



HAL
open science

Étude des plasmas créés par l'interaction laser X – matière

Eric Galtier

► **To cite this version:**

Eric Galtier. Étude des plasmas créés par l'interaction laser X – matière. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2010. Français. NNT : 2010PA066422 . tel-00574363v1

HAL Id: tel-00574363

<https://theses.hal.science/tel-00574363v1>

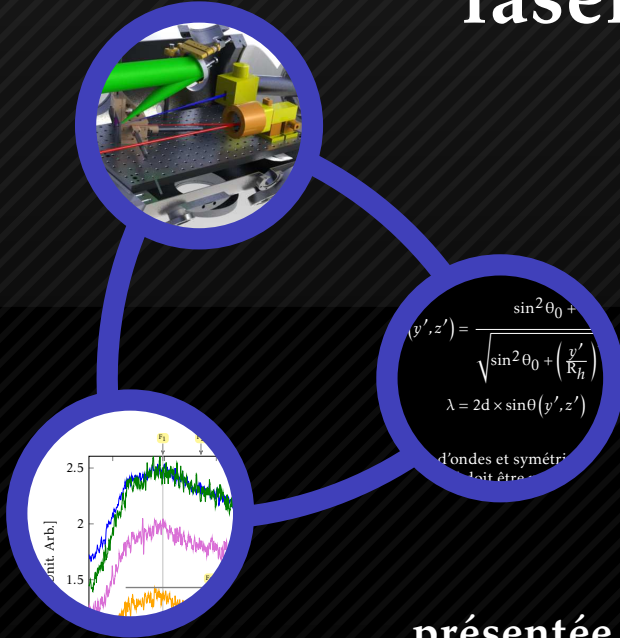
Submitted on 7 Mar 2011 (v1), last revised 8 Jan 2013 (v2)

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.

Étude des plasmas créés par l'interaction laser X – matière

par
Éric Galtier



THÈSE
présentée pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie
spécialité
Sciences de la fusion

Soutenue le 15 novembre 2010 devant la commission d'examen

présidée par	Lydia TCHANG-BRILLET
examinée par	Fida KHATTAK Frank ROSMEJ Roland STAMM
et rapportée par	Thomas BLENSKI Brigitte CROS

Résumé

Cette thèse met à profit l'émergence des nouvelles sources de lumière de 4^e génération, les lasers à électrons libres, pour créer et caractériser un état de matière sous conditions extrêmes encore mal connu : la matière dense et tiède (WDM). Une expérience a permis d'étudier les transitions entre les différentes phases solide/WDM/plasma et de caractériser le mécanisme responsable de la thermalisation. L'impulsion laser XUV FLASH, de durée et d'énergie égales à environ 20 femtosecondes et 30 μJ respectivement, est micro-focalisée sur une cible solide et entraîne un chauffage isochore. L'intensité, supérieure à $10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$, n'a encore jamais été atteinte dans un tel contexte expérimental. Les spectres d'émission d'un plasma d'aluminium sont étudiés pour la première fois à l'aide d'un code couplant un algorithme génétique et un code de physique atomique, afin de remonter à l'évolution *temporelle* complète de l'interaction entre le laser XUV et la matière solide, et ce malgré l'intégration temporelle des spectres expérimentaux. La première preuve expérimentale de l'importance de l'effet Auger est établie pour le chauffage isochorique d'une cible d'aluminium. La première observation de l'émission X d'une cible de nitrure de bore irradiée sous conditions extrêmes a donné lieu à une étude préliminaire du phénomène. En parallèle, l'effet des électrons supra-thermiques sur la distribution des populations électroniques dans les niveaux d'énergie des ions est analysé et montre une importante similitude avec le processus de photo-ionisation à l'œuvre dans l'interaction laser XUV-matière.

Abstract

This thesis took advantage of the emerging newly developed 4th generation sources of light, namely the free electron lasers, to create and characterize a state of matter under extreme conditions which is still obscure : the warm dense matter (WDM). An experiment allowed to study the transitions between the different phases, solid/WDM/plasma, and characterize the mechanism responsible for the equilibration. The laser pulse FLASH, of duration and energy equal to about 20 femtoseconds and 30 μJ respectively, is micro-focussed on a solid target producing an isochoric heating. The intensity, greater than $10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$, has never been reached in such an experimental context so far. Emission spectra from an aluminium plasma are studied with a code coupling a genetic algorithm and a code of atomic physics, in order to interpret the whole *temporal* evolution of the XUV laser-matter interaction for the first time, despite the time integration of the experimental spectra. The first experimental proof of the important contribution of the Auger effect in the isochoric heating of an aluminium target is established. The first observation of the X-ray emission of a boron nitride target under extreme conditions has been investigated by a preliminary study. Additionally, the effect of hot electrons on the electron population distribution in the energy levels of the ions is analysed and shows an important similarity with the photo-ionization process occurring in XUV/X-ray laser-matter interaction.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier l'ensemble des membres de mon jury de soutenance qui, en plus de m'avoir apporté des commentaires précis pour améliorer le contenu de mon mémoire, m'ont encouragé tout au long de cette dernière étape de mon travail de thèse.

Thèse que je n'aurais pu mener à bien sans une cohérence et une forte connivence au sein de mon équipe d'accueil, l'équipe Physique Atomique dans les Plasmas Denses du LULI. J'ai eu la chance d'être entouré par des collègues de travail d'une qualité remarquable qui m'ont apporté bien plus que des compétences scientifiques et un regard mature sur ma discipline. Je remercie donc Romain Schott, un collègue de bureau inestimable, Caterina Riconda, maintenant directrice de sa propre équipe, Paulo Angelo, dont l'esprit critique nous repousse toujours plus loin dans la recherche de la vérité scientifique, Jean-Louis Bobin, pour son immense savoir scientifique et culturel, Élisabeth Dalimier, pour m'avoir permis de rejoindre l'équipe il y a trois ans, et Youcef Aouad, pour nos discussions stimulantes. Je remercie bien sûr Frank Rosmej, mon directeur de thèse, pour m'avoir épaulé tout au long de cette aventure.

L'ensemble de mon travail n'aurait pu avoir lieu sans d'étroites relations avec des collaborateurs spécialistes dans leur domaine. J'exprime ainsi toute ma gratitude à Oldrich Renner, dont le savoir expérimental m'a éclairé sur mon propre travail de thèse, Fida Khattak, pour ses compétences et sa gentillesse, Dave Riley et son équipe, pour leur professionnalisme, et les équipes des Universités d'Oxford et de Jena, du LBNL et du SLAC pour la collaboration fructueuse que nous avons eue ensemble. Par ailleurs, je remercie Fabien Serres, Laurence Huret, Christophe Godinho, Camille Brousseau ainsi que tous les autres membres de l'équipe des laséristes de l'installation LULI2000, avec qui j'ai beaucoup appris sur la mise en place, le déroulement et le suivi d'expériences complexes, et ce dans une ambiance unique.

Ces quelques dernières années, passées à travailler pour ma passion qu'est la physique, se sont déroulées avec l'appui continu de mes amis de toujours et de ma famille. Ils m'ont donné la force nécessaire pour repousser mes limites et atteindre mes objectifs. Je ne remercierai jamais assez ma mère et mon frère qui ont toujours cru en moi, et ce dans toutes les circonstances. Ce travail s'est effectué au prix de nombreuses heures de travail, loin de ma bien-aimée. Merci pour ta patience et ton habileté à manier les lettres.

*À mes grands parents
et Françoise,
partis trop tôt.*

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Remerciements	vii
Table des matières	xiv
Liste des tableaux	xvi
Table des figures	xxii
1. Introduction	1
1.1. État de l'art	1
1.1.1. La matière dense et tiède	1
1.1.2. Les lasers XUV/X à électrons libres	3
1.1.3. Convergence : les FEL pour créer de la matière dense et tiède	5
1.2. Contributions du présent texte	6
1.3. Organisation de la thèse	7
2. Les lasers à électrons libres	9
2.1. Une introduction historique	9
2.2. Le principe	11
2.2.1. Description physique	11
2.2.2. La théorie classique	13
2.2.3. Expression de λ en fonction de l_0	15
2.2.4. L'équation du pendule	17
2.3. FLASH	18
2.3.1. Lieu et schéma de principe	18
2.3.2. L'accélérateur	20
2.3.3. L'onduleur	20
2.3.4. Hall expérimental	21
<hr/>	
Partie I. Interaction laser XUV-aluminium	23
3. Dispositif expérimental (Al)	25
3.1. Introduction	25
3.2. Le dispositif expérimental	26
3.3. La chambre d'interaction	27
3.4. La micro-focalisation	28

3.5. Le spectromètre à réseau	31
3.5.1. Le diagnostic	31
3.5.2. Les images CCD	33
3.6. Conclusions du chapitre	34
4. Analyse préliminaire	37
4.1. Les données expérimentales	38
4.1.1. Identification spectrale	38
4.1.2. Rôle des électrons spectateurs	41
4.2. Estimation de la température et de la densité électroniques	45
4.2.1. Validité de l'équilibre thermodynamique local	45
4.2.2. Température électronique	46
4.2.3. Densité électronique	50
4.3. Mise en évidence des désaccords entre un modèle standard et l'expérience	52
4.3.1. Un modèle collisionnel-radiatif standard échoue	52
4.3.2. Traitement par algorithme génétique	54
4.4. Conclusions du chapitre	56
5. Analyse de l'interaction laser XUV-AI	57
5.1. Un outil : l'algorithme génétique	58
5.1.1. Généralités	58
5.1.2. L'algorithme génétique PIKAIA	61
5.1.3. Améliorations apportées à PIKAIA	65
5.1.4. Procédure de validation du noyau génétique	66
5.1.5. Fonctions unimodales	67
5.1.6. Fonctions multimodales	68
5.1.7. Principe de fonctionnement de RAMA	70
5.1.8. Perspectives	70
5.2. Évolution temporelle de l'interaction laser XUV-matière	72
5.2.1. Sensibilité des spectres à la température	72
5.2.2. Application de RAMA dans le cas où $I \approx 2 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$	73
5.2.3. Application de RAMA dans le cas où $I \approx 9 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$	75
5.2.4. Mécanismes de l'interaction laser XUV-matière à haute intensité.	76
5.3. L'effet Stark	81
5.4. Conclusions du chapitre	82

Partie II. Interaction laser XUV-azote

6. Dispositif expérimental (BN)	87
6.1. Motivations	87
6.2. Dispositif expérimental	89
6.2.1. Améliorations matérielles	89
6.2.2. Vue d'ensemble des diagnostics	91
6.3. Spectroscopie des X mous	94
6.3.1. Le diagnostic	94
6.3.2. Les images CCD	97
6.4. Conclusions du chapitre	100
7. Calibration des cristaux THM et OHM	101
7.1. L'installation PICO2000 au LULI	102
7.1.1. Les caractéristiques du laser	102

7.1.2. La chaîne laser	102
7.2. Dispositif expérimental	105
7.2.1. Le spectromètre KIRK	105
7.2.2. Le schéma de l'expérience sur PICO2000	108
7.3. Analyse et discussion	111
7.3.1. OHM	111
7.3.2. THM	115
7.4. Conclusions du chapitre	116
8. Analyse de la transition He_α de l'azote	119
8.1. Les spectres expérimentaux	119
8.1.1. Identification	119
8.1.2. Analyse préliminaire	121
8.2. Simulations hydrodynamiques avec XRAD	122
8.3. Mécanisme de l'interaction laser XUV-azote	124
8.4. Conclusions du chapitre	127
<hr/>	
Partie III. Interaction laser KJ-matière	129
9. Électrons chauds et photo-ionisation	131
9.1. Motivations	131
9.2. Le dispositif expérimental	132
9.3. Le VJS	134
9.3.1. Le principe	134
9.3.2. Le spectromètre	136
9.3.3. Le logiciel de reconstruction spectrale	138
9.4. Conclusions au chapitre	139
10. Analyse préliminaire du titane	141
10.1. Identification spectrale	141
10.2. Interprétation et analogie avec la photo-ionisation	144
10.2.1. Validité du critère d'équilibre thermodynamique local	144
10.3. Conclusions du chapitre	146
<hr/>	
11. Conclusion	149
11.1. Travail réalisé	149
11.2. Perspectives	151
A. Code source du RGN et exemple basé sur le code RAMA	155
A.1. RGN en double précision	155
A.2. RAMA, un aperçu	157
B. Détails sur les fonctions test	161
B.1. Fonctions unimodales	163
B.1.1. Fonction sphère translatée	163
B.1.2. Fonction de Schwefel 1.2 translatée (1977)	165
B.2. Fonctions multimodales : basiques	167
B.2.1. Fonction de Rastrigin translatée et pivotée	167
B.2.2. Fonction de Weierstrass translatée et pivotée	168
B.3. Fonctions multimodales : hybrides	170

B.3.1. Construction	170
B.3.2. Fonction hybride 1 translatée et pivotée	173
B.3.3. Fonction hybride 2 translatée et pivotée	175
Bibliographie	179
Index	191

Liste des tableaux

1.1	Principales caractéristiques des lasers XUV/X de 4 ^e génération. Ces valeurs sont données pour une impulsion laser et correspondent au maximum atteignable pour les installations actuelles ou en cours de construction.	4
1.3	Valeur de la densité critique n_c pour différentes longueurs d'onde de laser λ_L . Les longueurs d'onde à ω correspondent à des valeurs typiques d'installations lasers optiques.	6
2.1	Quelques-unes des installations phare en cette fin 2010 de par le monde. Toutes ces installations accélèrent le faisceau d'électrons à l'aide d'un LINAC et l'amplification se fait en mode SASE.	10
2.6	Comparaison de la longueur d'onde laser minimale atteinte sur différentes installations de lasers à électrons libres modernes en fonction des paramètres de l'ondulateur optimum. Les valeurs de l'avant-dernière ligne pour le XFEL sont issues de Geloni et al. (2010) , celles du LCLS via Arthur et al. (2002) et celles du SCSS avec Tanaka and Shintake (2005) . Les valeurs de la dernière ligne sont calculées selon l'équation (2.18) dans le cas où \vec{B} est linéaire.	17
3.2	Principales caractéristiques du laser à électrons libres FLASH utilisées lors de l'expérience présentée pour l'irradiation de l'aluminium.	27
4.2	Longueurs d'onde en nm, énergie associée en eV et identification des deux pics de la figure 4.1.	38
4.5	Longueurs d'onde en nm, énergie associée en eV, taux d'émission radiative spontanée (coefficient d'Einstein \mathcal{A}) en s^{-1} et configuration des neuf groupes de raies principales de la figure 4.4(b). Données provenant de la base de données du NIST (Ralchenko et al., 2008). Nous utilisons la notation spectroscopique usuelle pour décrire les différentes configurations.	41
4.11	Valeurs du taux radiatif calculé avec le code FAC ^a et des coefficients d'excitations collisionnelles, calculés avec FAC ^a et l'équation (4.2).	46
4.12	Valeurs du gA, l'énergie de la transition et l'énergie de la configuration déterminées via différentes sources : le NIST, la base de données Spectr-W ³ , le code MARIA et le code de Cowan.	47
4.13	Valeurs du taux d'émission liée-liée P et de la température calculée selon l'équation (4.7) pour les spectres des figures 4.3(b) et 4.4(b) selon différentes sources : le NIST, la base de données Spectr-W ³ , le code MARIA et le code de Cowan.	48
4.17	Longueurs d'onde en nm, énergie associée en eV et configuration des six groupes de raies principales de la figure 4.16. Nous utilisons la notation spectroscopique usuelle pour décrire les différentes configurations.	53
4.18	Nombre de transitions associées aux désexcitations entre le niveau haut $K^2L^7M^x$, où $x \in [1, 2, 3]$, et le niveau bas $K^2L^8M^{x-1}$	54
5.6	Résultats des algorithmes pour les fonctions unimodales en 2, 10 et 30 dimensions	68

5.7	Résultats des algorithmes pour les fonctions multimodales en 2, 10 et 30 dimensions	69
5.13	Valeurs des taux radiatif et d'auto-ionisation, calculées avec le code FAC ^a , et des coefficients d'excitation collisionnelle, calculés avec FAC ^a et l'équation (4.2).	76
7.10	Longueurs d'onde en Å, énergie associée en eV, taux d'émission radiative spontanée (coefficient d'Einstein \mathcal{A}) en s ⁻¹ et configuration des transitions principales de la figure 7.9. Données provenant de la base de données du NIST (Ralchenko et al., 2008).	114
7.13	Longueurs d'onde en Å, énergie associée en eV, taux d'émission radiative spontanée (coefficient d'Einstein \mathcal{A}) en s ⁻¹ et configuration des transitions principales de la figure 7.9. Données provenant de la base de données du NIST (Ralchenko et al., 2008).	117
8.2	Longueurs d'onde en nm, énergie associée en eV, taux d'émission radiative spontanée (coefficient d'Einstein \mathcal{A}) en s ⁻¹ et configuration des groupes de raies principales de la figure 8.1. Données provenant de la base de données du NIST (Ralchenko et al., 2008). Nous utilisons la notation spectroscopique usuelle pour décrire les différentes configurations.	121
8.8	Grandeurs déterminées avec l'aide du code RCG de Cowan (1981) et utilisées pour le calcul des taux d'excitation collisionnelle \mathcal{C} et d'ionisation collisionnelle \mathcal{I} . Les taux sont calculés pour $k_B T_e = 90$ eV et $n_e = 2 \times 10^{23}$ cm ⁻³	126
10.4	Longueurs d'onde en Å, énergie associée en eV, taux d'émission radiative spontanée (coefficient d'Einstein \mathcal{A}) en s ⁻¹ et configuration des raies principales de la figure 10.3. Nous utilisons la notation spectroscopique usuelle pour décrire les différentes configurations.	144
10.6	Valeur du taux radiatif et du coefficient d'excitation collisionnelle calculé avec FAC ^a	144

Table des figures

1.2	Pic de brillance des onduleurs des lasers à électrons libres de 4 ^e génération comparé à celui des installations de 3 ^e génération extrait de (Materlik and Tschentscher, 2001) : environ 10 ordres de grandeur les séparent.	4
2.2	Arbre représentant les différents modes de fonctionnement du laser à électrons libres. .	11
2.3	Principe du laser à électrons libres. L'échelle n'est pas respectée.	12
2.4	Principe de la diffusion Thomson stimulée dans le référentiel de l'électron (RR).	13
2.5	Notations et représentations formelles du principe de l'émission synchrotron.	14
2.7	Simulation numérique de la modulation en densité du paquet d'électrons dans l'onduleur. À gauche : le paquet se trouve à l'entrée de l'onduleur. Au milieu : il est au milieu de la croissance exponentielle. À droite : il est à la sortie de l'onduleur, lors de la saturation. Tiré de (Feldhaus et al., 2005).	18
2.8	Le centre de DESY et l'implantation de FLASH en son sein. Le tunnel recouvrant l'accélérateur linéaire et l'onduleur est représenté par la ligne jaune et se termine en bas par le hall expérimental. Image tirée de http://hasylab.desy.de/facilities/flash/index_eng.html	19
2.9	Schéma de principe de FLASH.	19
2.10	Assemblage de cavités supraconductrices en niobium pur pour l'étage d'accélération des électrons. Sur la droite, une cavité attend d'être plongée dans son bain d'hélium. Image tirée de (Schneider et al., 2007).	20
2.11	Vue de l'ensemble des modules de l'onduleur de FLASH dans le tunnel de fonctionnement. Image tirée de (Schneider et al., 2007).	20
2.12	Hall expérimental de FLASH avec les cinq lignes de lumière et les dispositifs de renvoi d'un laser optique pour des expériences de pompe-sonde.	21
3.1	Hall expérimental de FLASH avec le tracé de la ligne de lumière BL3 avec laquelle ont été réalisées les expériences de cette thèse.	26
3.3	Ensemble chambre expérimentale + bâti installé sur BL3.	27
3.4	Emplacement du diagnostic d'énergie (GMD) du laser XUV et du télescope de visualisation de la tache focale.	28
3.5	Intérieur de la chambre d'interaction, vue de devant. À gauche la parabole hors-axe et son support motorisé vus de derrière. Au milieu, le support miroir qui renvoie vers le télescope dont l'ouverture est visible au fond de l'enceinte. À droite, le spectromètre à réseau et son filtre d'aluminium.	29
3.6	Coupe de l'intérieur de la chambre d'interaction modélisée en 3D. Le rayon rouge correspond au trajet de l'impulsion laser FLASH, qui est réfléchi par la parabole et focalisé sur la cible. Le faisceau vert correspond au parcours du rayonnement visible de la cible réfléchi par le miroir d'aluminium vers le télescope. Le faisceau bleu correspond à l'émission propre du plasma en direction du spectromètre à réseau. Schéma à l'échelle.	30
3.7	Boîtier en aluminium renfermant le réseau à pas variable.	31

- 3.8 Schéma de fonctionnement du réseau utilisé dans les conditions d'exploitation lors de la campagne expérimentale. Les angles β_1 et β_2 ont été déterminés avec l'équation (3.1). 32
- 3.9 Vue du dessus de la chambre d'expérience en 3D. Le miroir de renvoi vers le télescope a été caché pour plus de clarté. Le faisceau rouge correspond à l'impulsion laser XUV, alors que le bleu correspond au rayonnement émis par la cible et diffracté par le réseau vers la CCD au bout du tube en aluminium. 33
- 3.10 Exemple de signal en fausse couleur (le signal est fort pour les pixels qui sont les plus lumineux) détecté par la CCD. L'image (a) correspond à la réflexion d'une partie de l'impulsion sur la cible, donc le signal observé est celui des deux premiers ordres de diffraction du laser. Les images (b) et (c) proviennent de l'émission du plasma créé par l'interaction entre FLASH et l'aluminium pour une intensité de $I \approx 9 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ et $I \approx 2 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ respectivement. L'échelle des longueurs d'onde va de la gauche vers la droite. 34
- 4.1 Spectre d'émission de l'aluminium à très faible intensité, pour $I \approx 3 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$. La ligne de référence permet d'estimer grossièrement le rapport de l'intensité du 1^{er} ordre sur l'intensité du 2^e ordre. 38
- 4.3 Graphique (a) : spectre d'émission de l'aluminium à forte intensité ($I \approx 9 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$, tache focale de $3.2 \mu\text{m}$). La courbe bleue correspond aux données brutes reconstruites selon la procédure décrite page 33. La courbe rouge est le résultat de la soustraction du spectre (en bleu) par le fond linéaire représenté par la courbe en tirets. Graphique (b) : identification des raies sur le spectre n° 25 corrigé. 39
- 4.4 Graphique (a) : spectre d'émission de l'aluminium à haute intensité ($I \approx 2 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$, tache focale de $2.3 \mu\text{m}$). Le courbe bleue correspond aux données brutes reconstruites selon la procédure décrite page 33. La courbe rouge est le résultat de la soustraction du spectre (en bleu) par le fond linéaire représenté par la courbe en tirets. Graphique (b) : identification des raies sur le spectre n° 6 corrigé. 40
- 4.6 Diagramme du potentiel d'ionisation pour les sous-couches électroniques de l'aluminium *neutre* selon le code RCG de Cowan (1981). L'erreur avec les valeurs expérimentales tirées de Henke et al. (1993) (entre parenthèses sur le graphe) est inférieure à 20 %. 42
- 4.7 Graphique (a) : Spectre d'émission de l'aluminium à haute intensité, pour $I \approx 2 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$. Les flèches montrent les différences entre le modèle issu d'une première analyse et le spectre expérimental. Graphique (b) : zoom délimité par le rectangle gris en pointillés sur le graphique précédent. Dans les deux graphiques, la configuration $\text{K}^2\text{L}^7\text{M}^1$ a été translatée artificiellement en intensité jusqu'à 310 pour plus de clarté. 43
- 4.8 Schéma expliquant le décalage dans le rouge des transitions issues de configurations écrantées par un nombre croissant d'électrons spectateurs. 44
- 4.9 Évolution des décalages des transitions satellites de la configuration résonante $\text{K}^2\text{L}^7\text{M}^1$. Les lignes verticales grises correspondent aux longueurs d'onde à 13.1, 16.1 et 26.3 nm. Les graphiques ont été translatés pour plus de clarté. 44
- 4.10 États mis en jeu dans le calcul des taux pour valider la condition d'ETL de la phase de recombinaison. 45
- 4.14 Section efficace de photo-ionisation des sous-couches 2s, 2p, 3s et 3p de l'aluminium. L'énergie des photons de FLASH est symbolisée par le trait vertical à 91.8 eV. Les traits horizontaux correspondent à la valeur de la section efficace pour une énergie de photons incidents de 91.8 eV pour les différentes sous-couches d'intérêt. Les sections efficaces sont données en Mb (1 barn = 10^{-18} cm^{-2}). 48
- 4.15 Calcul Stark pour la configuration $\text{K}^2\text{L}^7\text{M}^1$ pour une température de $T_e = 8 \text{ eV}$ et pour différentes densités électroniques. Les spectres synthétiques sont décalés en y pour plus de lisibilité. Attention, l'opacité n'est pas prise en compte dans ce calcul, ce qui explique le rapport de raie très différent de celui observé dans l'expérience. 51

