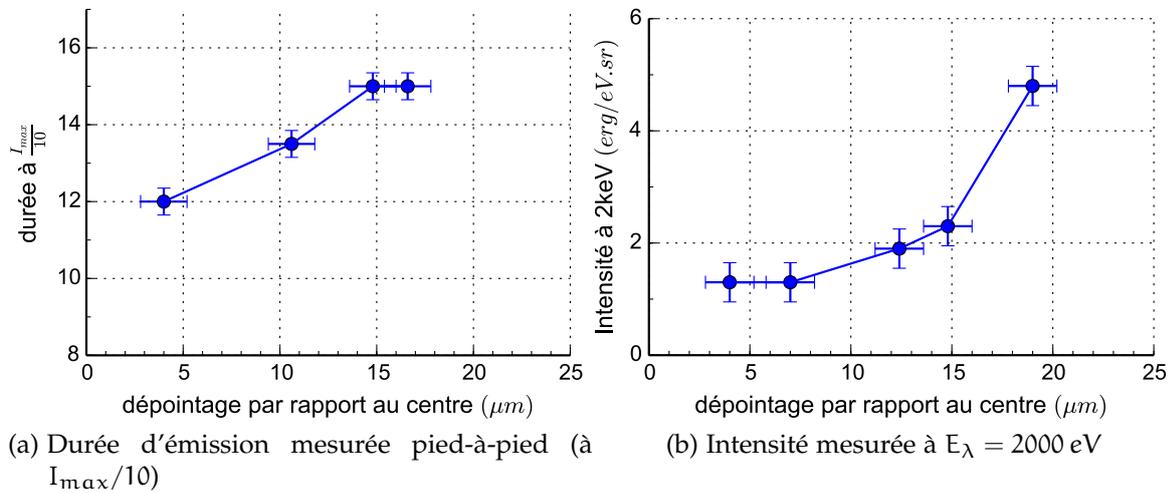


FIGURE D.5 – Tendances observées en fonction du dépointage par rapport au centre de la cible.

L'hypothèse d'un dépôt d'énergie plus long

Les simulations réalisées correspondent à une cible RMT, l'interaction se produisant sur l'axe $y = 0$ ou décentrée sur l'axe $y = +12,5 \mu\text{m}$. La longueur de gradient utilisée face avant est de $0,44 \mu\text{m}$.

Les simulations (fig. D.6) ne montrent pas de différence significative sur les températures atteintes pendant la première picoseconde. Le chauffage dans les premières picosecondes n'est donc pas très sensible au dépointage.

Si l'on regarde la fraction d'électrons chauds à la fin de l'interaction (fig. D.7), on s'aperçoit pourtant que pour la simulation avec interaction décentrée, il y a 25% fois plus d'électrons chauds sur l'axe laser et jusqu'à 80% fois plus à $+8 \mu\text{m}$ de l'axe laser. Ce surplus d'électrons chauds s'explique par le confinement géométrique induit par le bord de la cible. La dilution des électrons chauds dans la cible est alors défavorisée. Ce confinement géométrique sur des cibles de diamètre réduit a été étudié par l'observation de conséquences diverses : sur l'émission K_α (Baton et al., 2007 ; Myatt et al., 2007 ; Nishimura et al., 2011) et la production de protons (Buffechoux et al., 2010 ; Kluge et al., 2010).

Il est délicat d'extrapoler le rôle de ces électrons sur le dépôt d'énergie et la durée d'émission car ces phénomènes nécessitent une description sur des temps plus longs. Cependant, si le dépôt d'énergie collisionnel est plus important dans la zone chaude diagnostiquée, cela pourrait freiner le refroidissement et produire des durées d'émission plus longues. Cette hypothèse ne peut pas être testée par notre chaîne de calcul car la modélisation du refroidissement réalisée par le code HR MULTI néglige la présence d'électrons chauds.

En conclusion, l'utilisation de cibles de masses réduites semble se heurter à l'imprécision du pointage laser lors de nos expériences. Les effets de bords semblent pouvoir jouer un rôle dans la dynamique du dépôt d'énergie et compliqueraient dans ce cas la discussion.