4.16	Spectre synthétique de l'aluminium pour $T_e = 22$ eV et $n_e = 4 \times 10^{22}$ cm ⁻³ simulé par FLYCHK.	53
5.1	(a) : représentation 3D de la fonction $f(x,y) = \cos^2(n\pi r)e^{-\frac{r^2}{\sigma^2}}$ où $r^2 = (x - 0.5)^2 + (y - 0.5)^2$, $n = 9$ et $\sigma = 0.15$. Cette fonction présente un grand nombre d'extrema locaux (les cercles concentriques), mais un seul extremum global en (0.5, 0.5). Exemple tiré de Charbonneau and Knapp (1995). (b) : projection de la courbe 3D lorsqu'elle est vue de dessus afin de mettre en évidence la complexité du paysage des solutions.	60
5.2	Schéma du principe de fonctionnement de PIKAIA.	62
5.3	Opération d'encodage et de décodage. Les valeurs aléatoires sont concaténées entre elles pour former une longue chaîne de chiffres, un <i>chromosome</i> , qui porte les caractéristiques du couple (x,y).	63
5.4	Opération d'enjambement à deux points. Si un nombre tiré au hasard est inférieur au taux d'enjambement, alors l'opération a lieu. Les deux points sont alors choisis aléatoirement.	64
5.5	Opération de mutation. Si un nombre tiré au hasard est inférieur au taux de mutation, alors l'opération a lieu. Un <i>locus</i> est alors déterminé de façon aléatoire. Le chiffre pointé est remplacé par une valeur prise au hasard.	65
5.8	Schéma du principe de fonctionnement de RAMA. Dans la phase de pré-processing, un code de physique atomique (MCHF pour <i>Multi Configuration Hartree Fock</i>) détermine les données de chaque configuration (c^1 pour configuration 1), donnant ainsi naissance à la distribution spectrale associée (ds^1 pour distribution spectrale 1) après l'exécution du code MARIA (étape M). Une matrice ordonne l'ensemble des données pour chaque distribution spectrale avant de passer par le traitement de l'algorithme génétique.	71
5.9	Spectres synthétiques pour la configuration (a) $K^2L^7M^1$ et (b) $K^2L^7M^2$ pour les températures de 1, 5, 10, 20 et 30 eV.	73
5.10	Spectres synthétiques générés par le code RAMA surimposés au spectre expérimental (courbe en noir) dans le cas où l'intensité est maximale. Le courbe rouge est la somme des courbes associées aux configurations $K^2L^7M^1$, $K^2L^7M^2$ et $K^2L^7M^3$	74
5.11	Spectres synthétiques générés par le code RAMA surimposés au spectre expérimental (courbe en noir) dans le cas où l'intensité est proche du maximum. Le courbe rouge est la somme des courbes associées aux configurations $K^2L^7M^1$, $K^2L^7M^2$ et $K^2L^7M^3$	75
5.12	États mis en jeu dans le calcul des taux pour valider la condition d'ETL du plasma juste après la destruction du solide.	76
5.14	Schéma du mécanisme d'interaction laser XUV-matière.	77
5.15	Diagramme représentant l'effet Auger. Étape 1 : état initial multiplement excité. Étape 2 : désexcitation radiative de l'électron bleu avec émission d'un photon. Étape 3 : photo-ionisation interne de l'électron rouge <i>uniquement</i> si $E_1 > E_2$	78
5.16	Diagramme représentant la recombinaison diélectronique suivie par une stabilisation radiative. Étape 1 : état initial où l'électron rouge possède l'énergie $E = E_2 + E_1 \pm \delta E_1$, avec δE_1 la largeur du niveau de l'électron bleu. Étape 2 : capture de l'électron rouge dans un niveau lié avec émission d'un photon qui va exciter l'électron bleu par photo-absorption résonante. Étape 3 : stabilisation radiative par désexcitation spontanée de l'électron bleu.	80
5.17	Spectres synthétiques pour la configuration $K^2L^7M^2$ pour plusieurs valeurs de densité (a) et de température (b) électroniques.	81
5.18	Spectres synthétiques générés par le code PPP pour les configurations $K^2L^7M^1$ ($n_e = 3 \times 10^{22}$ cm ⁻³ , $T_e = 20$ eV) et $K^2L^7M^2$ ($n_e = 1 \times 10^{22}$ cm ⁻³ , $T_e = 20$ eV).	82
6.1	Support cible avec l'ensemble des matériaux. Le nitrure de bore est l'étroite bande blanche verticale.	88

6.2	La chambre d'expérience en position sur le bâti avec les pompes et tous les diagnostics en place. Les protections en aluminium et une couverture en haut de la chambre permettent d'améliorer l'herméticité de la chambre à la lumière environnante. La lumière du hall expérimental est bien sûr éteinte lors des mesures.	90
6.3	Porte-cible motorisé avec trois Z625BV de chez Thorlabs.	91
6.4	Vue de l'intérieur de la chambre d'expérience constituée de l'ensemble des diagnostics décrits plus haut, notamment du spectromètre pour les X mous qui fait l'objet de la section 6.3.. . . .	92
6.5	Le spectromètre HiTRaX, aligné sur une bride de la chambre d'expérience.	93
6.6	Exemple de signal en fausse couleur détecté par la CCD du HiTRaX. L'image (a) correspond à une cible de nitrure de silicium : aucune transition atomique n'est distinguable. L'image (b) correspond à une cible de nitrure de bore : les raies atomiques sont bien là. L'échelle des longueurs d'onde va de la gauche vers la droite.	93
6.7	Représentation 3D du spectromètre pour la gamme des X mous. Noter que le trait-point-plan est caché par la plaque de maintien de l'avant-plan.	95
6.8	Intérieur en 3D de la chambre expérimentale. Le faisceau violet est celui de l'émission propre de la cible.	96
6.9	Vue de profil de la chambre. L'espace entre le faisceau violet et le support du miroir d'observation est inférieur à 5 mm.	97
6.10	Exemple de signal brut en fausse couleur enregistré par la CCD pour la transition He_{α} . Les longueurs d'onde croissent de la droite vers la gauche en raison de la géométrie du dispositif.	98
6.12	Transmission du carbone d'épaisseur 1216 Å. La discontinuité à 4.36 nm correspond au K-edge du carbone.	99
6.13	Courbe d'efficacité quantique de la CCD Andor DX420-BN. Attention, ici « BN » signifie « Back Illuminated » (rétro-éclairé) et correspond à la technologie utilisée par le capteur de la CCD, à ne pas confondre avec les cibles de nitrure de bore, BN, utilisées lors de cette campagne.	99
7.1	Vue de l'intérieur d'une partie du pilote de la chaîne <i>sud</i>	103
7.2	Hall où se trouvent les chaînes d'amplification du laser de puissance LULI2000 : trois blocs de 37.5 m de long pour NANO200, PICO2000 et pour quatre autres faisceaux moins énergétiques.	104
7.3	(a) : le compresseur en fin de chaîne <i>sud</i> , relié au système de transport (sur la gauche) du faisceau compressé vers MILKA. (b) : intérieur du compresseur avec les réseaux et le dièdre permettant d'avoir un système de compression compact. En rouge, violet et bleu : trajet de l'impulsion dans le bas, puis dans le haut du compresseur. Sur la droite, là où se croisent les rayons en pointillés, se trouvent les autres réseaux du système de compression de l'impulsion (ils sont hors champ).	106
7.4	L'enceinte expérimentale MILKA de l'installation LULI2000.	107
7.5	(a) : KIRK avec une CCD PI-MTE et la pointe d'alignement en place. (b) : vue de l'intérieur du spectromètre KIRK avec le support IP/Film et un cristal plan (ici le THM) en place.	107
7.6	Intérieur du dispositif expérimental dans l'enceinte MILKA de l'installation LULI2000.	109
7.7	Coupe des (a) films et des (b) Imaging Plates utilisés pour ces expériences. Les valeurs indiquées sont en μm	110
7.9	En haut : spectre expérimental reconstruit et corrigé. En bas : coupe longitudinale du spectre présenté en haut, associé à l'émission d'un plasma produit par l'irradiation d'un gaz d'argon à 98 bars par une impulsion ps d'une énergie de 73 J après le compresseur.	113

7.12	En haut : spectre expérimental reconstruit et corrigé. En bas : coupe longitudinale du spectre présenté en haut, associé à l'émission d'un plasma produit par l'irradiation d'un gaz d'azote à 90 bars par une impulsion ps d'une énergie de 63 J après le compresseur.	116
8.1	Spectres expérimentaux de l'émission propre d'une cible de nitrure de bore pour différentes positions de la cible sur l'axe laser. La meilleure tache focale (la plus haute intensité) est obtenue pour $z = 9.3$ mm ($I = 7 \times 10^{16}$ W.cm ⁻²).	120
8.3	Simulations collisionnelles-radiatives avec PrismSPECT de l'évolution de l'émission propre de la cible de BN à $T_e = 90$ eV pour différentes densités électroniques. Un degré d'ionisation moyen de $\bar{Z} = 5$, correspondant à l'état héliumnoïde, est supposé.	122
8.4	Simulations hydrodynamiques de l'évolution de la température électronique en fonction de (a) la position (description lagrangienne) et (b) du temps. Le laser arrive par la droite.	123
8.5	Simulations hydrodynamiques de l'évolution de la densité électronique en fonction de (a) la position (description lagrangienne) et (b) du temps. Le laser arrive par la droite.	123
8.6	Diagramme du potentiel d'ionisation pour les sous-couches électroniques de l'azote selon Cowan (1981). L'erreur avec les valeurs expérimentales tirées de Henke et al. (1993) (entre parenthèses sur le graphe) est inférieure à 20%.	124
8.7	Représentation de la distribution d'énergie électronique de Boltzmann-Maxwell selon l'équation (8.2) pour $k_B T_e = 90$ eV et $n_e = 2 \times 10^{23}$ cm ⁻³ . La zone en bleu correspond aux électrons dont l'énergie est supérieure à 425 eV.	125
8.9	Diagramme représentant la recombinaison à trois corps. Étape 1 : état initial où les électrons rouge et bleu possèdent l'énergie E_1 et E_2 respectivement. Étape 2 : les électrons se trouvent au même instant dans le volume de l'ion et l'électron rouge est capturé dans un niveau d'énergie. Étape 3 : l'électron rouge transfère l'énergie de sa capture à l'électron bleu, ce qui augmente son énergie cinétique, telle que $E'_2 = E_2 + (E_1 - E_0) > E_2$, et modifie son impulsion.	127
9.1	Schéma de l'implantation du VJS dans la chambre d'expérience MILKA sur l'installation NANO2000. Vue de dessus.	133
9.2	Schéma de principe du fonctionnement de la spectroscopie en géométrie verticale de Johann.	135
9.3	Film densitométré de l'émission propre du Si d'une cible solide d'oxyde de silicium SiO ₂ . La gamme spectrale est celle autour de Ly _{ϵ}	135
9.4	Version <i>originale</i> du VJS sur son support.	136
9.5	La <i>nouvelle</i> version du VJS avec une cassette film en tant que détecteur.	137
9.6	CCD42-90 NIMO pour la <i>nouvelle</i> version du VJS. Les dimensions importantes de la zone active sont parfaitement adaptées à la spectroscopie très haute résolution du VJS.	137
9.7	Capture d'écran du logiciel SVJS pour la déconvolution spectrale.	138
10.2	Image (a) : spectre complet déconvolué du tir n° 071002C. L'échelle des longueurs d'onde, symétrique par rapport à λ_+ , croît de la gauche vers la droite pour la partie reconstruite de gauche. Image (b) : zoom de l'image précédente dans la partie rectangulaire rouge. L'échelle des longueurs d'onde croît de la gauche vers la droite. Nous pouvons observer l'émission de la face avant et de la face arrière de manière très distincte.	143
10.3	Identification des raies sur le spectre n° 071002C corrigé de l'émission du plasma à 40 μ m de la face arrière de titane.	143
10.5	États mis en jeu dans le calcul des taux pour valider la condition d'ETL dans le cas du titane irradié par une impulsion nanoseconde.	144

10.7	Comparaison d'une distribution spectrale ne prenant en compte que la capture diélectronique (CD) avec une distribution spectrale ne prenant en compte que l'excitation collisionnelle (EC) et une fraction d'électrons chauds f égale à 0%, 1% et 3%.	145
10.8	Comparaison de l'expérience avec les processus de capture diélectronique ou d'excitation collisionnelle activés. f représente la fraction d'électrons chauds pris en compte dans les calculs. La densité électronique est de $n_e = 1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Dans le modèle à deux températures, nous avons pris $T_{bulk} = 500 \text{ eV}$ et $T_{hot} = 10 \text{ keV}$	146
B.1	Répartition des fonctions de test suivant leur complexité.	161
B.2	(a) : représentation 3D de la fonction sphère translée f_1 . (b) : projection de la courbe 3D lorsqu'elle est vue de dessus.	163
B.3	Évolution du meilleur individu en fonction des générations pour la fonction f_1 en 2, 10 et 30 dimensions.	165
B.4	(a) : représentation 3D de la fonction Schwefel 1.2 translée f_2 . (b) : projection de la courbe 3D lorsqu'elle est vue de dessus.	166
B.5	Évolution du meilleur individu en fonction des générations pour la fonction f_2 en 2, 10 et 30 dimensions.	167
B.6	(a) : représentation 3D de la fonction Rastrigin translée et pivotée f_3 . (b) : projection de la courbe 3D lorsqu'elle est vue de dessus.	168
B.7	Évolution du meilleur individu en fonction des générations pour la fonction f_3 en 2, 10 et 30 dimensions. <i>nr</i> signifie <i>non-rotated</i> . Dans les figures B.7(a) et B.7(c) où la fonction est pivotée, les algorithmes sont exécutés sur 99 et 499 générations avec une population de 200 et 600 individus respectivement, afin de respecter le même FE_{max}	169
B.8	(a) : représentation 3D de la fonction Weierstrass translée et pivotée f_4 . (b) : projection de la courbe 3D lorsqu'elle est vue de dessus.	170
B.9	Évolution du meilleur individu en fonction des générations pour la fonction f_4 en 2, 10 et 30 dimensions. <i>nr</i> signifie <i>non-rotated</i> . Dans la figure B.9(c) où la fonction est pivotée, les algorithmes sont exécutés sur 599 générations avec une population de 500 individus afin de respecter le même FE_{max}	171
B.11	(a) : représentation 3D de la fonction hybride 1 translée et pivotée f_5 . (b) : projection de la courbe 3D lorsqu'elle est vue de dessus.	173
B.12	Évolution du meilleur individu en fonction des générations pour la fonction f_5 en 2, 10 et 30 dimensions. <i>nr</i> signifie <i>non-rotated</i>	175
B.13	(a) : représentation 3D de la fonction hybride 2 translée et pivotée f_6 . (b) : projection de la courbe 3D lorsqu'elle est vue de dessus.	176
B.14	Évolution du meilleur individu en fonction des générations pour la fonction f_6 en 2, 10 et 30 dimensions. <i>nr</i> signifie <i>non-rotated</i>	177

Chapitre 1

Introduction

1.1. État de l’art	1
1.1.1. La matière dense et tiède	1
1.1.2. Les lasers XUV/X à électrons libres	3
1.1.3. Convergence : les FEL pour créer de la matière dense et tiède	5
1.2. Contributions du présent texte	6
1.3. Organisation de la thèse	7

La problématique de cette thèse est de créer et étudier les plasmas denses et tièdes issus de l’interaction entre un laser XUV/X à électrons libres et de la matière à l’état solide. Pour y répondre, nous commencerons par expliquer le contexte général dans lequel la physique des plasmas évolue (introduction à la matière dense et tiède et aux lasers à électrons libres), puis nous aborderons la contribution de cette thèse à ce vaste sujet en présentant les défis expérimentaux et théoriques à relever, et enfin nous détaillerons l’organisation du présent texte.

1.1. État de l’art

1.1.1. La matière dense et tiède

Dans le cadre de cette thèse, nous étudions et caractérisons les propriétés de certains matériaux dans un état dense et tiède. Quel est cet état et pourquoi s’y intéresser ? La matière dense et tiède, ou *Warm Dense Matter* en anglais (par la suite, nous y ferons référence sous le sigle WDM), caractérise un état de plasma où la température y est modérée (~ 10 eV) et où la densité ionique est proche de celle du solide (voire au-delà). Deux quantités sont utilisées pour formaliser l’état de la matière en fonction de la température et de la densité du milieu :

$$\Gamma_{ii} \equiv \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{\frac{1}{3}} (Ze)^2 \frac{n_i^{\frac{1}{3}}}{k_B T_i} \quad (1.1a)$$

$$= 2.32 \times Z^2 \times \left(\frac{n_i [\text{cm}^{-3}]}{10^{21}}\right)^{\frac{1}{3}} \times \left(\frac{T_i [\text{eV}]}{1}\right)^{-1} \quad (1.1b)$$

$$\Theta = \frac{2m_e k_B T}{\hbar^2 (3\pi^2 n_e)^{2/3}} \quad (1.2a)$$

$$= 2.74 \times \left(\frac{n_i [\text{cm}^{-3}]}{10^{21}} \right)^{-2/3} \times \left(\frac{T_i [\text{eV}]}{1} \right) \quad (1.2b)$$

Explicitons ces deux relations. Tout d'abord, le degré de corrélation entre les ions, noté Γ_{ii} et donné par l'équation (1.1a), est déterminé par le rapport entre l'énergie Coulombienne, due aux répulsions électromagnétiques inter-ioniques, et l'énergie thermique du système (Salzmann, 1998). L'énergie Coulombienne d'un ion de charge moyenne Z peut être estimée par $\frac{(Ze)^2}{a}$, où e est la charge élémentaire d'un électron, et où a , souvent appelé *rayon de Wigner-Seitz* dans la littérature, est le rayon d'une sphère contenant en moyenne un ion. Si un deuxième ion entrait dans cette sphère, signifiant une augmentation de la densité, alors a devrait diminuer, donc intuitivement on peut relier a à la densité du milieu n_i selon :

$$n_i = \frac{1}{\frac{4}{3}\pi a^3} \Rightarrow a = \left(\frac{3}{4\pi n_i} \right)^{1/3}$$

L'énergie thermique d'un système où les électrons et les ions sont régis par la statistique classique (ils forment alors un gaz non-dégénéré selon l'équation (1.2a)), est quant à elle $k_B T_i$, k_B étant la constante de Boltzmann et T_i la température des ions. Ainsi, Γ_{ii} rend compte de la force du couplage entre ions au sein de la matière. Notons que nous pouvons définir de la même manière un paramètre de couplage électron-ion Γ_{ei} et électron-électron Γ_{ee} (Barbrel et al., 2009), mais Γ_{ii} est la quantité la plus utilisée par la communauté scientifique (Ishimaru, 1982) et nous y ferons systématiquement référence lorsque nous parlerons de paramètre de couplage dans la suite de ce texte. L'équation (1.1a) permet de définir plusieurs domaines de couplage dans la représentation (n_i, T_i) . La matière fortement couplée possède un $\Gamma_{ii} \gtrsim 1$, car dans ce cas, l'énergie Coulombienne est comparable à l'énergie thermique, ainsi les mouvements des ions impacte presque instantanément le milieu environnant et modifie drastiquement la dynamique d'évolution du système. La matière dense et tiède est un cas particulier de la matière fortement couplée : par exemple, pour un milieu composé uniquement d'hydrogène, l'état dense et tiède est atteint lorsqu'une densité comprise entre environ $[10^{20} - 10^{24}] \text{cm}^{-3}$ d'hydrogène est chauffée entre $[0.1 - 30] \text{eV}$ (Lee et al., 2003), alors que si le chauffage excède $\sim 30 \text{eV}$, l'hydrogène serait dans un état très fortement couplé et aurait des propriétés (thermodynamiques, microscopiques, ...) très différentes de l'état WDM.

En plus d'avoir un $\Gamma_{ii} \gtrsim 1$, la matière dense et tiède se caractérise par un paramètre de dégénérescence Θ du même ordre de grandeur, donné par l'équation (1.2a). L'état de dégénérescence d'un système d'électrons est lié au rapport de l'énergie thermique du système sur son énergie de Fermi. Un gaz d'électrons est dit dégénéré lorsque $\Theta \lesssim 1$, c'est-à-dire lorsque l'énergie de Fermi est supérieure à la température électronique. Les électrons occupent alors tous les états quantiques jusqu'au niveau de Fermi et leur statistique devient *quantique*. Un système ayant les caractéristiques de la WDM se caractérise donc aussi par une dégénérescence partielle, voire totale (Murillo, 2004) des électrons.

Du point de vue expérimental, un grand nombre de systèmes physiques produisent cette matière dense et tiède. En astrophysique par exemple, le cœur des naines brunes est supposé abriter un mélange d'hydrogène et d'hélium soumis à d'importantes contraintes de pression, amenant le système dans un état dégénéré via la pression de dégénérescence (le principe de Pauli assure alors la répulsion inter-atomique aux dépens de la force Coulombienne, impuissante face à de telles conditions de pression), mais il n'est pas suffisamment chauffé pour débiter le cycle de combustion de l'hydrogène (Van Horn, 1991).

La WDM est aussi rencontrée en sciences planétaires : par exemple, l'hydrogène dense et tiède constituerait les couches internes des planètes géantes telles que Jupiter ou Saturne, leur grande masse ($M_{\text{H}_2} \sim 10^{-3} M_{\odot}$ et $M_{\text{He}} \sim 3 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ respectivement) étant à l'origine d'une compression de l'hydrogène tel qu'il se trouverait à l'état solide, alors que la température qui y règne ne serait que d'environ 1 eV (Hubbard, 1981; Smoluchowski, 1967).

La matière dense et tiède est aussi générée lors de l'interaction entre un laser à haute intensité et de la matière. Dans le cas de la fusion par confinement inertiel, où un grand nombre de faisceaux lasers optiques viennent comprimer jusqu'à l'allumage une capsule en plastique remplie d'un mélange deutérium-tritium (D-T) cryogénique, les conditions sont aussi atteintes pour créer l'état WDM (Lindl, 1995; Lindl et al., 2004). Les faisceaux d'ions lourds (Gutbrod et al., 2006; Rosmej et al., 2007a) ou de protons (Mančić et al., 2010), ou encore la matière compressée sous choc lors de l'interaction avec un laser ultra bref et ultra intense (Barbrel et al., 2009) sont d'autres sources permettant la création de matière dense et tiède. Cependant, cet état est *transitoire* et constitue une transition de phase entre tout solide évoluant en plasma (Lee et al., 2003). Cette matière dense et tiède créée en laboratoire ne se fige pas pour être étudiée plus facilement, et exhibe même un caractère dynamique très rapide, de l'ordre de ~ 20 fs. Or nous ne possédons pas encore de diagnostic d'une telle résolution temporelle. Il s'avère donc que la création et la caractérisation de cet état est expérimentalement très difficile.

Du point de vue théorique, les modèles ne sont pas suffisamment avancés pour prédire le comportement de la WDM (Ishimaru, 1982). Il n'y a plus de paramètre infinitésimal pour permettre d'obtenir des solutions approchées par des méthodes perturbatives puisque, dans ce cas, l'énergie Coulombienne est comparable à l'énergie thermique. Il faut donc un grand nombre de données expérimentales pour contraindre le champ des recherches et identifier le modèle susceptible d'être à la base de codes performants pour rendre compte de cet état de matière. Dans le cas de l'astrophysique par exemple, les équations d'états, le transport d'énergie ou encore les taux de réactions nucléaires sont mal connus dans les domaines de la matière fortement couplée (Hubbard, 1981).

Comme nous l'avons vu, le caractère transdisciplinaire de la matière dense et tiède est saisissant et explique à lui seul l'importance de son étude par une large communauté scientifique.

1.1.2. Les lasers XUV/X à électrons libres

L'émergence ces dernières années de la 4^e génération de source de lumière, les lasers à électrons libres (*Free Electron Laser* en anglais, et plus communément cité sous le sigle FEL, que nous utiliserons tout au long de ce texte), ouvre de nouvelles perspectives pour l'étude de la matière dense et tiède *en laboratoire*, et permettra ainsi de développer des diagnostics appropriés pour une étude systématique de ces caractéristiques. Cette nouvelle génération de lasers est au confluent de plusieurs disciplines, en développant les techniques de pointe des synchrotrons, la 3^e génération de source de lumière (Bilderback et al., 2005). Des pays comme la France, l'Allemagne, le Japon et les États-Unis ont investi des millions d'euros pour construire ces installations lasers imposantes permettant à l'Homme, pour la première fois de son Histoire, de recréer les conditions astrophysiques *en laboratoire* ou d'étudier la *dynamique* des atomes et des molécules à leur échelle *sub-nanométrique*. Les caractéristiques principales de ces sources de lumière sont regroupées dans le tableau 1.1. Le pic de brillance, qui donne le nombre de photons dans 0.1 % de la largeur spectrale de l'impulsion par unité de temps, de surface et d'angle solide pour les sources de lumière majeures de 3^e génération, est comparé à celui de cette nouvelle génération à la figure 1.2. Comme nous pouvons le voir, les nouvelles sources de lumière, comme le LCLS et plus tard le XFEL, donnent accès à un domaine de pic de brillance encore jamais atteint.

TABLE 1.1 – Principales caractéristiques des lasers XUV/X de 4^e génération. Ces valeurs sont données pour une impulsion laser et correspondent au maximum atteignable pour les installations actuelles ou en cours de construction.

caractéristique	valeur max.
longueur d'onde	0.1 nm
durée d'impulsion	30 fs
nombre de photons	10^{13} photons
énergie	3 mJ
pic de brillance ^a	10^{33}
taux de répétition	120 Hz

^a Unité : [photons/s/mm²/mr²/0.1% largeur spectrale]

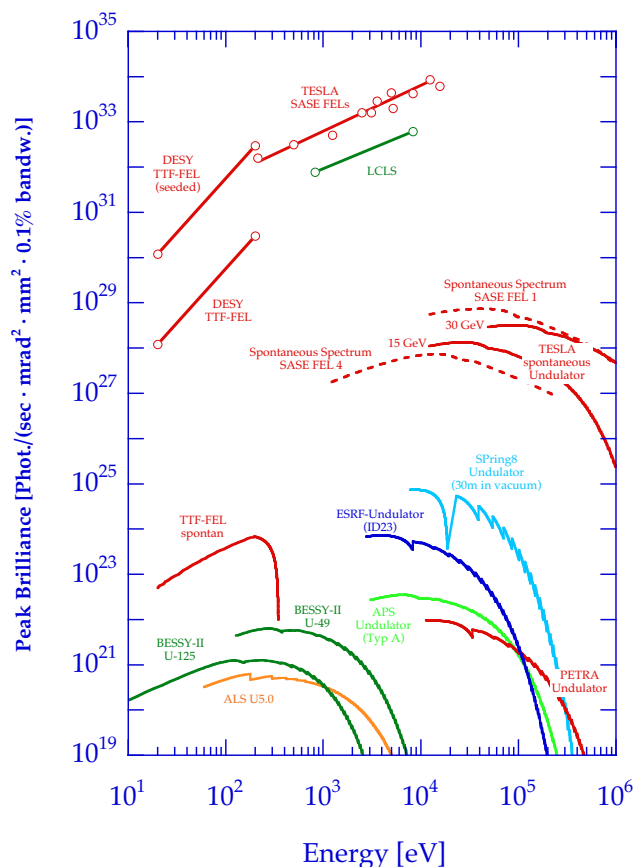


FIGURE 1.2 – Pic de brillance des onduleurs des lasers à électrons libres de 4^e génération comparé à celui des installations de 3^e génération extrait de (Materlik and Tschentscher, 2001) : environ 10 ordres de grandeur les séparent.

Par ailleurs, ces installations balayent une très large gamme de longueurs d'onde et de durées d'impulsion, les rendant extrêmement polyvalentes. Les instruments jusqu'alors disponibles pour la communauté scientifique pouvaient posséder certaines de ces caractéristiques, mais aucun ne les regroupait *toutes* en une seule source lumineuse. Cette 4^e génération souffre principalement de deux défauts : les cohérences spatiales et temporelles du faisceau sont partielles et les installations sont de taille gigantesque.

En effet, la nature statistique intrinsèque d'amplification de l'émission spontanée entraîne des fluctuations dans les profils temporels et surtout spatiaux du train d'ondes. Cependant, l'injection d'harmoniques d'ordre élevé dans les onduleurs pourrait améliorer significativement la cohérence des FEL (Lambert et al., 2008). D'un autre côté, les installations abritant les FEL sont gigantesques. Tout d'abord, il faut passer par de gros accélérateurs à particules (généralement des synchrotrons ou des accélérateurs linéaires) pour obtenir un faisceau d'électrons relativistes, les tailles typiques étant de l'ordre du kilomètre. Ensuite, les onduleurs dans lesquels évoluent les paquets d'électrons ont besoin d'être longs pour que le phénomène d'auto-amplification de l'émission spontanée puisse avoir lieu jusqu'à saturation, les dimensions devant être de l'ordre de la centaine de mètres. Ce type d'installation est rare dans le monde, et par conséquent le temps laser ne peut pas être attribué à tous les groupes de recherche. Une solution serait de développer des lasers XUV/X « table-top », c'est-à-dire de la taille d'une pièce ou d'un petit appartement. Les récents progrès dans ce domaine (Cros et al., 2006; Sebban et al., 2001, 2002; Whittaker et al., 2010; Zeitoun et al., 2004) permettent de penser que d'ici quelques années, des lasers XUV/X de taille réduite seront disponibles et fourniront à la communauté les mêmes caractéristiques que les sources de lumière de 4^e génération.

1.1.3. Convergence : les FEL pour créer de la matière dense et tiède

Quel est le lien entre la matière dense et tiède dont nous avons parlé et les lasers XUV/X à électrons libres? La réponse est simple : les lasers à électrons libres constituent un excellent outil pour créer et étudier la matière dense et tiède. En effet, il faut avoir en tête l'expression de la densité critique n_c pour comprendre comment un FEL peut créer de la WDM. Rappelons-nous qu'une impulsion laser ne peut pas se propager dans un plasma si la pulsation de l'onde laser incidente ω_L est inférieure à la pulsation plasma du milieu ω_p dans lequel le laser se propage : lorsque $\omega_L > \omega_p$, l'amplitude de l'onde laser décroît exponentiellement sur de très courtes distances (de l'ordre de la centaine de nanomètres) dans le plasma et devient alors *évanescence*. La densité critique peut ainsi se déterminer en égalisant la pulsation laser avec la pulsation plasma :

$$\begin{aligned} \hbar\omega_L &= \hbar\omega_p \\ \Leftrightarrow \frac{hc}{\lambda_L} &= \hbar\sqrt{\frac{n_c e^2}{m_e \epsilon_0}} \\ \Rightarrow n_c &= \frac{\epsilon_0 m_e c^2 4\pi^2}{e^2} \frac{1}{\lambda_L^2} \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$= \frac{1.1 \times 10^{27}}{\lambda[\text{nm}]^2} [\text{cm}^{-3}] \quad (1.4)$$

où λ_L est la longueur d'onde du laser incident, m_e la masse de l'électron au repos, ϵ_0 la permittivité du vide, et c la vitesse de la lumière dans le vide. Le tableau 1.3 regroupe les valeurs de la densité critique pour différentes impulsions lasers déterminées à l'aide de l'équation (1.4). Les lasers optiques sont regroupés dans la partie haute du tableau, alors que les lasers XUV/X se trouvent dans la partie basse. En prenant pour référence la densité du solide telle que $n_e \approx 6 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, l'avantage des courtes longueurs d'onde devient clair : les lasers XUV/X peuvent déposer *directement* leur énergie dans un matériau dont la densité est égale ou supérieure à celle du solide, via un mécanisme d'absorption différent de celui des lasers optiques.

De plus, les très courtes longueurs d'onde permettent de pénétrer dans un matériau plus profondément (de l'ordre du micron dans l'aluminium par exemple) qu'avec un laser optique, qui sera

TABLE 1.3 – Valeur de la densité critique n_c pour différentes longueurs d’onde de laser λ_L . Les longueurs d’onde à ω correspondent à des valeurs typiques d’installations lasers optiques.

	λ_L [nm]	n_c [cm ⁻³]
1 ω	1054	1×10^{21}
2 ω	527	4×10^{21}
3 ω	351	9×10^{21}
4 ω	264	2×10^{22}
FLASH	13.5	6×10^{24}
LCLS	0.6	3×10^{27}
XFEL	0.1	1×10^{29}

réfléchi après une épaisseur de peau d’environ quelques centaines de nanomètres. Par conséquent, les lasers XUV/X peuvent déposer leur énergie dans un *volume à la densité du solide*.

Cette énergie, transportée par un très grand nombre de photons, contribue à chauffer très significativement la matière de manière isochorique, pour créer ainsi de la matière dense et tiède. Les très courtes durées d’impulsion, de l’ordre de la dizaine de femtosecondes, sont bien en-deçà de toute durée d’expansion hydrodynamique du solide, ce qui a pour but de créer un échantillon de matière chauffée dans des conditions expérimentales bien définies, améliorant ainsi la fiabilité des analyses.

1.2. Contributions du présent texte

Comme nous l’avons vu, l’étude de l’interaction laser XUV/X avec la matière dans le cadre de la création et de l’étude de la matière dense et tiède constitue un réel défi, autant expérimental que théorique. Il faut ajouter à cela que les mécanismes de transition entre la phase solide et la phase plasma sont extrêmement courts, de l’ordre de la dizaine de femtosecondes, ce qui est bien trop rapide pour les approches spectroscopiques standard.

Dans ce texte, nous démontrons que l’utilisation du rayonnement XUV/X permet une étude de la transition de phase solide-plasma par un état de matière exotique, en comparant des données spectrales obtenues sur la nouvelle installation laser XUV de Hambourg à DESY, FLASH, avec des distributions spectrales synthétiques prenant en compte toute la physique atomique du matériau étudié, ainsi que les élargissements spectraux nécessairement présents lors de ce type d’interaction.

L’ensemble des expériences sur FLASH a été réalisé dans le cadre de la *Peak Brightness Collaboration* initiée en 2005 et visant à regrouper des laboratoires internationaux ayant pour même objectif de créer des états de matière exotique et de les caractériser par différentes méthodes (spectroscopique, d’imagerie, etc.). Cette collaboration a permis de partager le temps laser sur FLASH de 2006 à 2010, ainsi que les infrastructures très coûteuses à la pointe de la technologie pour atteindre les objectifs fixés.

Cette thèse développe l’analyse spectroscopique d’un plasma créé par l’interaction de FLASH avec un matériau solide. Du point de vue expérimental, de nouveaux spectromètres ont été développés pour répondre aux contraintes spatiales importantes lors des campagnes sur FLASH. Par ailleurs, l’utilisation systématique d’outils innovants, pour l’alignement des diagnostics et pour la reconstruction spectrale par exemple, y est décrite. La micro-focalisation de FLASH, permettant d’obtenir une

intensité sur cible encore jamais atteinte avec un laser XUV avec $I > 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$, reste une réussite expérimentale sans précédent achevée au sein de la collaboration. Du point de vue numérique, le développement d'un outil d'analyse spectral original et basé sur l'algorithme génétique PIKAIA de [Charbonneau and Knapp](#) couplé à un calcul d'opacité est présenté. C'est un outil nécessaire à l'analyse détaillée du chauffage de la cible par le laser XUV. De plus, nous présentons des calculs préliminaires d'élargissement dû à l'effet Stark effectués avec le code PIM PAM PUM de [Calisti et al.](#) sur un intervalle spectral important, d'environ 20 nm, pour mettre en évidence l'importance du micro-champ dans les plasmas étudiés. L'ensemble des outils proposés dans cette thèse, tant expérimentaux que numériques, a contribué significativement à notre connaissance de l'état de matière dense et tiède généré par l'interaction entre un laser XUV/X et de la matière.

1.3. Organisation de la thèse

Dans le chapitre suivant, nous développons les concepts généraux mis en œuvre dans un laser à électrons libres, en allant du rayonnement synchrotron vers le phénomène d'amplification de l'émission spontanée SASE. Une description détaillée de l'installation abritant le laser FLASH à Hambourg est ensuite présentée. Nous aborderons les détails de chaque campagne expérimentale sur FLASH et au LULI, dans trois parties distinctes.

Dans la première partie, nous développerons les motivations et le dispositif expérimental lors de la campagne sur FLASH en 2008, où le laser XUV à 13.5 nm a été micro-focalisé pour atteindre des intensités sur les cibles d'aluminium $I > 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$. Une analyse des spectres expérimentaux VUV sera alors proposée et discutée à l'aide de l'outil numérique RAMA. À cette occasion sera étudié l'impact des mécanismes de photo-ionisation et d'auto-ionisation sur le chauffage de la cible par le laser XUV à haute intensité ([Galtier et al., 2010a](#)).

Dans la deuxième partie, nous étudierons le cas de l'interaction entre FLASH et une cible solide de nitrure de bore, expérience réalisée lors de la campagne à Hambourg de 2009. Nous étudierons les premiers spectres X résultant de l'interaction entre un laser XUV et de la matière solide à l'aide d'un code collisionnel-radiatif et de simulations hydrodynamiques. Le cas de l'interaction entre FLASH et l'azote exhibe des spécificités que l'on ne retrouve pas dans le cas de l'aluminium. Dans ce contexte, une première interprétation du mécanisme de chauffage sera présentée pour rendre compte de la haute température électronique observée, témoignant de la présence d'un phénomène de chauffage additionnel lors de l'interaction ([Galtier et al., 2010b](#)).

La dernière partie rend compte des expériences effectuées sur le laser optique Kilo-Joule NANO 2000 du LULI. Le laser a été focalisé sur une cible solide de titane, créant des électrons suprathermiques dont l'étude spectroscopique à ultra haute résolution à l'aide du *Vertical Johann Spectrometer* (VJS) d'Oldrich Renner révèle des similitudes frappantes avec l'étude des phénomènes liés à l'interaction laser X-matière.

La conclusion et les perspectives mettent en exergue nos efforts pour continuer à comprendre les mécanismes d'interaction laser X-matière, au travers de l'étude et de la comparaison des résultats issus des prochaines campagnes expérimentales sur la nouvelle installation multi-faisceaux optiques à durée d'impulsion ultra courte du LULI en 2011, ELFIE, avec ceux de l'étude spectroscopique de l'interaction laser X dur du LCLS avec un solide.

Chapitre 2

Les lasers à électrons libres

2.1. Une introduction historique	9
2.2. Le principe	11
2.2.1. Description physique	11
2.2.2. La théorie classique	13
2.2.3. Expression de λ en fonction de l_0	15
2.2.4. L'équation du pendule	17
2.3. FLASH	18
2.3.1. Lieu et schéma de principe	18
2.3.2. L'accélérateur	20
2.3.3. L'onduleur	20
2.3.4. Hall expérimental	21

L'objectif de ce chapitre n'est pas de donner toutes les équations décrivant l'ensemble des mécanismes à l'œuvre dans les lasers à électrons libres, mais plutôt de donner les quantités clés permettant d'en comprendre les principes fondamentaux. La littérature regorge d'ouvrages détaillés et extrêmement complets ([Bonifacio et al., 1984](#); [Colson et al., 1985](#); [Feldhaus et al., 2005](#); [Kroll and McMullin, 1978](#); [Lambert, 2008](#); [Marshall, 1985](#)) et nous invitons le lecteur à s'y référer pour aller plus loin dans sa compréhension. Ce chapitre commence par un historique rapide sur les événements qui ont conduit à la construction des sources de lumière de 4^e génération que nous connaissons aujourd'hui. Ensuite nous décrivons le principe général et le point de vue adopté dans ce texte pour décrire une théorie simplifiée des lasers à électrons libres, donnant néanmoins accès aux mécanismes fondamentaux de ce type de laser. La fin de ce chapitre est consacrée à la description du laser à électrons libres de FLASH, les résultats présentés dans ce texte ayant été réalisés sur cette installation.

2.1. Une introduction historique

Les fondements des lasers à électrons libres prennent racine dans le début du XX^e siècle, avec les travaux d'Albert Einstein sur le principe d'équivalence et sur la relativité restreinte ([Einstein, 1905](#)). Son formalisme, lui-même basé sur les transformations de Lorentz datant du XIX^e siècle, permet d'obtenir les équations de base des lasers à électrons libres du point de vue classique (voir section 2.2.). Malheureusement, les événements mondiaux qui surgiront quelques années plus tard vont entraîner la mobilisation de tous les esprits dans d'autres sphères. Malgré l'importante découverte par [Kapitza and Dirac](#) en 1933 du concept de diffusion Thomson *stimulée*, processus physique principal des lasers à électrons libres, aucune application de ce phénomène n'est envisagée. La découverte des lasers,

dont la lumière cohérente est issue de l'amplification de l'émission stimulée dans un milieu *atomique* ayant subi une inversion de population et l'engouement pour l'électronique quantique à la fin des années 60 a mis en suspens les recherches sur l'amplification du rayonnement dans les gammes UV ou même X. Certains, comme [Motz](#), continuent de travailler sur le concept et proposent des applications à l'émission de faisceaux relativistes traversant un onduleur.

Néanmoins, il faudra attendre les travaux de [Madey](#) en 1971 et sa réinterprétation quantique du phénomène de diffusion Thomson stimulée pour comprendre l'importance de ce processus pour la génération d'impulsion laser de très courte longueur d'onde. Le terme *Free Electron Laser* est alors né. Quelques années plus tard, en 1976, le premier laser à électrons libres est construit à Stanford par [Elias et al.](#) : un gain par passage de 7 % est observé pour un rayonnement laser émergent à 10.6 μm d'une cavité oscillante dont le milieu amplificateur, constitué d'un faisceau d'électrons relativistes d'énergie $E = 24 \text{ MeV}$, est pompé par un laser à CO_2 . Durant toute la période allant des années 70 jusqu'à la moitié des années 80, d'importantes recherches, tant expérimentales que théoriques ([Marshall, 1985](#)), ont permis d'atteindre des longueurs d'onde sub-micrométriques ([Billardon et al., 1983](#)). C'est le mécanisme d'auto-amplification de l'émission spontanée (*Self Amplification of Spontaneous Emission*, SASE en anglais), proposé par [Murphy and Pellegrini](#) en 1985, qui permet d'étendre le domaine d'applicabilité des lasers à électrons libres à celui des sources de lumière ultra brillante, nécessaires en biologie, en physique fondamentale ou encore en chimie. Il faut cependant une excellente qualité de faisceau d'électrons et un contrôle précis de son injection dans l'onduleur pour espérer tirer pleinement partie de ce processus, ce qui, à cette époque, n'est pas encore à la disposition de la communauté. Mais pendant ce temps, l'évolution technologique des accélérateurs à particules issus de la fin de la Seconde Guerre mondiale vers les sources de lumière de 3^e génération permet d'obtenir des faisceaux d'électrons extrêmement énergétiques ($E \gtrsim 1 \text{ GeV}$) et d'en améliorer significativement la qualité ([Bilderback et al., 2005](#)).

La *convergence* entre les développements théoriques et expérimentaux sur les lasers à électrons libres et cette haute technicité atteinte sur les accélérateurs à particules a permis l'émergence des premières sources de lumière de 4^e génération, avec la construction d'énormes accélérateurs linéaires (*LINear ACcelerator*, LINAC en anglais) de plusieurs kilomètres de long entre les années 1990 et 2000. Une grande base de données qui recense les lasers à électrons libres du monde entier a été compilée par [Lambert \(2008\)](#). Le tableau 2.1 est une mise à jour des caractéristiques des principales installations. Après sa mise en service en 2005, FLASH ([Schneider et al., 2007](#)) était le seul laser à électrons

TABLE 2.1 – Quelques-unes des installations phare en cette fin 2010 de par le monde. Toutes ces installations accélèrent le faisceau d'électrons à l'aide d'un LINAC et l'amplification se fait en mode SASE.

laboratoire	pays	nom	λ	durée d'impulsion	statut
DESY	Allemagne	FLASH	4.45-47 nm	30 fs	opérationnel
SLAC	USA	LCLS	0.15 nm	70 fs	opérationnel
DESY	Allemagne	XFEL	0.1 nm	100 fs	en construction
SPRING-8	Japon	SCSS	0.06 nm	< 100 fs	en construction

libres de 4^e génération proposant, dans des impulsions ultra courtes, des photons à 13.5 nm et dont le pic de brillance ($\sim 10^{33} \text{ photons/s/mm}^2/\text{mr}^2/0.1\% \text{ largeur spectrale}$) était 10 ordres de grandeur supérieur aux sources de 3^e génération. Quatre ans plus tard, courant 2009, le LCLS ([Arthur et al., 2002](#); [Emma et al., 2010](#)) à Stanford va au-delà de ces paramètres en délivrant des impulsions ultra brèves à 0.15 nm en accélérant des paquets d'électrons dans un LINAC jusqu'à 14.3 GeV. Les communautés scientifiques en biologie, en chimie ou en physique fondamentale bénéficieront d'ici quelques années de deux nouvelles installations, le XFEL ([Altarelli et al., 2007](#); [Materlik and Tschentscher, 2001](#)) en Allemagne et le SCSS ([Tanaka and Shintake, 2005](#)) au Japon, qui offriront un rayonnement laser de

longueur d'onde encore plus courte afin de percer le mystère de la dynamique de l'infiniment petit.

2.2. Le principe

2.2.1. Description physique

Il existe plusieurs configurations de lasers à électrons libres mais tous les modes de fonctionnement sont basés sur le même principe physique. La figure 2.2 représente les différentes branches associées à un mode de fonctionnement d'un laser à électrons libres. La première distinction concerne

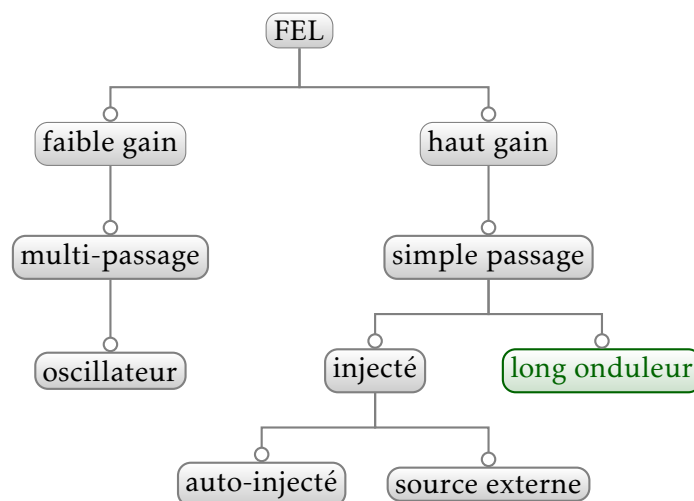


FIGURE 2.2 – Arbre représentant les différents modes de fonctionnement du laser à électrons libres.

le gain par unité de longueur d'un FEL, c'est-à-dire le nombre de photons diffusés et en excès par unité de longueur à cause de la propagation d'un photon stimulé dans l'onduleur (Louisell et al., 1979; Madey, 1971). On peut imaginer un onduleur de petite dimension qui amplifierait faiblement le rayonnement lors d'un seul passage (*low gain*), ou alors un onduleur de grande dimension permettant l'amplification en un seul passage (*high gain*).