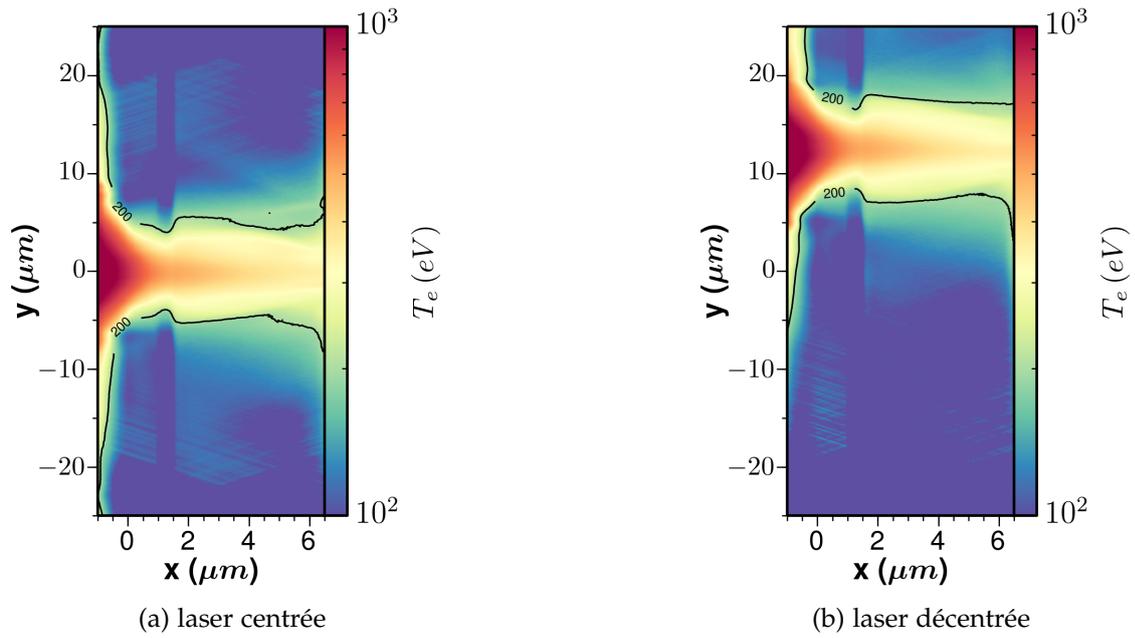


FIGURE D.6 – Simulation calder : température proche de la zone chauffée par courant de retour a) tir centré b) tir dépointé de 12,5 μm . Le contour correspond à la zone chauffée au dessus de 200 eV.

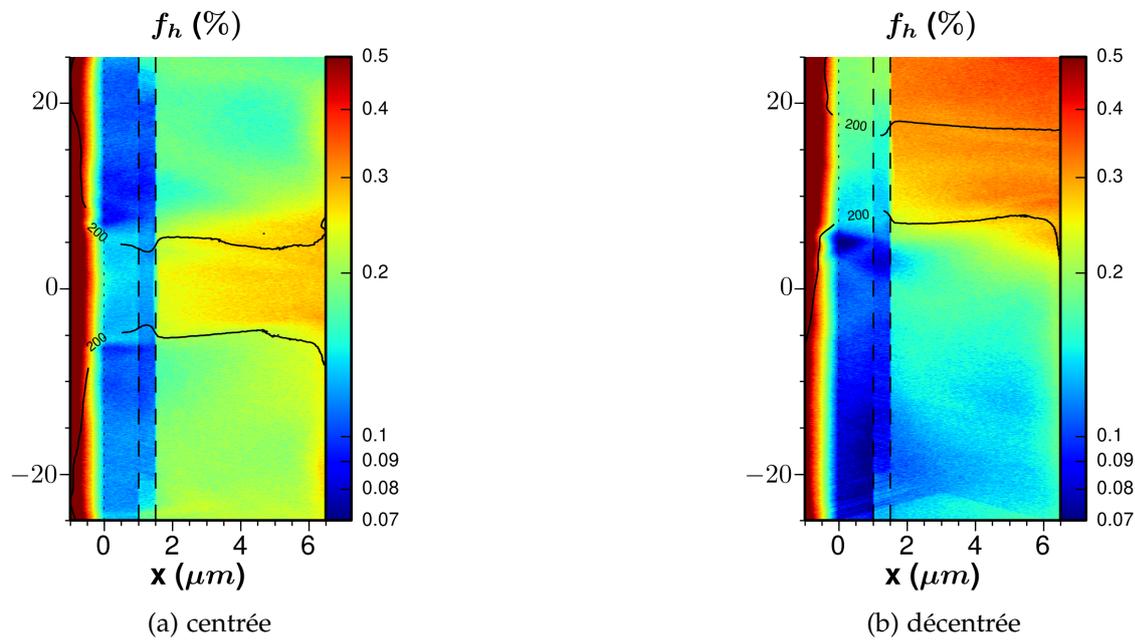


FIGURE D.7 – Simulation calder : fraction d'électrons chauds a) tir centré b) tir dépointé de 12,5 μm . Le contour correspond à la zone chauffée au dessus de 200 eV.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Alfvén, H., 1939.** *On the Motion of Cosmic Rays in Interstellar Space.* Physical Review, vol. 55 p. 425–429.
(cité p. 22.)
- Antici, P., L. GREMILLET, T. GRISMAYER, ET AL., 2013.** *Modeling target bulk heating resulting from ultra-intense short pulse laser irradiation of solid density targets.* Physics of Plasmas, vol. 20, n°. 12 123116.
(cité p. 25.)
- Apruzese, J., 1986.** *K-shell aluminum resonance line ratios for plasma diagnosis using spot spectroscopy.* Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 36 p. 339–344.
(cité p. 71.)
- Apruzese, J. P., 1985.** *An analytic Voigt profile escape probability approximation.* Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 34 p. 447–452.
(cité p. 78.)
- Asplund, M., N. GREVESSE, A. J. SAUVAL, ET AL., 2009.** *The Chemical Composition of the Sun.* Annual Review of Astronomy Astrophysics, vol. 47 p. 481–522.
(cité p. 3.)
- Atzeni, S., 1999.** *Inertial fusion fast ignitor: Igniting pulse parameter window vs the penetration depth of the heating particles and the density of the precompressed fuel.* Physics of Plasmas, vol. 6 p. 3316–3326.
(cité p. 184.)
- Atzeni, S. & J. MEYER-TER VEHN, 2004.** *The physics of Inertial Fusion.* Oxford Science Publications.
(cité p. 42 et 108.)
- Audebert, P., R. SHEPHERD, K. B. FOURNIER, ET AL., 2002.** *Time-resolved plasma spectroscopy of thin foils heated by a relativistic-intensity short-pulse laser.* Phys. Rev. E, vol. 66, n°. 6 066412.
(cité p. 189.)
- Bahcall, J. N., W. F. HUEBNER, S. H. LUBOW, ET AL., 1982.** *Standard solar models and the uncertainties in predicted capture rates of solar neutrinos.* Reviews of Modern Physics, vol. 54 p. 767–799.
(cité p. 4.)

- Bailey, J. E., T. NAGAYAMA, G. P. LOISEL, ET AL., 2015.** *A higher-than-predicted measurement of iron opacity at solar interior temperatures.* *Nature*, vol. 517 p. 56–59.
(cité p. 4 et 5.)
- Bailey, J. E., G. A. ROCHAU, C. A. IGLESIAS, ET AL., 2007.** *Iron-Plasma Transmission Measurements at Temperatures Above 150eV.* *Physical Review Letters*, vol. 99, n°. 26 265002.
(cité p. 4 et 5.)
- Bastiani, S., A. ROUSSE, J. P. GEINDRE, ET AL., 1997.** *Experimental study of the interaction of subpicosecond laser pulses with solid targets of varying initial scale lengths.* *Phys. Rev. E*, vol. 56 p. 7179–7185.
(cité p. 13.)
- Basu, S. & H. M. ANTIA, 2008.** *Helioseismology and solar abundances.* *Physics Reports*, vol. 457 p. 217–283.
(cité p. 4.)
- Baton, S. D., M. KOENIG, P. GUILLOU, ET AL., 2007.** *Relativistic electron transport and confinement within charge-insulated, mass-limited targets.* *High Energy Density Physics*, vol. 3, n°. 34 p. 358 – 364.
(cité p. 197.)
- Bauer, D. & P. MULSER, 2007.** *Vacuum heating versus skin layer absorption of intense femtosecond laser pulses.* *Physics of Plasmas*, vol. 14, n°. 2 023301.
(cité p. 14.)
- Beg, F. N., A. R. BELL, A. E. DANGOR, ET AL., 1997.** *A study of picosecond laser-solid interactions up to $10^{19} \text{ W cm}^{-2}$.* *Physics of Plasmas*, vol. 4 p. 447–457.
(cité p. 15.)
- Blancard, C., P. COSSÉ, & G. FAUSSURIER, 2012.** *Solar Mixture Opacity Calculations Using Detailed Configuration and Level Accounting Treatments.* *Astrophysical Journal*, vol. 745 p. 10.
(cité p. 76.)
- Braginskii, S. I., 1965.** *Transport Processes in a Plasma.* *Reviews of Plasma Physics*, vol. 1 p. 205.
(cité p. 44.)
- Brunel, F., 1987.** *Not-so-resonant, resonant absorption.* *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59 p. 52–55.
(cité p. 14.)
- Brysk, H., P. M. CAMPBELL, & P. HAMMERLING, 1975.** *Thermal conduction in laser fusion.* *Plasma Physics*, vol. 17 p. 473–484.
(cité p. 39.)

- Buffechoux, S., J. PSIKAL, M. NAKATSUTSUMI, ET AL., 2010.** *Hot Electrons Transverse Refluxing in Ultraintense Laser-Solid Interactions.* Phys. Rev. Lett., vol. 105 p. 015005.
(cité p. 17 et 197.)
- Chen, H., S. C. WILKS, W. L. KRUEER, ET AL., 2009.** *Hot electron energy distributions from ultraintense laser solid interactions.* Physics of Plasmas, vol. 16, n° 2 020705.
(cité p. 15.)
- Chung, H.-K., M. H. CHEN, W. L. MORGAN, ET AL., 2005.** *FLYCHK: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements.* High Energy Density Physics, vol. 1 p. 3–12.
(cité p. 58 et 76.)
- Chung, H.-K., W. L. MORGAN, & R. W. LEE, 2003.** *FLYCHK: an extension to the K-shell spectroscopy kinetics model FLY.* Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 81 p. 107–115.
(cité p. 64 et 71.)
- Cohen, B., A. KEMP, & L. DIVOL, 2010.** *Simulation of laser-plasma interactions and fast-electron transport in inhomogeneous plasma.* Journal of Computational Physics, vol. 229, n° 12 p. 4591 – 4612.
(cité p. 32.)
- Cox, A. N., J. N. STEWART, & D. D. LILERS, 1965.** *Effects of Bound-Bound Absorption on Stellar Opacities.* Astrophysical Journal Supplement, vol. 11 p. 1.
(cité p. 3.)
- da Silva, L. B., B. J. MACGOWAN, D. R. KANIA, ET AL., 1992.** *Absorption measurements demonstrating the importance of Delta n = 0 transitions in the opacity of iron.* Physical Review Letters, vol. 69 p. 438–441.
(cité p. 3.)
- Davidson, S., K. NAZIR, S. ROSE, ET AL., 2000.** *Short-pulse laser opacity measurements.* Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 65 p. 151 – 160.
(cité p. 5.)
- Debayle, A., J. SANZ, L. GREMILLET, ET AL., 2013.** *Toward a self-consistent model of the interaction between an ultra-intense, normally incident laser pulse with an over-dense plasma.* Physics of Plasmas, vol. 20, n° 5 053107.
(cité p. 14.)
- Desjarlais, M. P., 2001.** *Practical Improvements to the Lee-More Conductivity Near the Metal-Insulator Transition.* Contributions to Plasma Physics, vol. 41 p. 267–270.
(cité p. 40.)