Dans le premier cas, l'obtention d'un gain significatif se fait en plaçant l'onduleur entre deux miroirs pour permettre au rayonnement de parcourir un très grand nombre de fois le milieu amplificateur avant de sortir de cette cavité, exactement comme dans un laser traditionnel : on parle alors de mode oscillateur.

Dans le deuxième cas, la longueur de l'onduleur est tellement grande que le rayonnement est amplifié en un seul passage. Il n'est cependant pas évident qu'un tel processus puisse avoir lieu. C'est en fait le phénomène de *micro-bunching* qui le rendra possible. Ce *micro-bunching* peut être soit créé à partir du « bruit » lors de l'injection des électrons dans l'onduleur (ici le « bruit » est en fait le rayonnement spontané produit au tout début de l'onduleur, on parle alors d'amplification de l'émission spontanée ou *Self-Amplification of Spontaneous Emission*, SASE en anglais), soit à partir d'une source de rayonnement supplémentaire dans l'onduleur, comme un laser externe à l'onduleur (*seeded* en anglais) ou alors le propre rayonnement laser pré-amplifié dans un premier étage du laser à électrons libres (*self-seeded* en anglais). L'utilisation d'une source externe pour l'amplification du rayonnement a pour avantage de réduire la taille des onduleurs et aussi d'améliorer significativement

la cohérence temporelle du laser en bénéficiant des très bonnes caractéristiques des fronts d'ondes des harmoniques, qui sont alors utilisées dans le premier étage de l'amplification. Ce type de laser est cependant plus complexe à produire et, pour l'instant, les grandes installations sont basées sur de grands onduleurs en mode SASE (voir tableau 2.1 et Lambert (2008)).

Le principe de fonctionnement d'un laser à électrons libres est illustré par la figure 2.3. Après l'étape initiale d'accélération des électrons, nous pouvons distinguer trois étapes fondamentales (Feldhaus et al., 2005) liées à la position du paquet d'électrons au début, au milieu et à la sortie de l'onduleur.

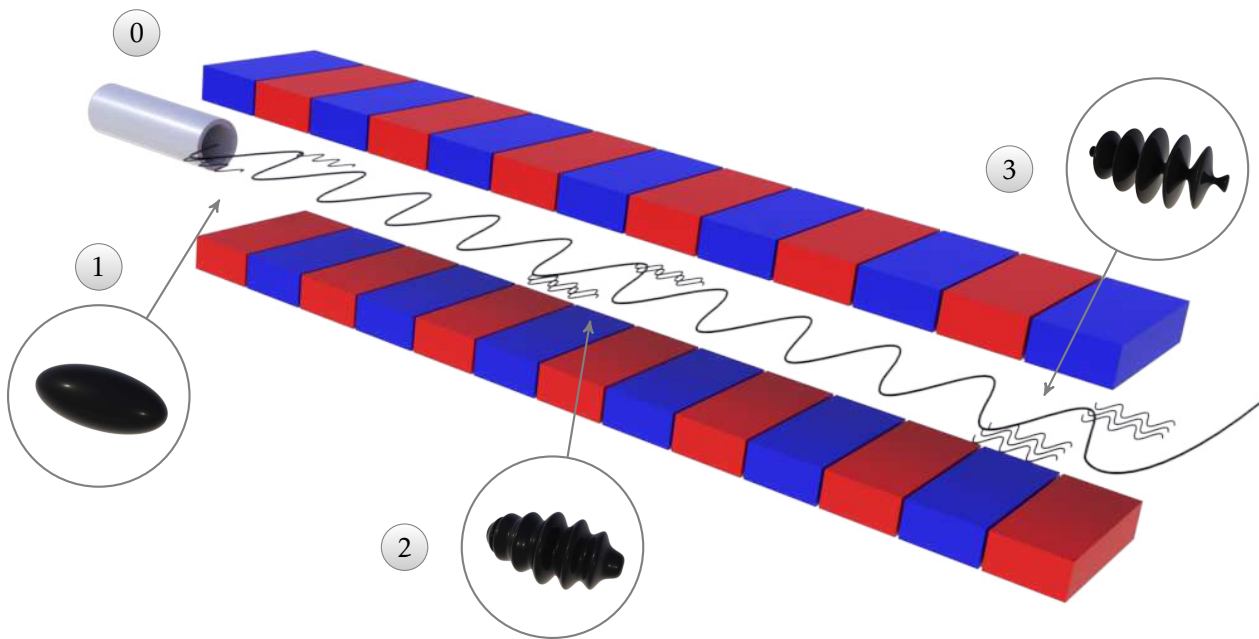


FIGURE 2.3 – Principe du laser à électrons libres. L'échelle n'est pas respectée.

0 Accélération d'un paquet contenant typiquement 10^{10-12} électrons à des vitesses ultra relativistes (voir tableau 2.6), possédant une phase bien contrôlée et une divergence et un étalement en énergie faibles. Une fois ce paquet d'électrons accéléré dans un LINAC, il est injecté au début de l'onduleur constitué, dans le cas d'un champ magnétique linéaire, d'une succession d'aimants créant un champ magnétique de période spatiale l_0 perpendiculaire au sol, confinant la trajectoire des électrons dans le plan horizontal.

1 Au début de l'onduleur, le paquet d'électrons est soumis à la force de Lorentz créée par la présence du champ magnétique transversal. Sous l'effet de cette force, les électrons émettent un rayonnement synchrotron dans la direction longitudinale de propagation du paquet. La longueur d'onde de ce rayonnement est déterminée avec une bonne approximation par l'équation (2.18) et est uniquement fonction de la période spatiale, de la valeur moyenne du champ magnétique et de l'énergie cinétique des électrons ultra relativistes.

2 Lorsque le paquet d'électrons se propage dans l'onduleur, les électrons les plus proches de la sortie sont environnés par un champ magnétique *et* par le champ laser synchrotron émis par les électrons les plus proches de l'entrée. Il en résulte un échange d'énergie via l'équation du pendule (2.19) dans un point de vue classique, ou via la diffusion Thomson stimulée dans le cas d'une interprétation quantique du phénomène (voir figure 2.4). Cet échange d'énergie conduit à l'accélération *ou* à la décélération du faisceau d'électrons (modulation de vitesse issue de la force pondéromotrice qui

provient de l'interférence entre le champ oscillant de l'onduleur et le rayonnement synchrotron émis par le paquet d'électrons libres (Bonifacio et al. (1984); Kroll and McMullin (1978)), entraînant par la suite une modulation de densité des électrons du paquet. Ce phénomène de *micro-bunching* a pour effet de grouper les électrons dans des sections transversales à la direction de propagation (voir la bulle n° 2 de la figure 2.3), ce qui renforce le degré de cohérence spatiale de l'émission synchrotron. Cet ensemble de phénomènes constitue l'amplification de l'émission spontanée, ou SASE (Bonifacio et al., 1986; Kim and Xie, 1993).

③ À la fin de l'onduleur, plus aucun électron ne peut peupler les sections transversales du paquet car ils se trouvent dans le puits de potentiel de la force pondéromotrice (si l'on se place d'un point de vue classique), et le rayonnement atteint alors la *saturation* (voir la bulle n° 3 de la figure 2.3). L'intensité du laser, proportionnelle à n_e au début de l'onduleur, est alors approximativement proportionnelle à n_e^2 lors de la saturation, du fait du *micro-bunching* qui favorise le rayonnement en phase. C'est pour cette raison que le pic de brillance des lasers à électrons libres est environ 10 ordres de grandeur plus grand que celui des sources de lumière de 3^e génération, n_e étant à peu près égal à $10^{10-12} \text{ cm}^{-3}$.

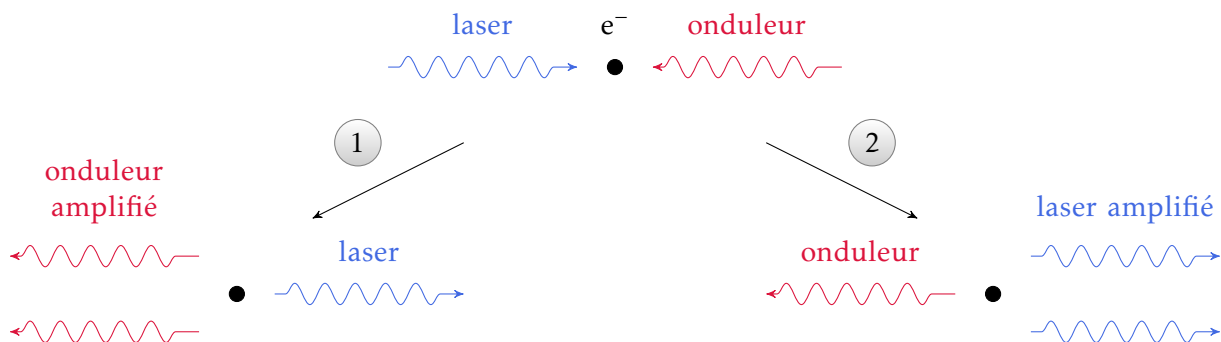


FIGURE 2.4 – Principe de la diffusion Thomson stimulée dans le référentiel de l'électron (RR).

2.2.2. La théorie classique

Comme nous l'avons vu, le développement théorique sur les lasers à électrons libres a d'abord été quantique. Ce n'est que bien plus tard que l'on comprend que les processus physiques à l'origine des lasers à électrons libres peuvent être interprétés classiquement, tout en donnant une meilleure compréhension du phénomène. Nous allons examiner une théorie très simplifiée du laser à électrons libres afin de déterminer la longueur d'onde du rayonnement émis λ lorsqu'un électron se déplace dans un onduleur, de période spatiale l_0 . Ceci nous permettra de déduire le domaine de rayonnement susceptible d'être atteint par un tel système, et nous permettra aussi de dimensionner avec une assez bonne précision les paramètres des lasers X en cours de construction, tels que le LCLS à Stanford et le XFEL à Hambourg.

Commençons par nous placer dans le référentiel de l'électron (Bobin, 1981). Un repère orthogonal est attaché à ce Référentiel au Repos, appelé RR, comme indiqué dans la figure 2.5. Dans RR, l'électron voit le champ magnétique de l'onduleur comme une onde électromagnétique incidente de fréquence ω'_0 . Attention, la masse des pseudo-photons associés à cette onde électromagnétique n'est pas nulle ! En fait, nous avons affaire à des pseudo-photons *virtuels*. Dans cette configuration, le pseudo-photon virtuel subit une diffusion Thomson (l'énergie des pseudo-photons virtuels étant

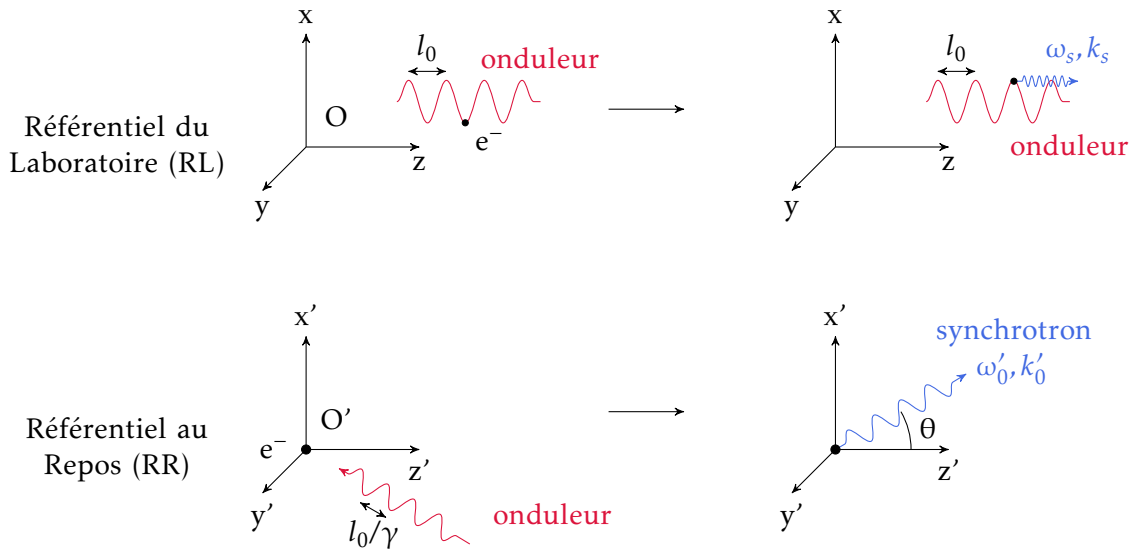


FIGURE 2.5 – Notations et représentations formelles du principe de l'émission synchrotron.

très inférieure à celle de l'électron au repos), et il convient d'exprimer la pulsation du photon virtuel diffusé dans le RR en fonction de la pulsation d'un photon réel émis dans le Référentiel du Laboratoire (RL par la suite) à l'aide des transformations de Lorentz relativistes, via l'expression de l'effet Doppler relativiste :

$$\omega'_0 = \gamma\omega(1 - \beta_{//}\cos\theta) \quad (2.1)$$

$$\text{avec } \begin{cases} \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \\ \beta = \frac{v}{c} \\ \beta_{//} = \frac{v_{//}}{c} \end{cases}$$

Cette équation fait intervenir θ , l'angle fait par l'axe ($O'z'$) du repère attaché au RR et le trajet du photon diffusé par l'électron (voir figure 2.5 et Motz (1951)). Nous avons par ailleurs supposé que les composantes transverses de la vitesse v_x et v_y du photon diffusé sont très petites par rapport à la vitesse v_z selon l'axe de propagation ($O'z'$) (nous noterons par la suite la composante longitudinale par l'indice //) : c'est pour cette raison qu'intervient $\beta_{//}$ dans (2.1) plutôt que β . Dans cette équation, γ rend compte de la transformation de Lorentz opérée sur la pulsation du photon diffusé dans RR, en mouvement par rapport au RL, et le terme entre parenthèses décrit l'effet Doppler, très important dans le système étudié (Marshall, 1985). Or la pulsation du photon diffusé dans RR s'écrit :

$$\omega'_0 = \gamma\omega_0 = \gamma k_0 v_{//} = \gamma \frac{2\pi}{l_0} \beta_{//} c \quad (2.2)$$

et

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \quad (2.3)$$

pour le photon diffusé dans RL, donc nous avons :

$$\lambda = \frac{l_0}{\beta_{//}} (1 - \beta_{//}\cos\theta) \quad (2.4)$$

Ensuite, nous utilisons l'approximation de Weizsäcker et Williams (Bobin, 1981), laquelle montre que le champ électromagnétique accompagnant un électron relativiste peut être considéré comme

majoritairement transverse. Cette approximation s'écrit alors :

$$\beta_{//} \approx 1 \quad (2.5)$$

Donc l'équation (2.4) devient :

$$\lambda \approx l_0 (1 - \beta_{//} \cos \theta) \quad (2.6)$$

Il nous reste donc à déterminer l'expression de la composante longitudinale de la vitesse du photon diffusé $\beta_{//}$. Dans un cadre classique relativiste, cela passe par la résolution du Principe Fondamental de la Dynamique Relativiste appliqué à notre système {électron relativiste} plongé dans un champ magnétique \vec{B} , calcul effectué dans le paragraphe suivant.

2.2.3. Expression de λ en fonction de l_0

À partir de maintenant, nous considérons le cas d'un champ magnétique *hélicoïdal et constant* le long de l'onduleur, d'amplitude B_0 et qui se propage dans la direction (Oz) (voir figure 2.5) :

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{B} = \begin{pmatrix} \bar{B} \cos(k_0 z) \\ \bar{B} \sin(k_0 z) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Le cas hélicoïdal correspond en fait au premier cas traité par [Madey](#), pionnier dans l'étude théorique des lasers à électrons libres comme nous l'avons vu précédemment. Dans ce cas, la moyenne quadratique du champ magnétique s'écrit $\bar{B} \equiv \sqrt{\langle B^2 \rangle} = B_0$. Nous posons maintenant l'équation de dynamique relativiste, les unités étant celles du Système International (SI) :

$$\gamma m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.8a)$$

$$\Leftrightarrow \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{-e}{\gamma m_e} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} B_0 \cos(k_0 z) \\ B_0 \sin(k_0 z) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.8b)$$

Nous faisons l'hypothèse que les vitesses transversales de l'électron sont très petites par rapport à la composante longitudinale, de telle manière que $(v_x, v_y) \ll v_z$ et donc γ reste constant le long de l'onduleur. L'équation (2.8b) devient alors :

$$\Leftrightarrow \frac{d\vec{v}}{dt} \approx \begin{pmatrix} \frac{eB_0 v_z}{\gamma m_e} \sin(\frac{2\pi}{l_0} v_z t) \\ -\frac{eB_0 v_z}{\gamma m_e} \sin(\frac{2\pi}{l_0} v_z t) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

L'intégration première par rapport au temps donne alors :

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} -\frac{K'}{\gamma} \cos(k_0 z) \\ -\frac{K'}{\gamma} \sin(k_0 z) \\ v_z \end{pmatrix} \quad (2.10a)$$

$$\text{où } K' = \frac{eB_0 l_0}{2\pi m_e} \quad (2.10b)$$

Les constantes d'intégration sont nulles en supposant une injection parfaite de l'électron dans l'onduleur. On remarque de plus que l'hypothèse sur les vitesses transversales est vérifiée car $\gamma \gg 1$ puisque l'électron est relativiste : les vitesses transversales sont bien négligeables par rapport à la

vitesse longitudinale. Les expressions des composantes transverses normalisées à la vitesse de la lumière c sont donc :

$$\begin{cases} \beta_x = \frac{-K'}{\gamma c} \cos(k_0 z) \\ \beta_y = \frac{-K'}{\gamma c} \sin(k_0 z) \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} \beta_x = \frac{-K}{\gamma} \cos(k_0 z) \\ \beta_y = \frac{-K}{\gamma} \sin(k_0 z) \end{cases} \quad (2.11a)$$

$$\text{où } K = \frac{K'}{c} = \frac{eB_0 l_0}{2\pi m_e c} \quad (2.11b)$$

L'expression de K est ici en SI , mais on peut trouver dans la littérature $K = \frac{eB_0 l_0}{2\pi m_e c^2}$, appelée alors *quiver velocity* (Madey, 1971; Marshall, 1985) ou de manière plus moderne « paramètre de l'onduleur », faisant apparaître la vitesse de la lumière au carré dans le dénominateur, quantité alors décrite en CGS . La constante supplémentaire c provient de la description de l'équation (2.8a) en CGS où le produit vectoriel correspondant à la force électromagnétique est divisé par c , exprimant ainsi notre mesure de la charge élémentaire soit en fonction de la loi de Coulomb, soit en fonction de la force entre les courants de charge (French, 1968). Nous pouvons maintenant exprimer la composante longitudinale de la vitesse en fonction des composantes transverses :

$$\gamma^2 = \frac{1}{1 - \beta^2} \quad (2.12a)$$

$$\Leftrightarrow \beta_z^2 = 1 - \frac{1}{\gamma^2} - \beta_x^2 - \beta_y^2 \quad (2.12b)$$

Substituons les valeurs de β_x et β_y des équations (2.11a) dans l'équation (2.12b) :

$$\beta_z = \beta_{//} = \left(1 - \frac{(1 + K^2)}{\gamma^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.13)$$

Pour les valeurs typiques d'un onduleur des grandes installations laser X comme le XFEL (voir le tableau 2.6), K est de l'ordre de l'unité. Or $\gamma \gg 1$, donc un développement limité au premier ordre de la parenthèse est possible et donne :

$$1 - \beta_{//} \approx \frac{1 + K^2}{2\gamma^2} \quad (2.14)$$

Pour finir, il nous suffit de remarquer que l'angle θ entre l'axe ($O'z'$) du repère dans RR et la trajectoire du photon diffusé est très petite puisque nous supposons depuis le début que les trajectoires de l'électron et du photon diffusé sont longitudinales. Ainsi, un développement limité au deuxième ordre du cosinus nous amène à :

$$\lambda = l_0 \left(1 - \beta_{//} + \beta_{//} \frac{\theta^2}{2} \right) \quad (2.15)$$

Donc en substituant l'équation (2.14) dans l'équation précédente et en utilisant de nouveau l'approximation de Weizsäcker et Williams, nous obtenons l'expression de la longueur d'onde des radiations émises par l'interaction entre un électron et le champ de l'onduleur en fonction de la période spatiale de l'onduleur, de son champ magnétique et de l'énergie de l'électron incident :

$$\lambda \approx \frac{l_0}{2\gamma^2} (1 + K^2 + \gamma^2 \theta^2) \quad (2.16)$$

Comme nous pouvons le voir, le terme Doppler (K) introduit une correction importante à l'expression de la longueur d'onde du photon émis. Dans le cas d'une rétrodiffusion des pseudo-photons du champ de l'onduleur sur l'électron dans le référentiel au repos RR , $\theta = 0$ et l'équation (2.16) devient :

$$\lambda \approx \frac{l_0}{2\gamma^2} (1 + K^2) \quad (2.17)$$

La forme de cette équation est la plus répandue dans la littérature pour calculer la longueur d'onde d'un photon émis par l'électron relativiste dans le champ hélicoïdal d'un onduleur (Alta-relli et al., 2007; Bilderback et al., 2005; Kim and Xie, 1993; Lambert, 2008; Marshall, 1985; Ortega, 1996; Reiche, 2000). Dans le cas où le champ est linéaire, il faut remplacer K par $K/\sqrt{2}$ dans l'équation (2.17) puisque \vec{B} n'ayant qu'une composante selon \vec{e}_x telle que $\vec{B} = \bar{B} \cos(k_0 z) \vec{e}_x$, alors la moyenne quadratique de \vec{B} devient $\bar{B} \equiv \sqrt{\langle B^2 \rangle} = B_0/\sqrt{2}$ (Colson et al., 1985).

En prenant (Bilderback et al., 2005) :

$$\begin{aligned} |e| &= 1.6 \times 10^{-19} \text{ eV} \\ m_e &= 9.1 \times 10^{-31} \text{ kg} \\ c &= 3 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1} \\ \gamma &= \frac{E}{m_e c^2} \end{aligned}$$

nous avons :

$$\lambda[nm] \sim 0.1305 \frac{l_0[mm]}{E[GeV]^2} \left(1 + \left(4.35 \times 10^{-3} (B[T] l_0[mm])^2 \right) \right) \quad (2.18)$$

Le tableau 2.6 donne une comparaison des valeurs de λ obtenues à l'aide de l'équation (2.18) (dernière ligne du tableau) avec les valeurs exactes (prenant en compte la géométrie longitudinale et transversale, l'espacement entre les aimants, etc.) pour les trois installations principales.

TABLE 2.6 – Comparaison de la longueur d'onde laser minimale atteinte sur différentes installations de lasers à électrons libres modernes en fonction des paramètres de l'onduleur optimum. Les valeurs de l'avant-dernière ligne pour le XFEL sont issues de Geloni et al. (2010), celles du LCLS via Arthur et al. (2002) et celles du SCSS avec Tanaka and Shintake (2005). Les valeurs de la dernière ligne sont calculées selon l'équation (2.18) dans le cas où \vec{B} est linéaire.

installation	XFEL			LCLS	SCSS
ligne de lumière	SASE1	SASE2	SASE3	principale	principale
$l_0[mm]$	35.6	47.9	68	30	15
$B_0[T]$	1	0.6-1.3	0.9-1.7	1.3	1
$E[GeV]$	17.5	17.5	17.5	14.3	8
$\lambda[nm]$	0.1	0.1-0.4	0.4-1.6	0.15	0.06
$\lambda[nm]$ selon (2.17)	0.1	0.09-0.36	0.5-1.7	0.15	0.06

L'accord entre le modèle simple décrit dans les chapitres précédents et le calcul exact est bon. Une première observation est que le domaine spectral atteint par les radiations est celui du X dur. Il est donc possible de générer du rayonnement X. Est-ce suffisant pour parler de laser X? Non, pas tout à fait. Il faut que chaque pulse comprenne suffisamment de photons *cohérents* pour parler de laser et pouvoir l'utiliser dans des expériences. Ceci est possible par le phénomène SASE et le *micro-bunching* via l'équation du pendule (2.19).