- Drouin, M., 2009.** *Realistic PIC modelling of laser-plasma interaction : a direct implicit method with adjustable damping and high order weight functions.* Theses, École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan.
(cité p. 29.)
- Eddington, A. S., 1922.** *On the absorption of radiation inside a star.* Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 83 p. 32–46.
(cité p. 3.)
- Eidmann, K., 1994.** *Radiation transport and atomic physics modeling in high-energy-density laser-produced plasmas.* Laser and Particle Beams, vol. 12 p. 223.
(cité p. 54.)
- Esirkepov, T. Z., 2001.** *Exact charge conservation scheme for Particle-in-Cell simulation with an arbitrary form-factor.* Computer Physics Communications, vol. 135 p. 144–153.
(cité p. 32.)
- Estabrook, K. & W. L. KRUEER, 1978.** *Properties of resonantly heated electron distributions.* Physical Review Letters, vol. 40 p. 42–45.
(cité p. 13.)
- Fill, E. E., 2005.** *Ultrashort-pulse laser plasmas: Fraction of hot electrons escaping from the target and electron spectra in planar and spherical geometry.* Physics of Plasmas, vol. 12, n°. 5 052704.
(cité p. 16.)
- Fisher, D., M. FRAENKEL, Z. HENIS, ET AL., 2002.** *Interband and intraband (Drude) contributions to femtosecond laser absorption in aluminum.* Phys. Rev. E, vol. 65, n°. 1 016409.
(cité p. 183.)
- Forslund, D. W., J. M. KINDEL, & K. LEE, 1977.** *Theory of hot-electron spectra at high laser intensity.* Physical Review Letters, vol. 39 p. 284–288.
(cité p. 13.)
- Freidberg, J. P., R. W. MITCHELL, R. L. MORSE, ET AL., 1972.** *Resonant Absorption of Laser Light by Plasma Targets.* Physical Review Letters, vol. 28 p. 795–799.
(cité p. 13.)
- Gallant, P., P. FORGET, F. DORCHIES, ET AL., 2000.** *Characterization of a subpicosecond x-ray streak camera for ultrashort laser-produced plasmas experiments.* Review of Scientific Instruments, vol. 71 p. 3627–3633.
(cité p. 101 et 103.)
- Gibbon, P. & A. R. BELL, 1992.** *Collisionless absorption in sharp-edged plasmas.* Physical Review Letters, vol. 68 p. 1535–1538.
(cité p. 14.)

- Glenzer, S. H., K. B. FOURNIER, C. DECKER, ET AL., 2000.** *Accuracy of K-shell spectra modeling in high-density plasmas.* Phys. Rev. E, vol. 62 p. 2728.
(cité p. 71.)
- Gremillet, L., 2001.** *Etude théorique et expérimentale du transport des électrons rapides dans l'interaction laser-solide à très haut flux.* Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique.
(cité p. 12, 21 et 23.)
- Griem, H. R., 1963.** *Validity of Local Thermal Equilibrium in Plasma Spectroscopy.* Physical Review, vol. 131 p. 1170–1176.
(cité p. 70.)
- Griem, H. R., 1964.** *Plasma spectroscopy.*
(cité p. 70 et 73.)
- Griem, H. R., 1968.** *Semiempirical Formulas for the Electron-Impact Widths and Shifts of Isolated Ion Lines in Plasmas.* Physical Review, vol. 165 p. 258–266.
(cité p. 76.)
- Griem, H. R., 1997.** *Principles of Plasma Spectroscopy.* Cambridge University Press.
(cité p. 73.)
- Haines, M. G., M. S. WEI, F. N. BEG, ET AL., 2009.** *Hot-Electron Temperature and Laser-Light Absorption in Fast Ignition.* Physical Review Letters, vol. 102, n°. 4 045008.
(cité p. 15.)
- Hall, T. A., 1984.** *A focusing X-ray crystal spectrograph.* Journal of Physics E Scientific Instruments, vol. 17 p. 110–112.
(cité p. 100.)
- Hámos, L. V., 1933.** *Röntgenspektroskopie und Abbildung mittels gekrümmter Kristallreflektoren. I. Geometrisch-optische Betrachtungen.* Annalen der Physik, vol. 409 p. 716–724.
(cité p. 92.)
- Harris, J., L. UPCRAFT, D. HOARTY, ET AL., 2010.** *A comparison of theory and experiment for high density, high temperature germanium spectra.* High Energy Density Physics, vol. 6 p. 95 – 98.
(cité p. 5.)
- Hoarty, D. J., P. ALLAN, S. F. JAMES, ET AL., 2013a.** *Observations of the Effect of Ionization-Potential Depression in Hot Dense Plasma.* Physical Review Letters, vol. 110, n°. 26 265003.
(cité p. 5 et 6.)
- Hoarty, D. J., P. ALLAN, S. F. JAMES, ET AL., 2013b.** *The first data from the Orion laser; measurements of the spectrum of hot, dense aluminium.* High Energy Density Physics, vol. 9 p. 661–671.

(cité p. 5.)

Holstein, T., 1947. *Imprisonment of Resonance Radiation in Gases.* Physical Review, vol. 72 p. 1212–1233.

(cité p. 77.)

Hummer, D. G. & D. MIHALAS, 1988. *The equation of state for stellar envelopes. I - an occupation probability formalism for the truncation of internal partition functions.* Astrophysical Journal, vol. 331 p. 794–814.

(cité p. 77.)

Iglesias, C., 2000. *Fast electric microfield distribution calculations in extreme matter conditions.* Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 65 p. 303–315.

(cité p. 73.)

Iglesias, C. A., F. J. ROGERS, & B. G. WILSON, 1987. *Reexamination of the metal contribution to astrophysical opacity.* Astrophysical Journal, vol. 322 p. L45–L48.

(cité p. 3.)

Inokuti, M., 1971. *Inelastic Collisions of Fast Charged Particles with Atoms and Molecules-The Bethe Theory Revisited.* Rev. Mod. Phys., vol. 43 p. 297–347.

(cité p. 17.)

Inokuti, M. & D. Y. SMITH, 1982. *Fermi density effect on the stopping power of metallic aluminum.* Phys. Rev. B, vol. 25 p. 61–66.

(cité p. 19.)

Kluge, T., W. ENGHARDT, S. D. KRAFT, ET AL., 2010. *Enhanced laser ion acceleration from mass-limited foils.* Physics of Plasmas, vol. 17, n°. 12 123103.

(cité p. 197.)

Koch, H. W. & J. W. MOTZ, 1959. *Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data.* Rev. Mod. Phys., vol. 31 p. 920–955.

(cité p. 17 et 21.)

Kramers, H. A., 1923. *XCIII. On the theory of X-ray absorption and of the continuous X-ray spectrum.* Philosophical Magazine and Journal of Science, vol. 46, n°. 275 p. 836–871.

(cité p. 3.)

Kruer, W. L. & K. ESTABROOK, 1985. *$J \times B$ heating by very intense laser light.* Physics of Fluids, vol. 28 p. 430–432.

(cité p. 14.)

Laulan, S., C. BLANCARD, & G. FAUSSURIER, 2008. *Fast electric microfield distribution calculations in strongly coupled Yukawa plasmas.* High Energy Density Physics, vol. 4 p. 131–141.

(cité p. 73.)

Lawson, J. D., 1957. *Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor.* Proceedings of the Physical Society B, vol. 70 p. 6–10.

(cité p. 2.)

Lecherbourg, L., 2007. *Spectroscopie d'absorption ultra-rapide de rayonnement X pour l'étude de la matière en régime transitoire.* Ph.D. thesis.

(cité p. 100.)

Lee, R. & R. N. SUDAN, 1971. *Return Current Induced by a Relativistic Beam Propagating in a Magnetized Plasma.* Physics of Fluids, vol. 14 p. 1213–1225.

(cité p. 22.)

Lee, Y. T. & R. M. MORE, 1984. *An electron conductivity model for dense plasmas.* Physics of Fluids, vol. 27 p. 1273–1286.

(cité p. 39, 40, 41, 43 et 45.)

Lefebvre, E. & G. BONNAUD, 1995. *Transparency/Opacity of a Solid Target Illuminated by an Ultrahigh-Intensity Laser Pulse.* Phys. Rev. Lett., vol. 74 p. 2002–2005.

(cité p. 11.)

Lefebvre, E. & G. BONNAUD, 1997. *Nonlinear electron heating in ultrahigh-intensity-laser-plasma interaction.* Phys. Rev. E., vol. 55 p. 1011–1014.

(cité p. 15.)

Lefebvre, E., N. COCHET, S. FRITZLER, ET AL., 2003. *Electron and photon production from relativistic laser-plasma interactions.* Nuclear Fusion, vol. 43, n°. 7 p. 629.

(cité p. 28.)

Lehe, R., A. LIFSCHITZ, C. THAURY, ET AL., 2013. *Numerical growth of emittance in simulations of laser-wakefield acceleration.* Phys. Rev. ST Accel. Beams, vol. 16, n°. 2 021301.

(cité p. 32.)

Li, C. K. & R. D. PETRASSO, 2004. *Stopping of directed energetic electrons in high-temperature hydrogenic plasmas.* Phys. Rev. E, vol. 70, n°. 6 067401.

(cité p. 18.)

Lindl, J. D. & P. K. KAW, 1971. *Ponderomotive Force on Laser-Produced Plasmas.* Physics of Fluids, vol. 14 p. 371–377.

(cité p. 14.)

Lobet, M., E. D'HUMIÈRES, M. GRECH, ET AL., 2013. *Modeling of radiative and quantum electrodynamics effects in PIC simulations of ultra-relativistic laser-plasma interaction.* arXiv.

(cité p. 32.)

- Lovelace, R. V. & R. N. SUDAN, 1971.** *Plasma Heating by High-Current Relativistic Electron Beams*. *Physical Review Letters*, vol. 27 p. 1256–1259.
(cité p. 23.)
- Luciani, J. F., P. MORA, & J. VIRMONT, 1983.** *Nonlocal heat transport due to steep temperature gradients*. *Physical Review Letters*, vol. 51 p. 1664–1667.
(cité p. 44.)
- MacFarlane, J. J., I. E. GOLOVKIN, P. WANG, ET AL., 2007.** *SPECT3D - A multi-dimensional collisional-radiative code for generating diagnostic signatures based on hydrodynamics and PIC simulation output*. *High Energy Density Physics*, vol. 3 p. 181–190.
(cité p. 76.)
- MacKinnon, A. J., Y. SENTOKU, P. K. PATEL, ET AL., 2002.** *Enhancement of Proton Acceleration by Hot-Electron Recirculation in Thin Foils Irradiated by Ultraintense Laser Pulses*. *Physical Review Letters*, vol. 88, n° 21 215006.
(cité p. 17.)
- Maddox, B. R., H. S. PARK, B. A. REMINGTON, ET AL., 2011.** *High-energy x-ray backlighter spectrum measurements using calibrated image plates*. *Review of Scientific Instruments*, vol. 82, n° 2 p. 023111.
(cité p. 95 et 106.)
- Malka, G. & J. L. MIQUEL, 1996.** *Experimental Confirmation of Ponderomotive-Force Electrons Produced by an Ultrarelativistic Laser Pulse on a Solid Target*. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77 p. 75–78.
(cité p. 14.)
- Malone, R. C., R. L. MCCRORY, & R. L. MORSE, 1975.** *Indications of strongly flux-limited electron thermal conduction in laser-target experiments*. *Physical Review Letters*, vol. 34 p. 721–724.
(cité p. 44.)
- Mancini, R. C., C. F. HOOPER, Jr., N. D. DELAMATER, ET AL., 1992.** *Density and temperature diagnostic based on the Ar He β line and associated Li-like satellites*. *Review of Scientific Instruments*, vol. 63 p. 5119–5121.
(cité p. 71.)
- Mancini, R. C., D. P. KILCREASE, L. A. WOLTZ, ET AL., 1991.** *Calculational aspects of the Stark line broadening of multielectron ions in plasmas*. *Computer Physics Communications*, vol. 63 p. 314–322.
(cité p. 77.)
- Martinolli, E., 2003.** *Transport d'électrons relativistes dans une cible solide : Etude du chauffage dans le cadre de l'allumage rapide*. Ph.D. thesis.
(cité p. 100.)