2.2.4. L'équation du pendule

Nous n'allons pas faire la démonstration dans ce texte de l'équation du pendule (se reporter plutôt à Lambert (2008); Ortega (1996)), mais l'expression de la vitesse selon l'équation (2.11a) injectée

dans la quatrième composante de l'équation de Lorentz (Colson et al., 1985) conduit à l'équation de mouvement des électrons dans le champ de l'onduleur :

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = -\Omega^2 \sin\xi \quad (2.19)$$

ξ est la phase de l'électron et Ω un paramètre fonction des caractéristiques du faisceau d'électrons et du champ de l'onduleur. L'équation (2.19) est analogue à celle d'un pendule pesant (Feldhaus et al., 2005; Lambert, 2008) et permet de comprendre le phénomène de *micro-bunching*, simulé dans la figure 2.7. En effet, lors de leur propagation dans l'onduleur, les électrons échangent de l'énergie

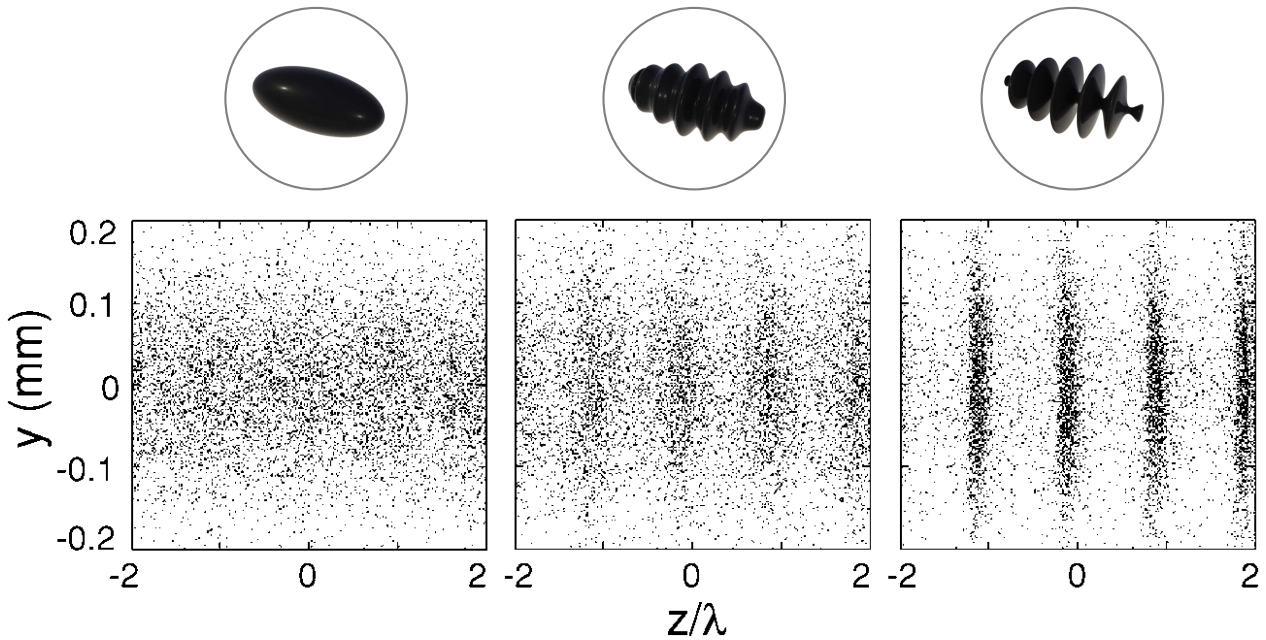


FIGURE 2.7 – Simulation numérique de la modulation en densité du paquet d'électrons dans l'onduleur. À gauche : le paquet se trouve à l'entrée de l'onduleur. Au milieu : il est au milieu de la croissance exponentielle. À droite : il est à la sortie de l'onduleur, lors de la saturation. Tiré de (Feldhaus et al., 2005).

entre le champ magnétique et le rayonnement stimulé (voir figure 2.4). Il en résulte une modulation de vitesse (accélération ou décélération du paquet d'électrons), et donc une modulation en densité. Le rayonnement en phase des électrons est alors accentué, renforçant la brillance du champ laser par un facteur dépendant de la densité du paquet d'électrons, c'est-à-dire par 10 ordres de grandeur.

2.3. FLASH

2.3.1. Lieu et schéma de principe

Le laser à électrons libres de Hambourg ou *Free electron LASer in Hamburg*, FLASH en anglais (Schneider et al., 2007), est, en 2005, la première installation à avoir produit du rayonnement cohérent à haute brillance dans la gamme VUV/X. Il se situe à DESY (*Deutsches Elektronen-Synchrotron* en allemand, à Hambourg en Allemagne), un centre de recherche fondamentale dans la physique des accélérateurs, les sciences photoniques et les sciences des particules. Ainsi, FLASH bénéficie de toute

l'expertise nécessaire à la création d'un faisceau d'électrons ultra-relativistes et d'excellente qualité. La figure 2.8 situe cette installation au cœur de l'anneau d'accélération PETRAIII, dont on voit le bâtiment principal en arc de cercle sur la gauche de la photo. Le graphique simplifié de la figure 2.9

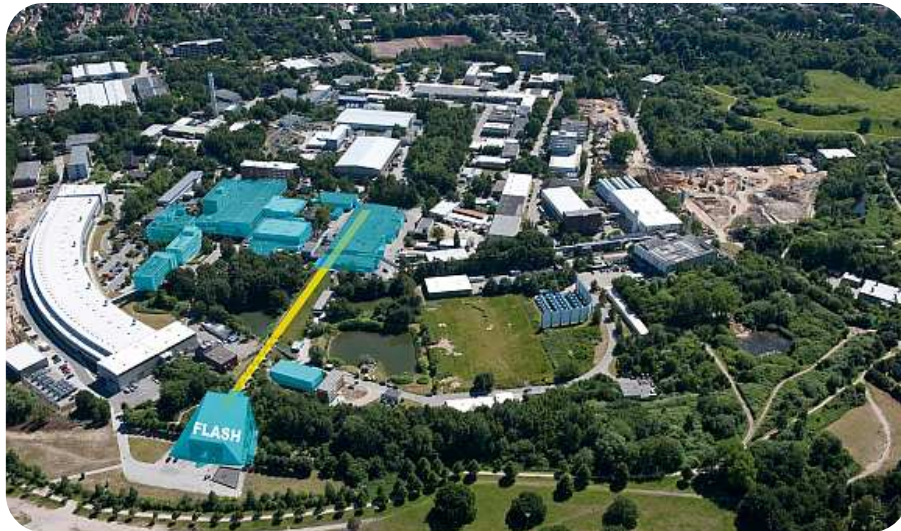


FIGURE 2.8 – Le centre de DESY et l'implantation de FLASH en son sein. Le tunnel recouvrant l'accélérateur linéaire et l'onduleur est représenté par la ligne jaune et se termine en bas par le hall expérimental. Image tirée de http://hasylab.desy.de/facilities/flash/index_eng.html.

décrit les composants de FLASH. On peut distinguer trois parties principales, brièvement décrites dans les paragraphes suivants :

- l'accélérateur linéaire (voir section 2.3.2.);
- la section de l'onduleur (voir section 2.3.3.);
- un hall expérimental avec le transport des faisceaux (voir section 2.3.4.).

La longueur totale du laser est d'environ 260 mètres. D'un point de vue général, FLASH peut fournir 10^{12} photons à 13.5 nm (92 eV) par pulse d'environ 10 fs à 5 Hz (Frühling et al., 2009). Le pic de brillance peut alors atteindre 10^{29-30} photons/s/mrad²/mm²/0.1% largeur spectrale), c'est-à-dire environ 10 ordres de grandeur supérieur aux sources de lumière de 3^e génération. FLASH a subi une

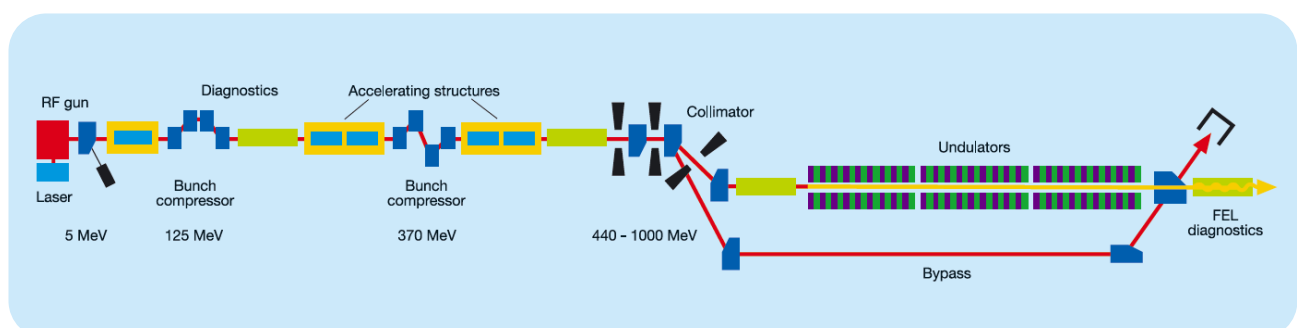


FIGURE 2.9 – Schéma de principe de FLASH.

cure de jouvence en 2009-2010 pour améliorer ses performances et ses caractéristiques. Ainsi, il peut accélérer un paquet d'électrons de près de 300 μ J jusqu'à 1.2 GeV, permettant d'obtenir des photons à 4.45 nm.

2.3.2. L'accélérateur

Le paquet d'électrons, créé par l'interaction entre un laser UV à courte durée d'impulsion et une cathode de molybdène recouverte d'une fine couche de Cs_2Te , est accéléré dans un ensemble d'environ 100 m de long et est composé de 5 modules de 12 m de long chacun (voir figure 2.9). Un module est constitué de 8 cavités accélératrices en niobium pur refroidi par de l'hélium superfluide à 2 K, comme le montre la figure 2.10. Pour atteindre les qualités requises afin d'avoir un haut gain



FIGURE 2.10 – Assemblage de cavités supraconductrices en niobium pur pour l'étage d'accélération des électrons. Sur la droite, une cavité attend d'être plongée dans son bain d'hélium. Image tirée de (Schneider et al., 2007).

dans un laser à électrons libres, le paquet d'électrons est comprimé longitudinalement pour passer d'un pic de courant de 50 A à environ 1000 A. Ainsi, le champ accélérateur $E_{\text{acc}} \sim 45 \text{ MV/mA}$ produit par les cavités permet aux électrons de posséder une énergie cinétique de plus d'un GeV à la sortie de l'accélérateur linéaire.

2.3.3. L'onduleur



FIGURE 2.11 – Vue de l'ensemble des modules de l'onduleur de FLASH dans le tunnel de fonctionnement. Image tirée de (Schneider et al., 2007).

Une fois accéléré jusqu'à l'énergie souhaitée, le paquet d'électrons est injecté dans l'onduleur où sa trajectoire sera courbée pour produire le rayonnement laser selon l'équation (2.18). L'onduleur de FLASH est constitué d'un ensemble de six modules d'aimants permanents en NdFeB de 4.5 m de long chacun (voir figure 2.11). Chaque aimant, espacé des autres de 12 mm, permet d'obtenir un champ magnétique alternatif périodique d'une période de $l_0 = 27$ mm. Un tel assemblage permet d'atteindre une valeur maximale du champ magnétique de $B_0 = 0.47$ T. Le rayonnement laser émergeant a une longueur d'onde accordable entre 4.45 et 47 nm, une durée d'impulsion allant de 10 à 50 fs et une énergie par impulsion d'environ 100 μ J. Le taux de répétition de 5 Hz est extrêmement confortable pour des expériences nécessitant un grand nombre d'acquisitions.

2.3.4. Hall expérimental

Le rayonnement laser à la sortie de l'onduleur est découpé en cinq faisceaux pour alimenter cinq lignes de lumière, représentées sur la figure 2.12. Les lignes de lumière BL1, BL2 et BL3 bénéficient du rayonnement directement issu de l'onduleur. Différentes optiques de focalisation (miroirs toroïdaux ou elliptiques) sont utilisées pour focaliser le faisceau de 3 à 5 mm de large en une tache focale de 20 ou 100 μ m de diamètre. Il est cependant possible d'amener son propre dispositif de focalisation pour atteindre des diamètres inférieurs. Les expériences décrites dans cette thèse ont été effectuées sur BL3 avec notre propre système de focalisation. Les lignes de lumière PG1 et PG2 utilisent quant à elles le rayonnement laser après passage dans un monochromateur afin de faire passer la largeur de bande spectrale en-dessous de 1 %, nécessaire dans le cas d'expériences sur l'étude des processus d'excitation de molécules ou d'atomes par exemple. Les taches focales atteintes avec les instrumentations de ces lignes de lumière sont d'environ 100 μ m \times 200 μ m.

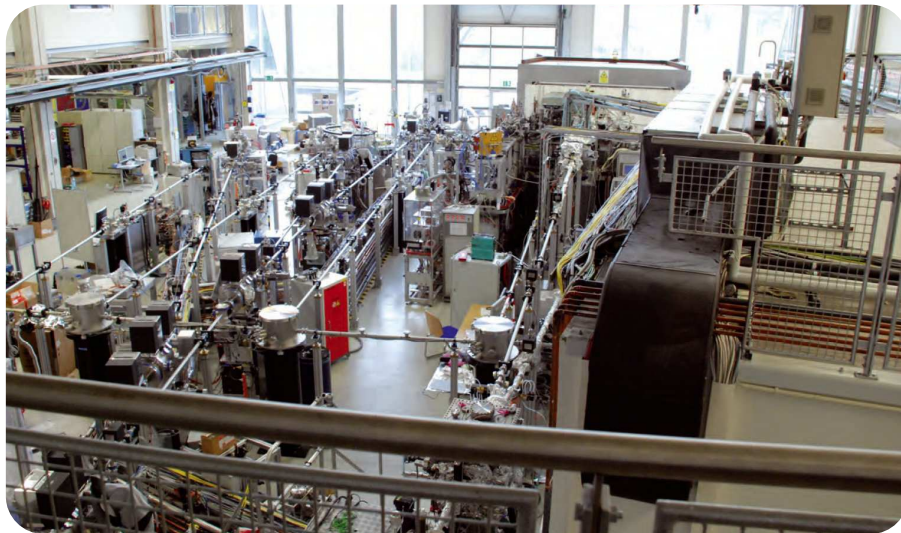
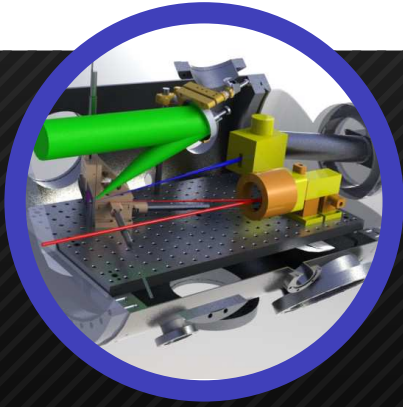


FIGURE 2.12 – Hall expérimental de FLASH avec les cinq lignes de lumière et les dispositifs de renvoi d'un laser optique pour des expériences de pompe-sonde.



I

Interaction laser XUV-aluminium

Chapitre 3

Dispositif expérimental (A1)

3.1. Introduction	25
3.2. Le dispositif expérimental	26
3.3. La chambre d'interaction	27
3.4. La micro-focalisation	28
3.5. Le spectromètre à réseau	31
3.5.1. Le diagnostic	31
3.5.2. Les images CCD	33
3.6. Conclusions du chapitre	34

3.1. Introduction

La construction des sources de lumière de 4^e génération est un défi technologique majeur relevé avec succès par les équipes internationales. En plus de l'énorme intérêt scientifique que revêt l'étude de l'interaction entre les lasers XUV et la matière comme nous allons le voir, le contexte économique actuel semble favorable au développement d'une application industrielle de grande importance dans le secteur de l'informatique et des nanotechnologies. En effet, la *lithographie X* pourrait proposer une nouvelle solution de gravure des transistors de micro-processeurs ou des barrettes mémoire à l'échelle nanométrique, permettant ainsi de pouvoir graver plus de transistors sur une surface donnée et donc d'augmenter drastiquement la puissance de calcul des ordinateurs ou la capacité de stockage des puces mémoire (Service, 1996; Vora et al., 2008).

C'est la *première fois* que la communauté scientifique a accès à de telles sources de lumière à fort pic de brillance, et c'est aussi par conséquent la *première fois* que l'émission d'une cible solide irradiée par un laser XUV à électrons libres à haute intensité a été enregistrée. Le but des premières expériences fondamentales est donc d'étudier en détails l'interaction entre un laser à électrons libres et la matière, qui est encore mal connue comme nous l'avons vu dans l'Introduction, page 1. Dans cette thèse, nous nous placerons du point de vue de la physique atomique pour l'interprétation des spectres obtenus. L'interaction laser à courte longueur d'onde-matière peut se découper en trois phases, que nous caractériserons par la suite à l'aide de moyens spectroscopiques :

1. Mécanismes de dépôt de l'énergie laser XUV dans le matériau ;
2. Étude de la transition de phase solide → plasma et donc de l'état *Warm Dense Matter* (voir l'Introduction page 1) sur des échelles de temps allant de quelques 100 fs à quelque 1 ps ;
3. Mécanismes liés à la relaxation du système.

L'ensemble de ces phases d'interaction et de relaxation peut être caractérisé par de la spectroscopie d'émission permettant ainsi l'identification des mécanismes sous-jacents au processus d'irradiation d'une cible par une impulsion laser à courte longueur d'onde et à haute brillance.

Afin de tirer partie au mieux du temps laser disponible sur l'installation FLASH, des laboratoires internationaux se sont regroupés pour former la *Peak Brightness Collaboration* (en référence au fort pic de brillance des sources de lumière de 4^e génération) en 2005. Grâce à cette démarche, nous avons pu mettre en commun le temps laser et le mettre à profit pour implanter de nombreux diagnostics de spectroscopie, de transmission et de visualisation de la cible. Les expériences présentées dans la Partie I ont été réalisées en 2008 dans le cadre de la proposition n° II-20060271 de A. J. Nelson *et al.*, intitulée *Creation and characterization of WDM using high intensity XUV radiation*. Pourquoi avoir choisi l'aluminium comme premier matériau à irradier ? En fait, c'est un métal dont les caractéristiques électroniques (les niveaux d'énergie des bandes de conduction/valence et de chacune de ses sous-couches électroniques) sont très bien connues. Nous pouvons ainsi imaginer un scénario très précis de l'interaction avec FLASH qui débutera par une photo-ionisation d'un électron particulier de la couche L de l'aluminium : ceci n'est possible que dans le cas précis de ce matériau et grâce à l'énergie des photons incidents de 92 eV du laser, comme nous le verrons par la suite et dans le chapitre 5.

3.2. Le dispositif expérimental

Nous allons détailler dans les prochaines sections le dispositif expérimental utilisé par la PBC en 2006. Comme nous l'avons vu à la fin du chapitre 2 où nous avons décrit le laser à électrons libres d'Ham-bourg, FLASH, le rayonnement laser XUV (émis par le paquet d'électrons qui aura traversé successivement l'accélérateur puis l'onduleur sur un parcours de plusieurs centaines de mètres) émerge dans le hall expérimental constitué d'un ensemble de tubes et de diagnostics permettant le transport du faisceau laser vers les chambres d'interaction. Les caractéristiques du faisceau utilisé au cours de cette campagne sont résumées dans le tableau 3.2. La figure 3.1 montre ce réseau de distribution (les cinq lignes de lumière), et plus particulièrement la *Beam Line 3* (BL3 sur la figure). La chambre expérimentale se trouve en fin de chaîne.



FIGURE 3.1 – Hall expérimental de FLASH avec le tracé de la ligne de lumière BL3 avec laquelle ont été réalisées les expériences de cette thèse.

Nous commencerons par détailler les caractéristiques de l'enceinte, puis nous décrirons le dispositif de micro-focalisation comprenant la parabole hors-axe et les diagnos-

tics de contrôle, pour finir par la présentation du spectromètre à réseau créé par [Dzelzainis et al.](#) à l'occasion de cette campagne expérimentale.

TABLE 3.2 – Principales caractéristiques du laser à électrons libres FLASH utilisées lors de l'expérience présentée pour l'irradiation de l'aluminium.

caractéristique	valeur	unité
longueur d'onde	13.5	nm
durée d'impulsion	~ 20	fs
énergie de l'impulsion	~ 30	μJ
taux de répétition	5	Hz

3.3. La chambre d'interaction

La chambre d'interaction de la PBC a été choisie pour ses dimensions réduites, idéales pour du matériel de micro-focalisation, mais moins pratique pour de la spectroscopie comme nous le verrons au chapitre 6. La figure 3.3a est une photo de la chambre, surnommée *pizza-oven* (le four à pizza) en raison de sa forme, particulièrement adaptée à la cuisson des pizzas avec sa large porte qui ferme l'une de ses extrémités. C'est un cylindre de 68 cm de long et de 45.7 cm de diamètre (la table optique se situant à 30 cm de la voûte intérieure) placé en haut d'un bâti anti-vibration en acier, comme le montre la figure 3.3b. Le bâti sur la figure 3.3 place la chambre dans le plan équatorial du laser,

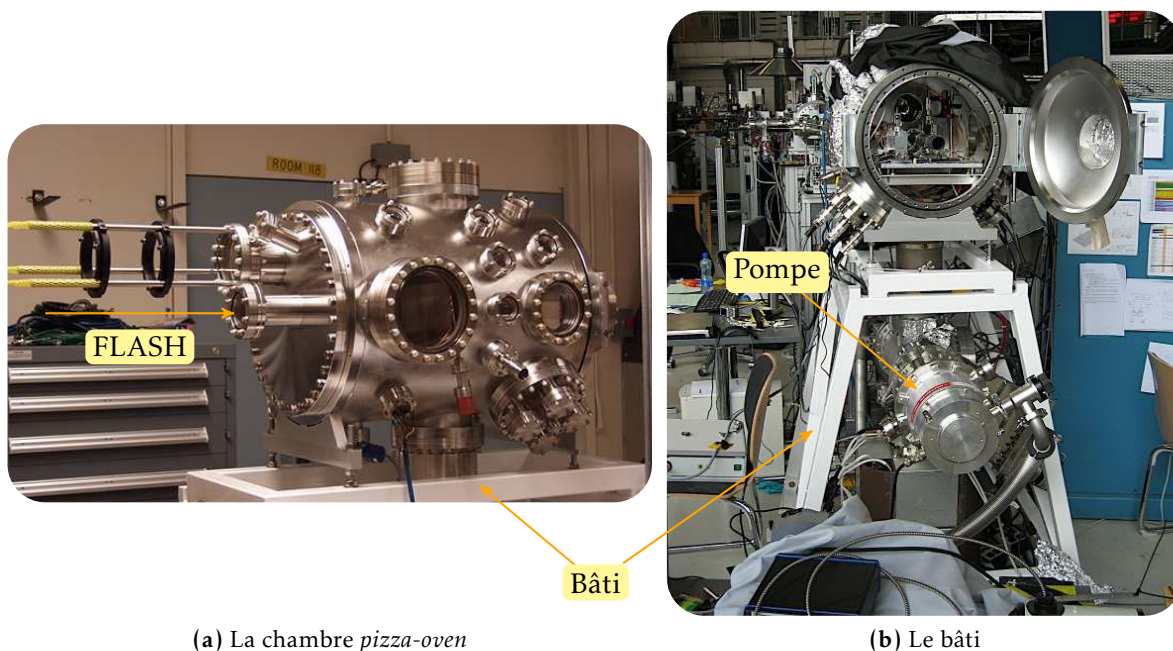


FIGURE 3.3 – Ensemble chambre expérimentale + bâti installé sur BL3.

évitant ainsi toute redistribution avec une optique réfléchissante qui réduirait l'énergie incidente sur la parabole. Le bâti, solidement ancré au sol, permet d'attacher un dispositif de pompage sur la bride du bas de la chambre. Le design de la pompe n'était pas optimal, des tubes de fixation entre la pompe et la chambre ne faisant qu'augmenter le volume d'air à pomper et donc le temps mis pour faire le

vide, tout comme les occasions de fuite d'air. Son design a donc été revu pour la campagne de l'année suivante, comme expliqué au chapitre 6. Malgré cela, la pompe, dite primaire, permet d'atteindre un ultravide de 10^{-8} torr (1 torr \approx 1.3 mbar) en un peu plus d'une heure. Cette très faible pression interne est nécessaire pour éviter au maximum la contamination de la parabole (qui diminuerait sa réflectivité) et des cibles (qui polluerait les spectres d'émission) par des molécules contenues dans l'air comme CH, H₂O, CO et le dioxyde de carbone CO₂ (Nelson et al., 2009).

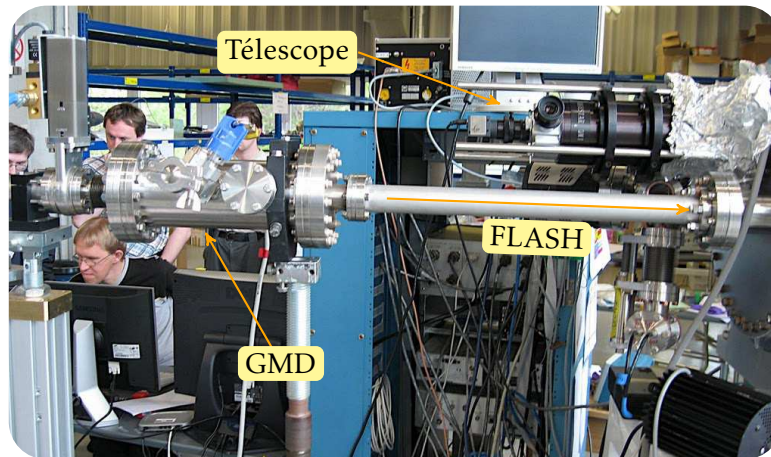


FIGURE 3.4 – Emplacement du diagnostic d'énergie (GMD) du laser XUV et du télescope de visualisation de la tache focale.

La figure 3.4 montre la position du *gaz monitor detector* (Tiedtke et al., 2008) qui permet de mesurer l'énergie de l'impulsion laser sans détruire la qualité du front d'onde, ni extraire trop d'énergie de chaque impulsion. Ce diagnostic nous permet d'observer les fluctuations d'énergie de *chaque impulsion* en temps réel dues à la nature stochastique de l'émission SASE (voir chapitre 2). Pour une énergie demandée de 30 μ J, les fluctuations sont de ± 10 μ J autour de cette valeur moyenne. Une ouverture placée avant la chambre limite à 3 mm le diamètre du faisceau laser, originellement de 5 mm de diamètre.

En plus du spectromètre à réseau qui observe dans la gamme VUV, nous avons utilisé deux autres diagnostics. Un spectromètre visible a été mis en place : il utilise des fibres optiques et des objectifs grossissants pour diriger l'émission visible de la cible vers un spectromètre à réseau hors de la chambre. Nous avons aussi mis en place un système de diode sur une petite bride placée derrière la cible pour en mesurer la transmission à différents flux d'énergie laser. Les résultats importants de ce diagnostic ont permis de démontrer *pour la première fois* la saturation de l'absorption de l'onde laser XUV lorsqu'elle est focalisée à haute intensité sur une cible mince d'aluminium (Nagler et al., 2009).

3.4. La micro-focalisation

La parabole hors-axe La micro-focalisation de l'impulsion laser XUV à 13.5 nm de FLASH est réalisée à l'aide d'une optique réfléchissante de 50 mm de diamètre. L'angle entre le faisceau incident et le faisceau réfracté est de 21.8°. L'optique est une parabole hors-axe avec un dépôt multi-couches de Mo/Si d'une distance focale de 269 mm (Nelson et al., 2009). Le polissage de sa surface a été effectué par l'entreprise Advanced Semiconductor Materials Lithography (ASML) Optics (Richmond, Californie) et sa caractérisation par le réflectomètre B6.3.2 de l'Advanced Light Source (Berkeley, Californie). Les mesures de rugosité ont montré une déformation du front d'onde inférieure à $\frac{\lambda}{15}$ pour

une longueur d'onde de 13.5 nm permettant d'atteindre le critère de Maréchal avec un rapport de Strehl de 0.84 : le critère de Maréchal énonce que la correction d'une optique est bonne si le rapport de Strehl, c'est-à-dire le rapport entre l'intensité maximale atteinte dans le plan de focalisation en supposant l'optique sans déformation (idéale) et l'intensité effectivement atteinte par l'optique, est ≥ 0.8 . Avec un rapport de Strehl de 0.84, cette parabole hors-axe (*off-axis parabola*, OAP en anglais) peut focaliser jusqu'à 0.3 μm . Au début de l'expérience, cette OAP avait une réflectivité de 67 %, mais après quinze périodes d'exploitation de 12 heures chacune, sa réflectivité a diminué jusqu'à 48 %. La parabole, montée sur son système de manipulation à six axes (translation selon l'axe X, Y, Z, et rotation selon θ_x , θ_y , θ_z), est vue de derrière sur la figure 3.5. L'alignement grossier de la parabole s'effectue à l'aide d'un laser Helium-Néon dont le chemin suit celui du rayonnement laser XUV.

L'OAP réfléchit le rayonnement XUV de FLASH avec un angle de 21.8° par rapport à la direction d'incidence vers la cible située à 269 mm (voir figure 3.6). Nous avons commencé par utiliser un cristal de YAG (*Yttrium Aluminium Garnet*) au niveau du plan focal pour identifier visuellement la tache focale puisque, lorsqu'irradié par des photons de 92 eV, le YAG est fluorescent, produisant une lumière verte facilement identifiable à l'aide d'une caméra. Nous avons donc placé un miroir de renvoi en aluminium en avant de la cible, lequel réfléchit le rayonnement visible vers un télescope Questar QM1 (<http://www.questarcorporation.com/questar.htm>) connecté à une petite caméra CCD (voir figure 3.4). De cette manière, nous avons un contrôle visuel permanent sur la position de la tache focale, visée par le miroir dont la monture est motorisée 3.5. Lorsque la position de focalisation est identifiée, le cristal de YAG est translaté pour faire place à une cible de poly (methyl methacrylate)-PMMA. Ce composé organique a des propriétés idéales d'ablation pour les photons XUV de FLASH. Son seuil de fluence très bas ($\approx 2 \text{ mJ}\cdot\text{cm}^{-2}$) lui permet de fondre rapidement sous l'interaction avec les photons de FLASH, imprimant à sa surface un cratère dont les spécifications propres permettent de déterminer avec précision les dimensions de la tache focale (Chalupský et al., 2007).

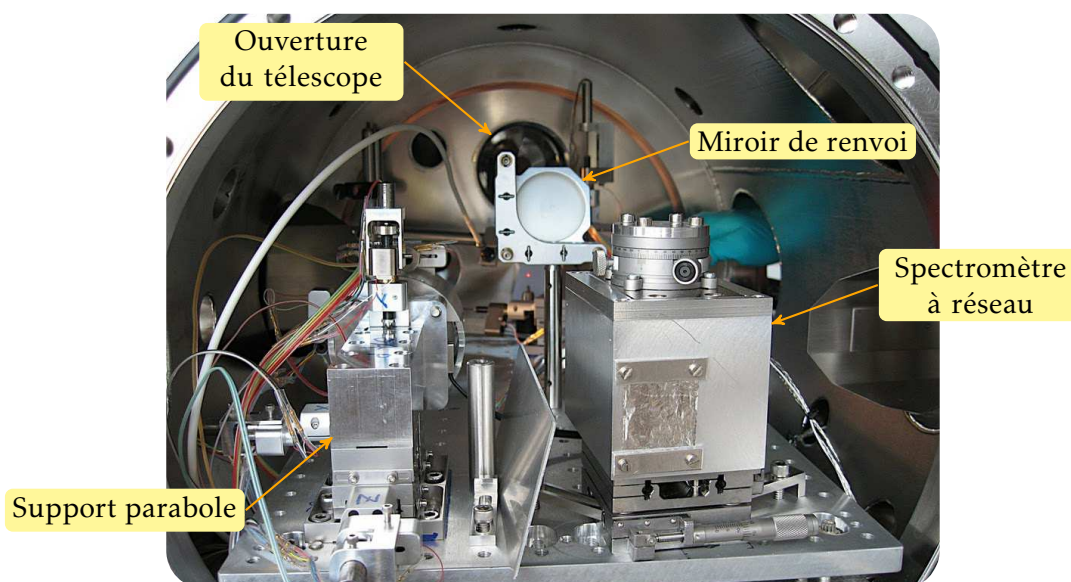


FIGURE 3.5 – Intérieur de la chambre d'interaction, vue de devant. À gauche la parabole hors-axe et son support motorisé vus de derrière. Au milieu, le support miroir qui renvoie vers le télescope dont l'ouverture est visible au fond de l'enceinte. À droite, le spectromètre à réseau et son filtre d'aluminium.

Pour déterminer les diamètres des cratères creusés par chaque impulsion laser, le PMMA, qui

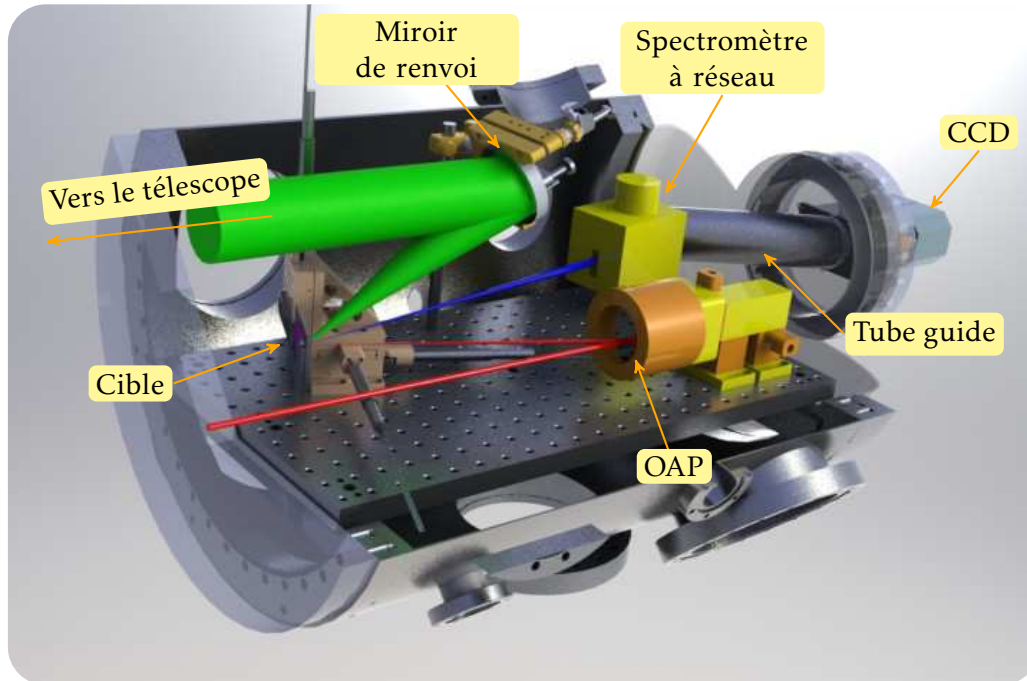


FIGURE 3.6 – Coupe de l'intérieur de la chambre d'interaction modélisée en 3D. Le rayon rouge correspond au trajet de l'impulsion laser FLASH, qui est réfléchi par la parabole et focalisé sur la cible. Le faisceau vert correspond au parcours du rayonnement visible de la cible réfléchi par le miroir d'aluminium vers le télescope. Le faisceau bleu correspond à l'émission propre du plasma en direction du spectromètre à réseau. Schéma à l'échelle.

est placé sur le support de la cible motorisé selon les trois axes, est translaté dans le plan focal pour que chaque impulsion laser impacte une zone neuve du PMMA à 5 Hz. Une fois l'opération effectuée à différentes profondeurs dans l'axe de focalisation, l'échantillon de PMMA est sorti de la chambre et observé successivement par un microscope optique Nomarski (ou microscope à contraste interférentiel) et un microscope à force atomique. La reconstruction du profil *post-mortem* de chaque impact selon la technique de Liu (Chalupský et al., 2007) permet ainsi de caractériser la forme de l'impact et d'obtenir le diamètre de la tache focale.

Cette procédure a le désavantage d'être longue et difficile car nous devons procéder par sauts successifs pour identifier le volume dans lequel se trouve la meilleure tache focale. Or nous atteignons souvent les courses maximales des moteurs de la parabole et du porte-cible, il fallait donc déplacer manuellement les supports motorisés dans une position intermédiaire pour les courses des moteurs et effectuer de nouveau un balayage de la profondeur dans l'axe de focalisation avec le PMMA. Les observations au microscope n'ont pas montré d'astigmatisme, et les reconstructions ont montré que les taches focales les plus petites étaient de $2.3 \pm 0.2 \mu\text{m}$ de diamètre.

Avec une énergie à chaque impulsion de $30 \mu\text{J}$, une durée d'impulsion d'environ 20 fs et en prenant en compte la réflectivité de 48 % de l'OAP, l'intensité maximale atteinte sur cible est de $I \approx 2 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$. La motorisation du porte cible a permis de faire varier la taille de la tache focale : la cible a été déplacée de 1.3mm en direction de la parabole, donc l'intervalle de variation de la tache focale est de $[2.3 - 16] \mu\text{m}$, correspondant à un intervalle d'intensité de $[4 \times 10^{14} - 2 \times 10^{16}] \text{ W.cm}^{-2}$. La défocalisation maximale permet ainsi de calibrer le spectromètre, vu que seuls les deux premiers ordres du laser XUV sont présents sur les spectres, sans raie atomique.

Les cibles Ce sont des feuilles minces de $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur de haute pureté. Une cible est constituée d'une feuille d'aluminium placée sur un support vertical qui est lui-même fixé à un ensemble de translations motorisées selon les trois axes, notamment l'axe laser afin de pouvoir faire varier la position de la cible par rapport au plan focal. Pour permettre l'étude de la transmission de la cible lorsqu'elle est irradiée à différents flux d'énergie en plus de son émission propre, le faisceau laser est en incidence normale au plan de la cible.

Le support cible peut abriter un certain nombre d'autres matériaux disposés en bandelettes verticales, ainsi que le cristal de YAG pour le contrôle de la focalisation et le PMMA - Poly(méthyl méthacrylate) qui sert à l'étude *post mortem* de l'empreinte laser pour la détermination du diamètre de la tache focale. Le support cible est déplacé continuellement et en accord avec le taux de répétition de 5 Hz du laser à l'aide de la translation verticale afin de pouvoir irradier une zone de la cible toujours intacte.

3.5. Le spectromètre à réseau

3.5.1. Le diagnostic

La figure 3.7 est une image du boîtier contenant le réseau, l'élément central du spectromètre utilisé dans cette expérience. Ce diagnostic a spécialement été développé par [Dzelzainis et al.](#) pour cette chambre expérimentale car, comme le montrent les figures 3.5 et 3.7 où vous pouvez voir l'implantation du boîtier au sein de la chambre d'interaction, l'espace est restreint et il a donc été nécessaire d'effectuer des simulations numériques de tracé de rayon pour garantir l'implantation du spectromètre dans l'enceinte. Ce spectromètre est composé de quatre éléments principaux. Tout d'abord, il

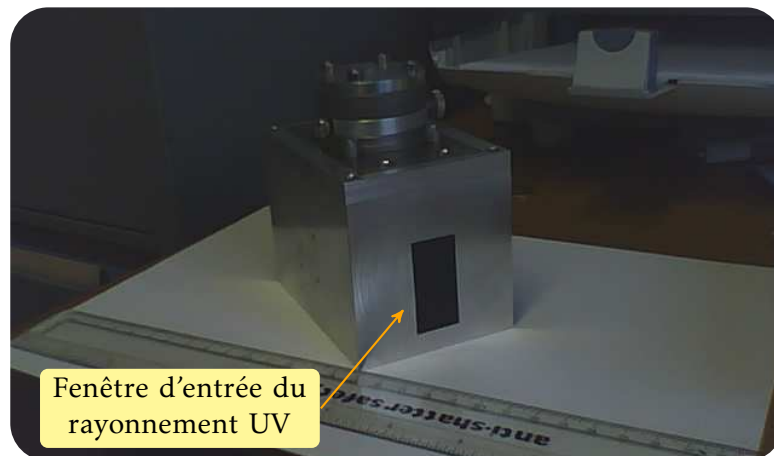


FIGURE 3.7 – Boîtier en aluminium renfermant le réseau à pas variable.

comprend un boîtier en aluminium monté sur deux platines de translation X et Y dans le plan horizontal. Une platine de rotation se trouve au sommet du boîtier afin de contrôler l'orientation du réseau par rapport aux rayonnements incidents. Le réseau se trouve en position verticale à l'intérieur du boîtier. Un filtre d'aluminium a été fixé à l'entrée de l'ensemble pour déterminer le pouvoir de résolution du diagnostic. La largeur instrumentale (ou résolution spectrale) est ainsi estimée à $\Delta\lambda \approx 0.1\ \text{nm}$, donc pour les raies autour de $15\ \text{nm}$, le pouvoir de résolution du spectromètre est de $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx 150$.

Ensuite, le boîtier contient un réseau à pas variable concave de 1200 traits/mm provenant de la

société Hitachi (Kita et al., 1983). La gravure des traits s'est effectuée par usinage avec une pointe en diamant, et l'espacement entre chaque trait, pré-calculé numériquement, va de 0.69 à 0.99 μm . Le réseau a une dimension de 30 \times 50 mm^2 et diffracte le rayonnement dans un champ plat, typiquement celui du détecteur. L'intérêt d'un tel dispositif de diffraction est qu'il couvre l'intervalle spectral de 10 à 30 nm (voir figure 3.8), ce qui est parfaitement approprié pour le laser XUV de FLASH. En effet, l'énergie des photons étant de 13.5 nm, le premier et le deuxième ordre de la réflexion du laser sont diffractés par le réseau (après réflexion directe sur l'aluminium de la cible) et tombent dans l'intervalle de détection, permettant une grande précision dans la calibration du spectromètre. De plus, les contraintes spatiales de la chambre expérimentale sont atténuées par la flexibilité de positionnement du réseau peu encombrant. L'efficacité harmonique du réseau au deuxième et au troisième ordre est de 9.5 % et 2.7 % respectivement, et elle atteint 1.9 % et 1.8 % de l'efficacité harmonique du premier ordre pour des longueurs d'onde comprises entre 11.8 nm et 18.2 nm respectivement (Neely, 1992). L'équation fondamentale des réseaux de diffraction permettant de déterminer l'angle de diffraction

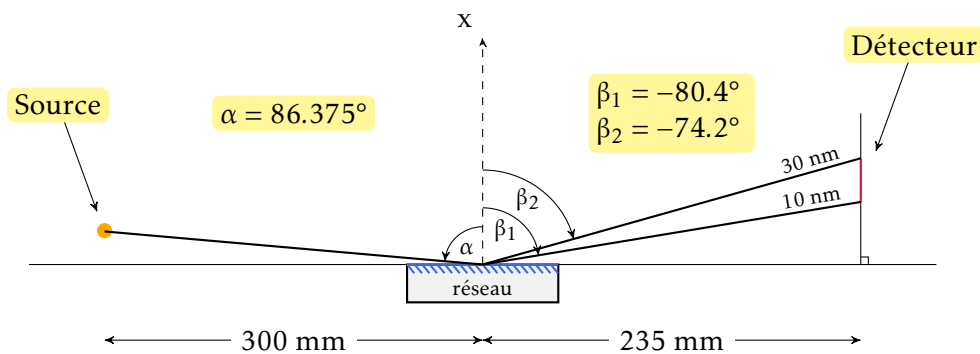


FIGURE 3.8 – Schéma de fonctionnement du réseau utilisé dans les conditions d'exploitation lors de la campagne expérimentale. Les angles β_1 et β_2 ont été déterminés avec l'équation (3.1).

pour les longueurs d'onde d'intérêt est donnée par :

$$n\lambda = \sigma_0 (\sin\alpha + \sin\beta) \quad (3.1)$$

où n est l'ordre de réflexion, λ la longueur d'onde observée, σ_0 est l'espacement moyen entre les traits (c'est donc l'inverse du nombre de traits/mm), α est l'angle d'incidence par rapport à la normale à la surface du réseau et β l'angle de diffraction tel que représenté sur la figure 3.8. L'angle sous incidence rasante (c'est-à-dire par rapport à la surface du réseau) a dû être optimisé (communication privée avec Dzelzainis et al.) puisque la distance source-apex du réseau (ou centre du réseau) de 300 mm est dans notre cas différente de la distance caractéristique du réseau, qui est de 235 mm pour le réseau utilisé (Xin-Hua et al., 2004). Ainsi, l'angle rasant utilisé est de 3.625°.

Le troisième composant important dans ce spectromètre est le tube d'aluminium utilisé entre la sortie du boîtier et le détecteur. Il permet d'assurer l'étanchéité à la lumière visible qui viendrait polluer le détecteur avec une augmentation du bruitage. De cette manière nous nous assurons d'une bonne qualité de données.

Enfin, une CCD Andor DX420 à tête déportée est utilisée comme détecteur. La surface active du détecteur est de 26.6 \times 6.7 mm^2 (la résolution spectrale est selon la dimension la plus longue) avec un ensemble de 1024 \times 256 pixels carrés de 26 μm de côté chacun. Le bruit de fond a été réduit au minimum en refroidissant le détecteur à l'aide des modules à effet Peltier installés dans la CCD jusqu'à une température de -10 °C.

La figure 3.9 détaille le dispositif décrit ci-dessus. La taille des plasmas créés étant micromé-

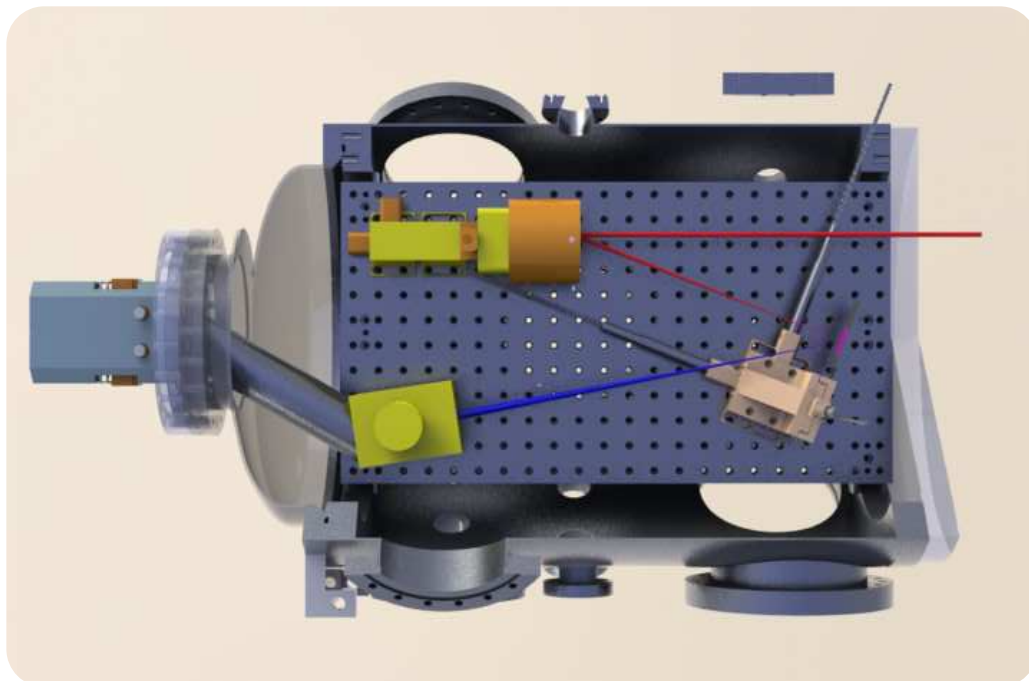


FIGURE 3.9 – Vue du dessus de la chambre d’expérience en 3D. Le miroir de renvoi vers le télescope a été caché pour plus de clarté. Le faisceau rouge correspond à l’impulsion laser XUV, alors que le bleu correspond au rayonnement émis par la cible et diffracté par le réseau vers la CCD au bout du tube en aluminium.

trique, nous ne pouvons pas les résoudre spatialement, c’est pour cette raison que la fente d’ouverture du boîtier est importante (nous compensons cette intégration spatiale en collectant le maximum de photons sur toute la surface utile du réseau).