- Meadowcroft, A. L., C. D. BENTLEY, & E. N. STOTT, 2008.** *Evaluation of the sensitivity and fading characteristics of an image plate system for x-ray diagnostics.* Review of Scientific Instruments, vol. 79, n°. 11 p. 113102.
(cité p. 93 et 94.)
- Merdji, H., K. EIDMANN, C. CHENAIS-POPOVICS, ET AL., 1997.** *K-shell spectroscopy of radiatively heated aluminium.* Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 58 p. 773–781.
(cité p. 4 et 5.)
- Milchberg, H. M., R. R. FREEMAN, S. C. DAVEY, ET AL., 1988.** *Resistivity of a simple metal from room temperature to 10 to the 6th K.* Phys. Rev. Lett., vol. 61 p. 2364–2367.
(cité p. 12.)
- More, R., 1986.** *Atoms in dense plasmas.* In J. P. Briand (editor), *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series B*, vol. 143 of *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series B*, p. 155.
(cité p. 18.)
- Murnane, M. M., H. C. KAPTEYN, & R. W. FALCONE, 1989.** *High-density plasmas produced by ultrafast laser pulses.* Phys. Rev. Lett., vol. 62 p. 155–158.
(cité p. 12.)
- Myatt, J., W. THEOBALD, J. A. DELETTREZ, ET AL., 2007.** *High-intensity laser interactions with mass-limited solid targets and implications for fast-ignition experiments on OMEGA EP.* Physics of Plasmas, vol. 14, n°. 5 056301.
(cité p. 16 et 197.)
- Nishimura, H., R. MISHRA, S. OHSHIMA, ET AL., 2011.** *X-ray spectroscopy to study energy transport of a low-Z, reduced mass target irradiated with a high-intensity laser pulse.* High Energy Density Physics, vol. 7 p. 117 – 123.
(cité p. 16, 189 et 197.)
- Nuter, R., L. GREMILLET, E. LEFEBVRE, ET AL., 2011.** *Field ionization model implemented in Particle In Cell code and applied to laser-accelerated carbon ions.* Physics of Plasmas, vol. 18, n°. 3 033107.
(cité p. 32.)
- Ovchinnikov, V. M., G. E. KEMP, D. W. SCHUMACHER, ET AL., 2011.** *How well do time-integrated K_{α} images represent hot electron spatial distributions?* Physics of Plasmas, vol. 18, n°. 7 072704.
(cité p. 16.)
- Pain, J.-C., F. GILLERON, Q. PORCHEROT, ET AL., 2013.** *The Hybrid Detailed / Statistical Opacity Code SCO-RCG : New Developments and Applications.* arXiv.
(cité p. 76.)

- Paxton, B., M. CANTIello, P. ARRAS, ET AL., 2013.** *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA) : Planets, Oscillations, Rotation, and Massive Stars*. The Astrophysical Journal Supplement, vol. 208 p. 4.
(cité p. 3.)
- Perez, F., 2010.** *Etude du transport des électrons suprathermiques en milieu solide ou comprimé dans le cadre de l'allumeur rapide*. Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique.
(cité p. 28 et 191.)
- Pérez, F., L. GREMILLET, A. DECOSTER, ET AL., 2012.** *Improved modeling of relativistic collisions and collisional ionization in particle-in-cell codes*. Physics of Plasmas, vol. 19, n°. 8 083104.
(cité p. 32.)
- Perez, F., L. GREMILLET, M. KOENIG, ET AL., 2010.** *Enhanced Isochoric Heating from Fast Electrons Produced by High-Contrast, Relativistic-Intensity Laser Pulses*. Physical Review Letters, vol. 104, n°. 8 085001.
(cité p. 189.)
- Perry, T. S., F. J. D. SERDUKE, D. R. BACH, ET AL., 1991.** *Opacity measurements in a hot dense medium*. Physical Review Letters, vol. 67 p. 3784–3787.
(cité p. 4 et 5.)
- Pines, D. & D. BOHM, 1952.** *A Collective Description of Electron Interactions: II. Collective vs Individual Particle Aspects of the Interactions*. Physical Review, vol. 85 p. 338–353.
(cité p. 17 et 18.)
- Pratt, R. H., H. K. LEE, C. M. TSENG, ET AL., 1977.** *Bremsstrahlung Energy Spectra from Electrons of Kinetic Energy $1 \text{ keV} < T < 2000 \text{ keV}$ Incident on Neutral Atoms $2 < Z < 92$* . Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 20 p. 175.
(cité p. 17 et 21.)
- Quinn, M. N., X. H. YUAN, X. X. LIN, ET AL., 2011.** *Refluxing of fast electrons in solid targets irradiated by intense, picosecond laser pulses*. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 53, n°. 2 025007.
(cité p. 16.)
- Ramis, R., K. EIDMANN, J. MEYER-TER-VEHN, ET AL., 2012.** *MULTI-fs - A computer code for laser-plasma interaction in the femtosecond regime*. Computer Physics Communications, vol. 183 p. 637–655.
(cité p. 53 et 54.)
- Ramis, R., R. SCHMALZ, & J. MEYER-TER-VEHN, 1988.** *MULTI - A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics*. Computer Physics Communications, vol. 49 p. 475–505.
(cité p. 53.)

- Renaudin, P., C. BLANCARD, J. BRUNEAU, ET AL., 2006.** *Absorption experiments on X-ray-heated magnesium and germanium constrained samples.* Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 99 p. 511–522.
(cité p. 5.)
- Rohrlich, F. & B. C. CARLSON, 1954.** *Positron-Electron Differences in Energy Loss and Multiple Scattering.* Physical Review, vol. 93 p. 38–44.
(cité p. 18.)
- Rosseland, S., 1924.** *Note on the absorption of radiation within a star.* Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 84 p. 525–528.
(cité p. 3.)
- Rozmus, W. & V. T. TIKHONCHUK, 1990.** *Skin effect and interaction of short laser pulses with dense plasmas.* Phys. Rev. A, vol. 42 p. 7401–7412.
(cité p. 13.)
- Saemann, A. & K. EIDMANN, 1998.** *X-ray emission from metallic (Al) and dielectric (glass) targets irradiated by intense ultrashort laser pulses.* Applied Physics Letters, vol. 73, n°. 10 p. 1334–1336.
(cité p. 5.)
- Saemann, A., K. EIDMANN, I. E. GOLOVKIN, ET AL., 1999.** *Isochoric Heating of Solid Aluminum by Ultrashort Laser Pulses Focused on a Tamped Target.* Phys. Rev. Lett., vol. 82 p. 4843–4846.
(cité p. 5.)
- Salzmann, D., 1988.** *Atomic physics in Hot Plasmas.* Oxford University Press.
(cité p. 19, 57, 61, 62, 69, 75, 78, 109, 187 et 188.)
- Santos, J. J., A. DEBAYLE, P. NICOLAÏ, ET AL., 2007.** *Fast-electron transport and induced heating in aluminum foils.* Physics of Plasmas, vol. 14, n°. 10 103107.
(cité p. 16 et 22.)
- Seaton, M. J., Y. YAN, D. MIHALAS, ET AL., 1994.** *Opacities for Stellar Envelopes.* Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 266 p. 805.
(cité p. 3.)
- Seltzer, S. M. & M. J. BERGER, 1974.** *Transmission and reflection of electrons by foils.* Nuclear Instruments and Methods, vol. 119 p. 157–176.
(cité p. 17.)
- Serduke, F. J. D., E. MINGUEZ, S. J. DAVIDSON, ET AL., 2000.** *WorkOp-IV summary: lessons from iron opacities.* Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 65 p. 527–541.
(cité p. 6.)

- Serenelli, A. M., S. BASU, J. W. FERGUSON, ET AL., 2009.** *New Solar Composition: The Problem with Solar Models Revisited*. *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 705 p. L123–L127.
(cité p. 4.)
- Simon, N. R., 1982.** *A plea for reexamining heavy element opacities in stars*. *Astrophysical Journal*, vol. 260 p. L87–L90.
(cité p. 3.)
- Snigirev, A. & I. SNIGIREVA, 2008.** *High energy X-ray micro-optics*. *Comptes Rendus Physique*, vol. 9 p. 507–516.
(cité p. 175.)
- Sokolov, I. V., 2013.** *Alternating-order interpolation in a charge-conserving scheme for particle-in-cell simulations*. *Computer Physics Communications*, vol. 184 p. 320–328.
(cité p. 29, 144 et 147.)
- Solodov, A. A. & R. BETTI, 2008.** *Stopping power and range of energetic electrons in dense plasmas of fast-ignition fusion targets*. *Physics of Plasmas*, vol. 15, n°. 4 042707.
(cité p. 17.)
- Spitzer, L., 1962.** *Physics of Fully Ionized Gases*.
(cité p. 37, 38 et 40.)
- Spitzer, L. & R. HÄRM, 1953.** *Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas*. *Physical Review*, vol. 89 p. 977–981.
(cité p. 12, 23, 26, 37 et 44.)
- Stewart, J. C. & K. D. PYATT, JR., 1966.** *Lowering of Ionization Potentials in Plasmas*. *Astrophysical Journal*, vol. 144 p. 1203.
(cité p. 75.)
- Strickland, D. & G. MOUROU, 1985.** *Compression of amplified chirped optical pulses*. *Optics Communications*, vol. 56 p. 219–221.
(cité p. 11 et 83.)
- T4-Group, 1983.** *SESAME Report on the Los Alamos Equation of State Library*. Technical report, LANL.
(cité p. 54.)
- Tabak, M., J. HAMMER, M. E. GLINSKY, ET AL., 1994.** *Ignition and high gain with ultrapowerful lasers*. *Physics of Plasmas*, vol. 1 p. 1626–1634.
(cité p. 5.)