3.5.2. Les images CCD

La figure 3.10 donne trois exemples du signal enregistré par la CCD lorsque la cible d’aluminium est irradiée à très faible intensité (cas (a)), avec une intensité proche de la maximale (cas (b)), d’environ $9 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ et à la meilleure focale (cas (c)) pour une intensité de $2 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$. Ces deux derniers résultats ont été corrigés successivement par :

- l’efficacité harmonique du réseau au premier ordre ;
- la géométrie de diffraction du réseau pour obtenir la correspondance pixel \leftrightarrow longueur d’onde ;
- l’efficacité quantique de la CCD.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.10 dans les cas (b) et (c), les raies de l’émission propre du plasma sont visibles distinctement. Nous pouvons cependant observer une tache sur le bas de l’enregistrement, probablement due à du rayonnement visible qui n’a pas été bloqué et/ou à certains défauts sur le réseau. Les spectres que nous en déduirons seront alors pris sur la moitié supérieure de l’image, afin de ne pas prendre en compte cet artefact qui n’est ni dû à une émission atomique, ni à une émission continue puisqu’il ne se retrouve pas sur la totalité de la largeur de l’image. Afin d’améliorer le rapport signal sur bruit, chaque image correspond à une acquisition de 2000 tirs sur cibles neuves. À 5 Hz, cela représente un temps d’accumulation de 400 secondes (un peu moins de 7 minutes). De plus, dans le premier cas où le laser n’est pas focalisé intensément, une grande partie des photons de l’impulsion est réfléchié par l’aluminium, permettant d’obtenir un spectre de calibration. En effet, l’énergie des photons de FLASH étant de 13.5 nm, le deuxième ordre diffracté sera alors de

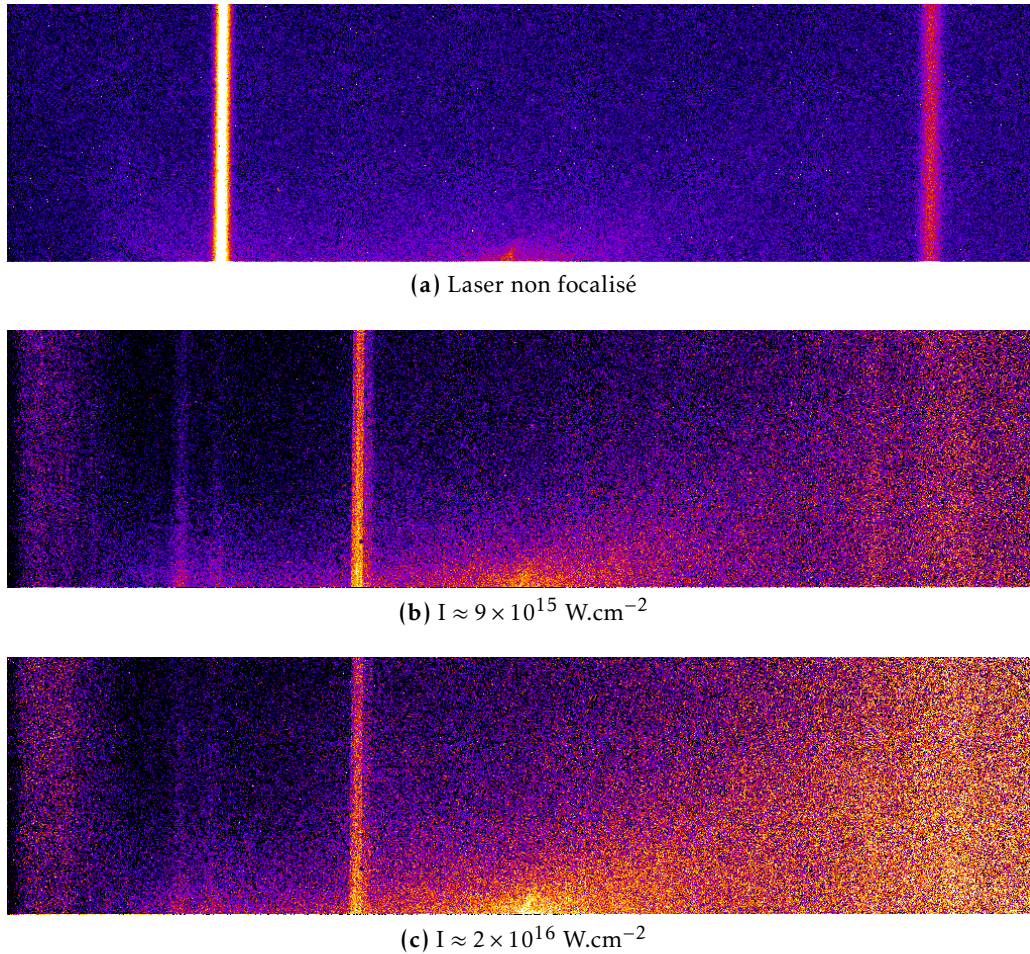


FIGURE 3.10 – Exemple de signal en fausse couleur (le signal est fort pour les pixels qui sont les plus lumineux) détecté par la CCD. L'image (a) correspond à la réflexion d'une partie de l'impulsion sur la cible, donc le signal observé est celui des deux premiers ordres de diffraction du laser. Les images (b) et (c) proviennent de l'émission du plasma créé par l'interaction entre FLASH et l'aluminium pour une intensité de $I \approx 9 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ et $I \approx 2 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ respectivement. L'échelle des longueurs d'onde va de la gauche vers la droite.

27 nm. Ces deux ordres étant présents simultanément sur le spectre de calibration, nous pouvons attribuer un numéro de pixel pour les longueurs d'onde de 13.5 nm et 27 nm. L'identification du premier et du second ordre du FEL permet de créer une correspondance entre un numéro de pixel et une longueur d'onde. La reconstruction totale de l'image brute s'effectue alors en partant de cette correspondance et en la couplant à la relation (3.1) qui donne la dispersion *géométrique* du réseau.

3.6. Conclusions du chapitre

Nous avons décrit le dispositif expérimental pour l'étude de l'interaction laser XUV-aluminium. Nous avons réalisé la première micro-focalisation d'une impulsion laser XUV à 13.5 nm en utilisant une parabole hors-axe et un dispositif de visualisation de la tache focale basé sur un miroir de renvoi couplé à un télescope. Le laser XUV est focalisé dans une tache focale de 2.3 μm de diamètre (Nelson et al., 2009). Nous avons aussi présenté le spectromètre à réseau utilisé pour enregistrer l'émission

propre de la cible mince d'aluminium dans l'intervalle spectral 10-30 nm avec une résolution spectrale d'environ $\lambda/\Delta\lambda \approx 150$. Le réseau concave à champ plat diffracte le rayonnement VUV avec un angle rasant de $\alpha = 3.625^\circ$ vers la zone active d'une CCD à tête déportée. Le dispositif permet de faire varier la position de la cible sur l'axe laser pour faire varier la tache focale et donc l'intensité sur cible. Celle-ci est alors comprise entre 4×10^{14} et $2 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ pour une durée d'impulsion laser d'environ 20 fs et une énergie par impulsion d'environ 30 μJ . Nous proposons une analyse préliminaire des spectres observés pour différentes intensités laser dans le prochain chapitre.

Chapitre 4

Analyse préliminaire

4.1. Les données expérimentales	38
4.1.1. Identification spectrale	38
4.1.2. Rôle des électrons spectateurs	41
4.2. Estimation de la température et de la densité électroniques	45
4.2.1. Validité de l'équilibre thermodynamique local	45
4.2.2. Température électronique	46
4.2.3. Densité électronique	50
4.3. Mise en évidence des désaccords entre un modèle standard et l'expérience	52
4.3.1. Un modèle collisionnel-radiatif standard échoue	52
4.3.2. Traitement par algorithme génétique	54
4.4. Conclusions du chapitre	56

Ce chapitre présente l'analyse spectrale détaillée de la phase de recombinaison observée sur les enregistrements entièrement reconstruits (c'est-à-dire corrigés de l'efficacité de réflexion du réseau au 1^{er} ordre et de la courbe d'efficacité quantique de la CCD) obtenus à l'aide du dispositif expérimental décrit au chapitre 3. Nous focalisons notre interprétation sur les spectres enregistrés lorsque l'aluminium est irradié par le laser XUV à haute intensité, c'est-à-dire lorsque $I \in [9 \times 10^{15} - 2 \times 10^{16}] \text{ W.cm}^{-2}$.

Après l'identification des raies visibles sur les spectres, nous mettons en évidence l'apport fondamental des électrons spectateurs dans la compréhension des mécanismes de chauffage dans leur ensemble. Nous proposerons une analyse préliminaire, entreprise pour la première fois par [Dzelzainis et al. \(2010\)](#), pour déterminer *grossièrement* les température et densité électroniques de la phase finale d'évolution et de recombinaison du plasma.

L'intégration temporelle sur des échelles de temps de l'ordre de la nanoseconde des processus mis en jeu lors de cette phase pose néanmoins de sérieux problèmes d'interprétation. Nous proposerons une nouvelle stratégie d'analyse, basée sur des configurations électroniques écrantées, qui rend compte des conditions de température et de densité électroniques du matériau *juste après* la destruction du solide (c'est-à-dire au moment de la transition vers l'état de plasma) et qui nous donne des renseignements fondamentaux sur l'interaction laser XUV-matière ([Galtier et al., 2010a](#)).

Cette discussion sera poursuivie et enrichie au chapitre 5 par la description d'un nouvel outil d'aide à l'analyse spectrale basé sur un algorithme génétique.

4.1. Les données expérimentales

4.1.1. Identification spectrale

La figure 4.1 représente une coupe longitudinale de l'enregistrement décrit à la figure 3.10 dans le cas (a). Ce graphique est utilisé comme spectre de calibration pour la procédure de reconstruction décrite à la fin du chapitre 3. En effet, comme le montre le tableau 4.2, ce spectre possède uniquement

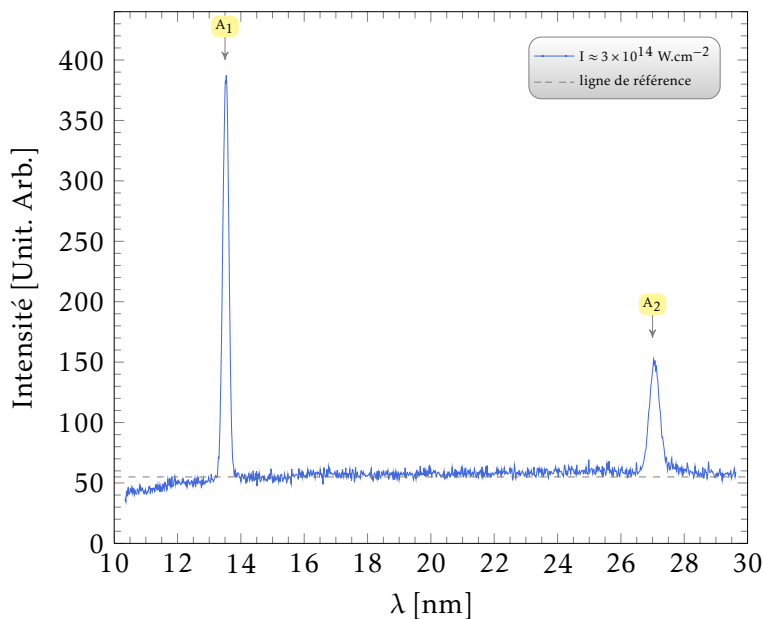


FIGURE 4.1 – Spectre d’émission de l’aluminium à très faible intensité, pour $I \approx 3 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$. La ligne de référence permet d’estimer grossièrement le rapport de l’intensité du 1^{er} ordre sur l’intensité du 2^e ordre.

deux pics intenses correspondant à la diffraction du 1^{er} et du 2^e ordre du laser XUV : les tirs associés à ce spectre ont été effectués alors que la cible se trouvait à $\sim 1.3 \text{ mm}$ du point de meilleure focale, c’est-à-dire pour une tache focale de $16 \mu\text{m}$ de diamètre ($I \approx 3 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$). À une intensité aussi

TABLE 4.2 – Longueurs d’onde en nm, énergie associée en eV et identification des deux pics de la figure 4.1.

Groupe	λ [nm]	Énergie [eV]	Identification
A ₁	13.5	91.8	FEL (1 ^{er} ordre)
A ₂	27	45.9	FEL (2 ^e ordre)

faible, l’aluminium n’est pas suffisamment ionisé pour émettre des raies atomiques intenses dans l’intervalle spectral étudié : les tables de transition atomique du NIST (Ralchenko et al., 2008) ne présentent aucune entrée pour Al I et Al II entre 10 et 30 nm. Le rapport d’intensité entre le 1^{er} ordre et le 2^e observé sur la figure 4.1 est de 3.45 ± 0.23 . Le calcul a été effectué à partir de la ligne de référence (en gris sur la figure 4.1) qui correspond à un fond d’émission faible. En utilisant le laser XUV à 13.9 nm cette fois-ci, une valeur plus précise a été déterminée : 2.94. Ces deux valeurs sont proches et elles nous permettront plus tard d’identifier ou non la présence de ces ordres de diffraction dans les spectres à haute intensité.

Les spectres des figures 4.3 et 4.4 correspondent à une irradiation à haute intensité, c'est-à-dire lorsqu'elle atteint environ 9×10^{15} (voir enregistrement 3.10(b) page 34) et 2×10^{16} W.cm⁻² (voir enregistrement 3.10(c) page 34) sur cible, respectivement. Ces spectres présentent une structure

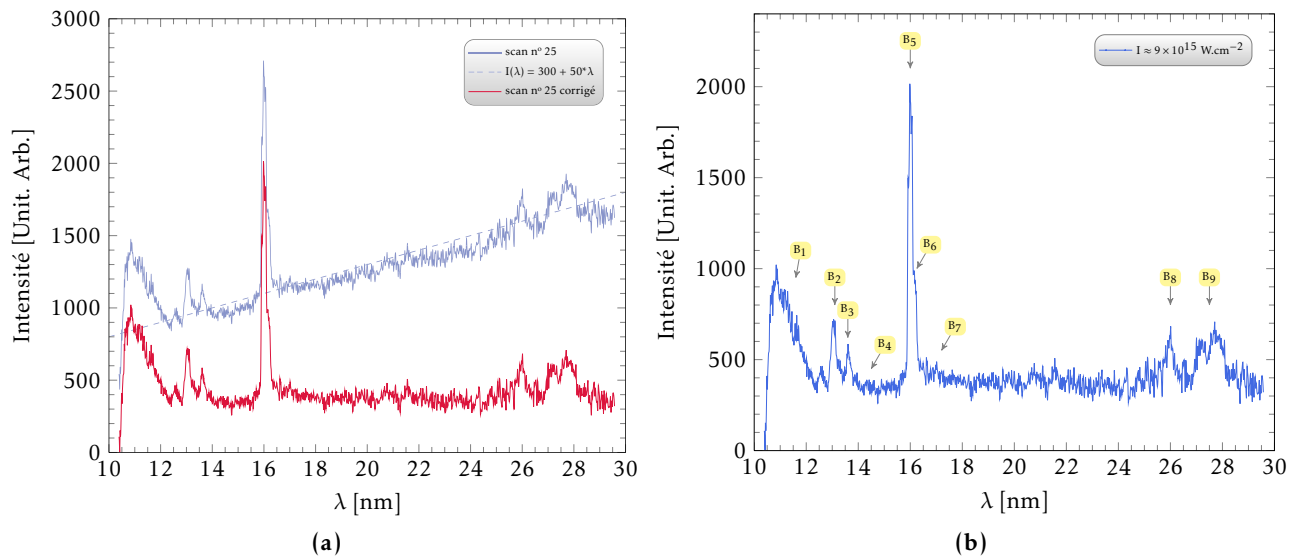


FIGURE 4.3 – Graphique (a) : spectre d'émission de l'aluminium à forte intensité ($I \approx 9 \times 10^{15}$ W.cm⁻², tache focale de 3.2 μ m). La courbe bleue correspond aux données brutes reconstruites selon la procédure décrite page 33. La courbe rouge est le résultat de la soustraction du spectre (en bleu) par le fond linéaire représenté par la courbe en tirets. Graphique (b) : identification des raies sur le spectre n° 25 corrigé.

complexe, totalement différente du cas de la figure 4.1. Chaque spectre (en bleu sur les figures 4.3 et 4.4) a été corrigé selon la méthode décrite à la fin du chapitre 3 : les enregistrements accumulés de 2000 tirs environ sont en premier corrigés de l'efficacité harmonique de diffraction du réseau, puis de l'efficacité quantique de la CCD. Pour identifier plus facilement les longueurs d'onde de transition et faciliter la comparaison avec les simulations numériques, nous avons soustrait aux spectres un fond linéaire dans l'intervalle considéré, représenté en tirets sur les figures 4.3(a) et 4.4(a). Nous aurions pu simuler un fond linéaire et l'inclure dans le code, comme nous le verrons à la section 5.1., pour arriver aux mêmes conclusions que dans le cas précédent, mais l'identification des raies aurait été plus incertaine.

Le tableau 4.5 dresse une liste détaillée des groupes et transitions atomiques identifiés en utilisant la base de données de physique atomique du NIST (Ralchenko et al., 2008). Comme nous l'avons vu à la section 3.5.1., la résolution spectrale du diagnostic utilisé est de 0.1 nm, donc nous pouvons résoudre et identifier des raies très proches, notamment celles qui ne diffèrent que par leur spin total S.

Les données expérimentales récoltées par le NIST depuis près de trente ans ne sont pourtant pas complètes : l'identification de certains groupes de transition a donc été faite par comparaison avec les calculs issus de codes de physique atomique incluant toutes les dégénérescences possibles des niveaux d'énergie. Nous avons utilisé le code de Cowan, résolvant de manière itérative et auto-consistante les équations d'Hartree-Fock-Slater. Pour le taux radiatif \mathcal{A} de certaines transitions, nous avons utilisé les valeurs déterminées à partir du code FLYCHK de Chung et al. qui propose un système atomique très simplifié basé sur le nombre quantique principal n .

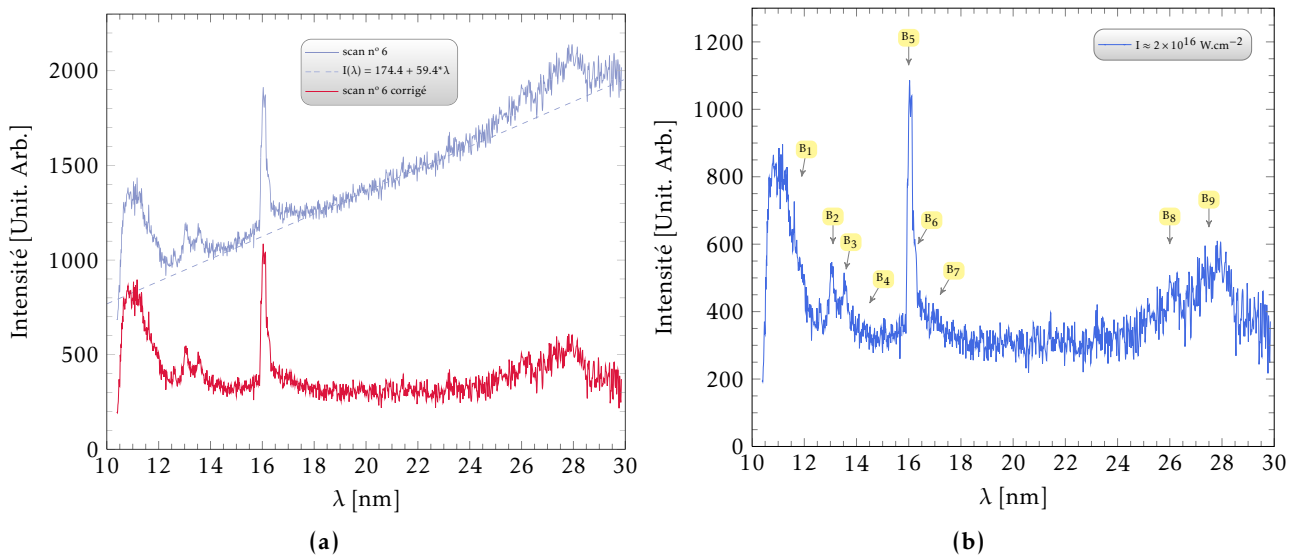


FIGURE 4.4 – Graphique (a) : spectre d'émission de l'aluminium à haute intensité ($I \approx 2 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$, tache focale de $2.3 \mu\text{m}$). Le courbe bleue correspond aux données brutes reconstruites selon la procédure décrite page 33. La courbe rouge est le résultat de la soustraction du spectre (en bleu) par le fond linéaire représenté par la courbe en tirets. Graphique (b) : identification des raies sur le spectre n° 6 corrigé.

Comme nous pouvons le voir dans le tableau 4.5, les transitions les plus intenses et les mieux résolues spectralement proviennent de l'aluminium ionisé trois fois (Al IV) via les groupes **B₂**, **B₅** et **B₆** à environ 13, 16 et 16.1 nm respectivement. Les configurations associées nous disent que les transitions sont issues de la désexcitation d'un électron dans les sous-couches 3s et 3d vers la sous-couche 2p où il manque un seul électron. Nous observons aussi une raie bien résolue vers 13.8 nm (groupe **B₃**) qui pourrait être attribuée au premier ordre de la diffraction du FEL sur le réseau. Cependant, comme nous l'avons vu avec la figure 4.1, si le premier ordre est présent, le deuxième doit l'être aussi mais avec une intensité environ trois fois plus faible. Or nous n'observons pas de pic distinct et prononcé à 27 nm dans les figures 4.4(b) et 4.3(b). Nous pouvons donc en conclure que le pic observé ne provient pas du laser mais est une transition atomique à part entière. De plus, chaque raie de résonance à 13 et 16 nm possède des ailes du côté rouge (énergie plus faible donc longueur d'onde plus grande) qui appartiennent à des raies satellites avec un ou plusieurs électrons spectateurs dans la couche $n = 3$, comme le montre le tableau 4.5 pour les groupes **B₃**, **B₄** et **B₇**. L'intensité de ces transitions semble plus importante dans le cas où l'irradiation est maximale (figure 4.4(b)).

L'identification du groupe **B₁** n'est pas claire car elle correspond à la fin de la zone géométrique active de la CCD, ce qui a pu introduire des artefacts spectraux qui n'ont rien à voir avec l'émission propre du plasma. Nous focaliserons donc notre étude sur les autres groupes de transitions. De la même manière, le groupe **B₉** autour de 28 nm semble avoir pour origine l'émission de l'oxygène : les cibles d'aluminium possèdent toutes une fine couche de quelques nanomètres d'oxyde d'aluminium Al_2O_3 (Caridi et al., 2009). Ce groupe de raies pourrait donc appartenir à l'oxygène deux ou trois fois ionisé. Cependant, une spectroscopie plus détaillée de cette région est nécessaire pour interpréter proprement l'origine des transitions.