- Thomas, A. G. R., M. SHERLOCK, C. KURANZ, ET AL., 2013.** *Hybrid Vlasov-Fokker-Planck-Maxwell simulations of fast electron transport and the time dependance of K-shell excitation in a mid-Z metallic target.* *New Journal of Physics*, vol. 15, n°. 1 015017.
(cité p. 16.)
- Turck-Chièze, S., S. COUVIDAT, L. PIAU, ET AL., 2004.** *Surprising Sun: A New Step Towards a Complete Picture?* *Physical Review Letters*, vol. 93, n°. 21 211102.
(cité p. 4.)
- Turck-chièze, S., P. NGHIEM, S. COUVIDAT, ET AL., 2001.** *Solar Internal Composition and Nuclear Reaction Rates in the Light of Helioseismology.* *Solar Physics*, vol. 200 p. 323–342.
(cité p. 4.)
- Weibel, E. S., 1967.** *Anomalous Skin Effect in a Plasma.* *Physics of Fluids*, vol. 10 p. 741–748.
(cité p. 13.)
- Whitney, K. G. & P. C. KEPPLER, 1982.** *Spectrum diagnostics - The necessity for detailed non-LTE modeling of X-ray emission from dense plasmas.* *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 27 p. 281–296.
(cité p. 71.)
- Wilks, S. C., W. L. KRUEER, M. TABAK, ET AL., 1992.** *Absorption of ultra-intense laser pulses.* *Physical Review Letters*, vol. 69 p. 1383–1386.
(cité p. 14 et 15.)
- Winhart, G., K. EIDMANN, C. A. IGLESIAS, ET AL., 1996.** *Measurements of extreme uv opacities in hot dense Al, Fe, and Ho.* *Phys. Rev. E*, vol. 53 p. 1332.
(cité p. 4 et 5.)
- Woltz, L. A. & C. F. HOOPER, 1988.** *Calculation of spectral line profiles of multielectron emitters in plasmas.* *Phys. Rev. A*, vol. 38 p. 4766–4771.
(cité p. 77.)
- Yang, T.-Y. B., W. L. KRUEER, R. M. MORE, ET AL., 1995.** *Absorption of laser light in overdense plasmas by sheath inverse bremsstrahlung.* *Physics of Plasmas*, vol. 2 p. 3146–3154.
(cité p. 13.)
- Ziman, J. M., 1961.** *A theory of the electrical properties of liquid metals. I: The monovalent metals.* *Philosophical Magazine*, vol. 6 p. 1013–1034.
(cité p. 40.)
- Zimmerman, G. B. & R. M. MORE, 1980.** *Pressure ionization in laser-fusion target simulation.* *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 23 p. 517–522.
(cité p. 75 et 77.)

RÉSUMÉ

Les propriétés radiatives de plasmas denses et chauds conditionnent de nombreux phénomènes rencontrés dans les intérieurs stellaires et dans le cadre de la fusion par confinement inertiel. Afin d'améliorer les modèles dans un régime à la fois proche du solide (de l'ordre du g.cm^{-3}) et de plusieurs centaines d'électron-Volts, des mesures en laboratoire sont aujourd'hui nécessaires. L'étude menée dans cette thèse consiste en la caractérisation de tels plasmas formés par interaction laser à ultra-haute intensité.

Dans le cas d'un plasma d'aluminium, les mesures expérimentales obtenues ont permis de mettre en évidence le caractère complexe de l'interprétation d'un spectre d'émission de couche K habituellement utilisé pour estimer la densité et la température du plasma. Pour restituer les résultats expérimentaux, une suite de simulations numériques utilisant plusieurs codes (codes PIC CALDER, hydro-radiatif MULTI et de physique atomique SPECT3D) a été menée. Ces simulations ont permis de conclure sur la nécessité de prendre en compte de nombreux phénomènes physiques pour caractériser au mieux le plasma : les conditions d'équilibre, la présence d'électrons chauds, l'évolution temporelle rapide et les gradients spatiaux. Ces points sont abordés et discutés dans ce travail.

Ces études montrent que ce type d'expériences ouvre de vastes perspectives dans l'étude des plasmas à très haute densité. Une bonne résolution temporelle et spatiale est néanmoins nécessaire pour assurer une caractérisation précise de la densité et de la température du plasma produit.

ABSTRACT

In the fields of stellar interiors and inertial confinement fusion, determination of dense and hot plasmas opacity is a major goal. Laboratory plasmas, close to both solid density and hundreds of electron-volt temperature are needed to improve theoretical and numerical models. This work is focused on the characterization of such plasmas formed by ultra-high-intensity laser interaction with solid matter.

Experimental measurements on aluminium plasmas are presented. They highlight the complexity arising in the interpretation of K-shell x-ray emission spectra, typically used to infer the plasma density and temperature. To reproduce these experimental results, simulations using 3 codes were carried out (PIC code - CALDER, radiation-hydrodynamics code - MULTI and atomic population code - SPECT3D).

This work concludes on the need to account for many physical phenomena to further characterize the plasma: non-LTE equilibrium, hot electrons, time evolution and spatial gradients. All these issues are addressed and discussed. This kind of experiment opens bright perspectives in the study of very-high-density plasmas. Good temporal and spatial resolution is nevertheless necessary to ensure an accurate characterization of the plasma density and temperature.