Le groupe **B₈** de raies intenses mais peu résolues (autour de 26.3 nm) correspond à des transitions issues de configurations avec un trou dans la souche 2s. L'observation de ce groupe de transitions entraîne un certain nombre de questions fondamentales, car le diagramme d'énergie de la figure 4.6

TABLE 4.5 – Longueurs d’onde en nm, énergie associée en eV, taux d’émission radiative spontanée (coefficient d’Einstein \mathcal{A}) en s^{-1} et configuration des neuf groupes de raies principales de la figure 4.4(b). Données provenant de la base de données du NIST (Ralchenko et al., 2008). Nous utilisons la notation spectroscopique usuelle pour décrire les différentes configurations.

n°	λ [nm]	Énergie [eV]	g_j^c	\mathcal{A} [s^{-1}]	niveau haut j	→ niveau bas i
B₁	[10.4-13.3]	[93.2-119.2]	-	-	[Be]2p ⁴ 3l ^a	→ [Be]2p ⁵ (² P ^o)
	[10.5-11.7]	[106.0-118.0]	-	-	[Be]2p ⁵ n1 ^{ab}	→ [Be]2p ⁶ (¹ S)
B₂	12.9730	95.57	3	3.4×10^{10}	[Be]2p ⁵ (² P ^o)3d(¹ P ^o)	→ [Be]2p ⁶ (¹ S)
	13.0390	95.90	3	6.3×10^{10}	[Be]2p ⁵ (² P ^o)3d(³ D ^o)	→ [Be]2p ⁶ (¹ S)
	13.1647	94.18	3	4.7×10^8	[Be]2p ⁵ (² P ^o)3d(³ P ^o)	→ [Be]2p ⁶ (¹ S)
B₃	13.746	90.20	2	-	[Be]2p ⁵ (² P ^o)3s3d(² P ^o)	→ [Be]2p ⁶ 3s(² S)
	13.783	89.96	4	-	[Be]2p ⁵ (² P ^o)3s3d(² P ^o)	→ [Be]2p ⁶ 3s(² S)
	13.810	89.78	4	-	[Be]2p ⁵ (² P ^o)3s3d(² D ^o)	→ [Be]2p ⁶ 3s(² S)
	13.883	89.31	2	-	[Be]2p ⁵ (² P ^o)3s3d(⁴ D ^o)	→ [Be]2p ⁶ 3s(² S)
B₄	[13.8-14.6] ^d	[94.92-89.84]	-	-	[Be]2p ⁵ 3l3l’3l’’	→ [Be]2p ⁶ 3l3l’
B₅	16.0074	77.45	3	1.7×10^{10}	[Be]2p ⁵ (² P ^o)3s(¹ P ^o)	→ [Be]2p ⁶ (¹ S)
B₆	16.1688	76.68	3	1.3×10^9	[Be]2p ⁵ (² P ^o)3s(³ P ^o)	→ [Be]2p ⁶ (¹ S)
B₇	16.907	73.33	2	-	[Be]2p ⁵ 3s ² (² P ^o)	→ [Be]2p ⁶ 3s(² S)
	17.011	72.86	4	-	[Be]2p ⁵ 3s ² (² P ^o)	→ [Be]2p ⁶ 3s(² S)
	[17.0-17.5]	[70.8-72.9]	-	-	[Be]2p ⁵ 3s3p	→ [Be]2p ⁶ 3p(² P ^o)
B₈	[25.6-28.7]	[43.2-48.4]	2	$\sim 5 \times 10^9$ ^e	[He]2s2p ⁶ 3p	→ [He]2s ² 2p ⁵ 3p
	$\sim 26^d$	~ 47.7	-	-	[He]2s2p ⁶ 3l	→ [He]2s ² 2p ⁵ 3l
	$\sim 26^d$	~ 47.7	-	-	[He]2s2p ⁶ 3l3l’	→ [He]2s ² 2p ⁵ 3l3l’
	$\sim 26^d$	~ 47.7	-	-	[He]2s2p ⁶ 3l3l’3l’’	→ [He]2s ² 2p ⁵ 3l3l’3l’’
B₉	27.5	45.1	-	-	O III - O IV?	→ -

^a Nombre quantique orbital : $l = [s, p, d]$

^b Nombre quantique principal : $4 \leq n \leq 10$

^c $g_j = 2J_j + 1$

^d Valeurs calculées avec le code collisionnel-radiatif MARIA

^e Valeurs calculées avec le code collisionnel-radiatif simplifié FLYCHK

nous indique que l’énergie d’ionisation de cette sous-couche est de ~ 130 eV, soit une énergie bien supérieure à celle des photons du laser XUV. Le mécanisme responsable de ces transitions est loin d’être trivial et fera l’objet d’une étude détaillée dans le chapitre suivant.

4.1.2. Rôle des électrons spectateurs

Nous avons procédé à une analyse préliminaire des spectres expérimentaux décrits à la section précédente au moyen de spectres synthétiques créés à l’aide du code collisionnel-radiatif MARIA (Rosmej, 1997, 2006). Dans les sections 4.2.2. et 4.2.3., nous déterminons les température et densité électroniques à partir des raies de résonance de l’aluminium Al IV. La figure 4.7 montre le spectre d’émission de l’aluminium irradié à intensité maximale $I \approx 2 \times 10^{16}$ W.cm⁻² sur cible, surimposé par un spectre synthétique généré à partir des transitions des groupes **B₂**, **B₅** - **B₆** et **B₈** du tableau 4.5 pour une température $T_e = 8$ eV et une densité électronique de 3×10^{21} cm⁻³. Nous avons

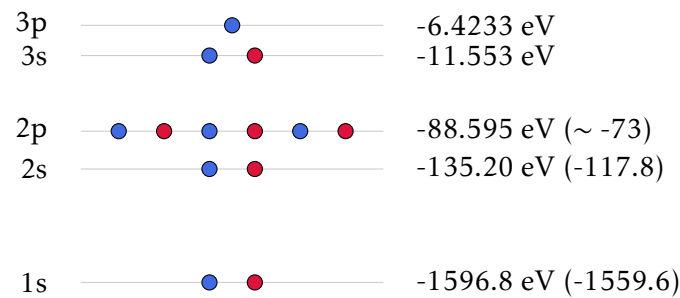


FIGURE 4.6 – Diagramme du potentiel d’ionisation pour les sous-couches électroniques de l’aluminium *neutre* selon le code RCG de Cowan (1981). L’erreur avec les valeurs expérimentales tirées de Henke et al. (1993) (entre parenthèses sur le graphe) est inférieure à 20 %.

utilisé le code MARIA pour générer la base de données de physique atomique (énergie, poids statistique, taux radiatif des différents niveaux et longueurs d’onde des transitions possibles), puis nous avons créé les distributions spectrales à partir d’une sous-routine de MARIA qui prend en compte l’effet de l’opacité puisque, comme nous le verrons à la section 4.2.2., son impact est non négligeable dans notre cas. Cette première approche se formalise selon une distribution spectrale où les électrons sont répartis de manière statistique dans les niveaux d’énergie, au lieu de respecter les équations de populations, beaucoup plus coûteuses en temps de calcul. L’intensité d’un spectre synthétique s’exprime alors selon l’équation :

$$I(\omega) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \hbar \omega_{ji} g_j A_{ji} \Phi_{ji}(\omega) e^{\frac{-E_j}{k_B T_e}} \quad (4.1)$$

où ω est la pulsation donnée par $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ parcourant l’intervalle spectral étudié, i et j sont les numéros de *tous* les niveaux d’énergie possibles dans un ion, de sorte que j est un niveau haut et i un niveau bas, N est le nombre *total* de niveaux atomiques, E_j est l’énergie de la transition pour passer d’un état j vers un état i , et Φ_{ji} est le profil normalisé de la transition correspondante portant l’ensemble des élargissements à prendre en compte pour un état d’ionisation donné, notamment celui dû à l’opacité (Rosmej, 2011).

Dans la figure 4.7, nous comparons le spectre expérimental avec la configuration la plus simple $K^2L^7M^1$, comme nous le suggère le tableau 4.5 sur l’identification des raies. Ces émissions, provenant de l’Al IV, ne parviennent pas à expliquer à elles seules le spectre expérimental dans sa totalité, comme l’indiquent les flèches grises (c’est le même constat dans le cas où l’intensité est de $I \approx 9 \times 10^{15}$ W.cm⁻², attribué au scan n° 25). Les différences proviennent surtout des ailes rouges des raies de résonance de l’Al IV, ainsi que du groupe de transitions faiblement résolues (autour de 27 nm). Le pouvoir de résolution du spectromètre utilisé est suffisamment grand ($\lambda/\Delta\lambda \approx 150$) pour dire que ces signaux correspondent à l’émission propre du plasma et non pas à un bruit quelconque. Comme nous l’avons vu au tableau 4.5, ces signaux peuvent être attribués à des transitions dites *satellites* des raies de résonance de l’Al IV :

- les groupes de transitions **B₃** - **B₄** sont satellites de la raie de résonance **B₂** ;
- le groupe de transitions **B₇** est satellite des raies de résonance **B₅** - **B₆**.

Prenons le cas de la transition $[\text{Be}]2p^53s^13p^1 \rightarrow [\text{Be}]2p^63p^1 + h\nu$, où c’est l’électron de la sous-couche 3s qui participe à la transition et l’électron de la sous-couche 3p qui est spectateur. Ce dernier écran *légèrement* le potentiel Coulombien du noyau, c’est-à-dire qu’il participe à la *protection* des électrons (puisqu’on rajoute une charge -e au nuage électronique) vis-à-vis de l’attraction Coulombienne du noyau : l’ensemble des niveaux d’énergie atomique se resserre et en même temps s’éloigne du potentiel attracteur du noyau. Ceci a pour conséquence de diminuer la différence d’énergie as-

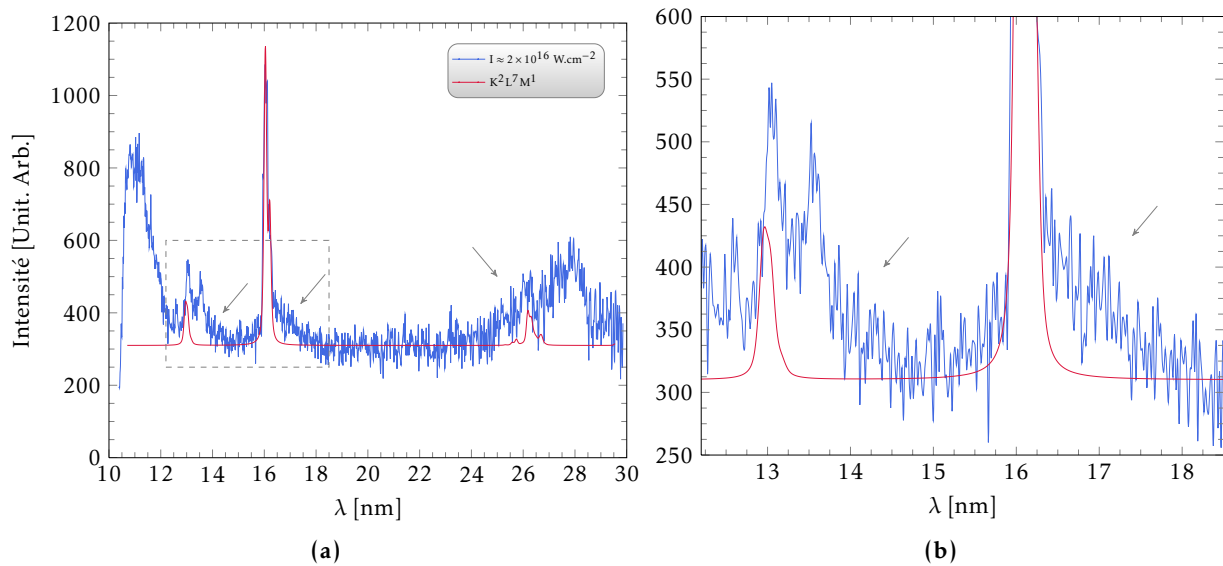


FIGURE 4.7 – Graphique (a) : Spectre d'émission de l'aluminium à haute intensité, pour $I \approx 2 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$. Les flèches montrent les différences entre le modèle issu d'une première analyse et le spectre expérimental. Graphique (b) : zoom délimité par le rectangle gris en pointillés sur le graphique précédent. Dans les deux graphiques, la configuration $K^2L^7M^1$ a été translatée artificiellement en intensité jusqu'à 310 pour plus de clarté.

sociée à une transition et donc d'en augmenter la longueur d'onde : comme la variation en énergie est petite vis-à-vis de la transition résonante, la transition écrantée sera proche de la transition *parente* et se trouvera dans la partie de plus grande longueur d'onde, soit vers le rouge. Le schéma de la figure 4.8 est une illustration de la modification non triviale apportée par l'ajout d'électrons spectateurs successifs. Donc notre cas, ceci se traduit par la présence d'ailes bien distinctes sur chacune des transitions intenses de l'Al IV, c'est-à-dire autour de 13.1 et 16.1 nm. Ces configurations traduisent bien sûr une histoire de l'interaction laser-solide, puis de la relaxation du système créé, très différente de celle dont nous avons parlé jusqu'à maintenant et qui concernait surtout la phase de recombinaison du plasma. En fait, la compréhension de la création de ces configurations nous donne les éléments nécessaires pour comprendre l'ensemble du diagramme de la page 77 et ainsi reconstituer toute l'histoire de l'évolution de l'interaction laser XUV-matière.

La figure 4.9 montre les spectres synthétiques associés aux configurations écrantées de $K^2L^7M^1$, c'est-à-dire $K^2L^7M^2$ et $K^2L^7M^3$. Le décalage en longueur d'onde (vers le rouge) est clair par rapport à la transition résonante. Nous noterons que la partie autour de 26.3 nm n'est pas affectée (ou très peu) par l'ajout d'électrons spectateurs. Ceci est dû au fait que les transitions autour de cette longueur d'onde correspondent à des transitions intra-couches, plus précisément des transitions du type $K^22s^12p^6M^x \rightarrow K^22s^22p^5M^x + h\nu$, où $x \in [1, 2, 3]$.

Un électron spectateur dans une sous-couche supérieure à la sous-couche de l'électron optique (participant à la transition) écran de manière moins efficace le noyau, contrairement au cas où l'électron spectateur se trouve en sous-couche équivalente ou plus profonde. Donc dans notre cas, l'effet de l'écrantage des électrons spectateurs de la sous-couche $n = 3$ sur des transitions intra-couches où $\Delta n = 0$ avec $n = 2$ est bien moindre que sur les transitions de $\Delta n \neq 0$ où n passe de 3 à 2. L'influence des électrons spectateurs sur les transitions intra-couches est donc faible, ce qui se traduit par une sensibilité presque nulle à l'ajout d'électrons spectateurs, ce qui est visible sur les configurations de

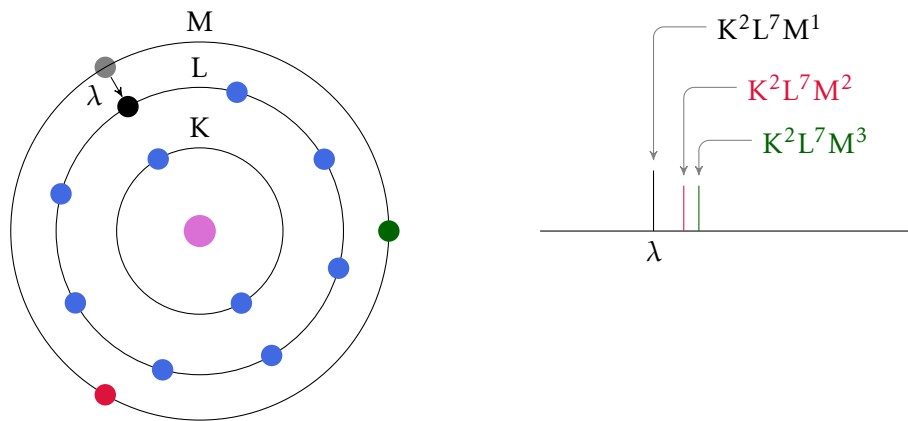


FIGURE 4.8 – Schéma expliquant le décalage dans le rouge des transitions issues de configurations écrantées par un nombre croissant d'électrons spectateurs.

la figure 4.9.

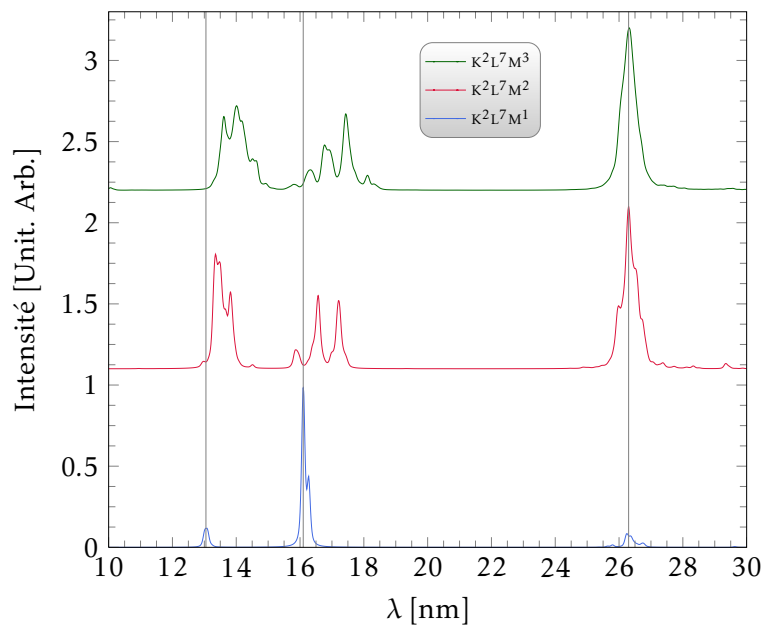


FIGURE 4.9 – Évolution des décalages des transitions satellites de la configuration résonante $K^2L^7M^1$. Les lignes verticales grises correspondent aux longueurs d'onde à 13.1, 16.1 et 26.3 nm. Les graphiques ont été traduits pour plus de clarté.

4.2. Estimation de la température et de la densité électroniques

4.2.1. Validité de l'équilibre thermodynamique local

Avant de commencer la détermination de la température et de la densité électroniques, nous devons savoir si certaines approximations peuvent être faites afin de simplifier les calculs. Pour ce faire, nous allons comparer le taux d'excitation collisionnelle $n_e \mathcal{C}$, qui peuple les niveaux hauts dans un ion, au taux radiatif \mathcal{A} , qui les dépeuple, en provoquant la transition spontanée d'un électron de ce niveau haut vers un niveau bas. Dans le cas de cette configuration résonante $K^2L^7M^1$, nous n'avons pas de niveau auto-ionisant (l'ion n'est pas dans un état multiplesment excité), donc nous ne prenons pas en compte ce processus pour le dépeuplement du niveau haut. La comparaison de $n_e \mathcal{C}$ et \mathcal{A} nous permettra de conclure sur le régime de plasma dans lequel nous nous trouvons.

Nous avons utilisé le code relativiste FAC (*Flexible Atomic Code*) de Gu (2008) pour calculer les coefficients d'excitation collisionnelle entre les états $1s^2 2s^2 2p^5 3p^1$ et $1s^2 2s^2 2p^5 3d^1$, ainsi que le taux radiatif entre les états $1s^2 2s^2 2p^5 3d^1$ et $1s^2 2s^2 2p^6$, comme le montre la figure 4.10. Nous avons comparé ces valeurs avec celles issues de l'équation de H. Van Regemorter pour le coefficient d'excitation collisionnelle \mathcal{C} , donné par :

$$\mathcal{C}_{ij} [cm^3.s^{-1}] = 3.15 \times 10^{-7} f_{ij} \left(\frac{13.6}{\Delta E} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\beta} e^{-\beta} p(\beta) \quad (4.2)$$

$$p(\beta) = 0.2757 e^{-1.3\beta} \left(\beta - \frac{\beta^2}{4} - \ln \beta - 0.5772 \right) + 0.2 (1 - e^{-4.5\beta})$$

$$\Delta E [eV] = E_i - E_j$$

$$\beta = \frac{\Delta E}{k_B T_e}$$

où i est le niveau bas, j est le niveau haut et f_{ij} est la force d'oscillateur pour la transition considérée calculée par le code RCG de Cowan (1981). Les résultats sont résumés dans le tableau 4.11.

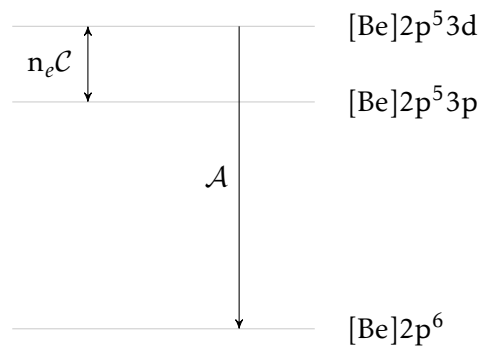


FIGURE 4.10 – États mis en jeu dans le calcul des taux pour valider la condition d'ETL de la phase de recombinaison.

Pour une température électronique de $T_e = 8$ eV et une densité électronique de $n_e = 3 \times 10^{21} cm^{-3}$ (Dzelzainis et al., 2010), nous pouvons voir que dans les deux cas où le coefficient d'excitation collisionnelle est calculé avec FAC ou avec l'équation 4.2, nous avons

$$n_e \mathcal{C} \gg \mathcal{A} \quad (4.3)$$

TABLE 4.11 – Valeurs du taux radiatif calculé avec le code FAC^a et des coefficients d'excitations collisionnelles, calculés avec FAC^a et l'équation (4.2).

grandeur	valeur	unité
\mathcal{A}	4×10^{10}	s^{-1}
\mathcal{C}_{FAC}	5×10^{-8}	$\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
\mathcal{C}_{Reg}	2×10^{-8}	$\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$

^a Gu (2008)

c'est-à-dire que le peuplement des niveaux excités est assuré par un taux d'excitation collisionnelle très supérieur à celui du taux qui dépeuple ces même niveaux par transition radiative. Cette condition est celle de l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL). Nous ferons donc dans la suite l'hypothèse de l'ETL pour la détermination de la température et de la densité électroniques, ce qui nous permettra d'alléger les équations mises en jeu.

4.2.2. Température électronique

Dzelzainis et al. ont effectué une première analyse des spectres obtenus à l'aide du dispositif expérimental décrit au chapitre 3. Ils n'ont cependant pas identifié l'ensemble des transitions du tableau 4.5 et ont basé leur analyse principalement sur l'étude des transitions très intenses à 13 et 16 nm pour déterminer la température électronique du plasma créé. Les taux radiatifs \mathcal{A} des transitions B_2 , B_5 et B_6 sont compris entre $[4.7 \times 10^8 - 6.3 \times 10^{10}] s^{-1}$, c'est-à-dire qu'une fois les configurations formées dans leur niveau haut, l'électron responsable de l'émission radiative se désexcite au bout d'un temps $\tau \propto \frac{1}{\mathcal{A}}$ compris entre 16 ps et 2 ns, soit bien après les 20 fs de la durée d'impulsion, et même pendant la phase d'expansion hydrodynamique où la densité est deux ordres de grandeur plus faible que la densité du solide. En fait, nous étudions la phase de recombinaison radiative, loin de la transition de phase entre le solide et le plasma. Nous pouvons cependant utiliser ces informations pour reconstruire un historique détaillé et complet de l'évolution de l'interaction entre le laser XUV et la matière. À l'issu de ce chapitre, nous pourrons compléter le tout début et la fin de l'axe temporel sur la figure 5.14.

Dans le cas ETL, nous pouvons estimer la température à l'aide du rapport entre les intensités de deux raies se situant dans une même série électronique. Or nous avons vu dans le tableau 4.5 que les deux raies résolues les plus intenses, à 13 et 16 nm, proviennent des configurations $[\text{Be}]2p^53d$ et $[\text{Be}]2p^53s$ respectivement. Ces configurations sont dans le même état d'ionisation et partagent le même état fondamental. Elles peuvent donc être utilisées pour déterminer la température électronique. Le rapport entre les densités initiales des états excités m' et m'' s'écrit :

$$\frac{n_{\zeta, m'}}{n_{\zeta, m''}} = \frac{g_{\zeta, m'}}{g_{\zeta, m''}} e^{-\frac{(E_{\zeta, m'} - E_{\zeta, m''})}{k_B T_e}} \quad (4.4)$$

$$= \frac{g_{\zeta, m'}}{g_{\zeta, m''}} e^{-\frac{(\hbar\omega_{m' \rightarrow m} - \hbar\omega_{m'' \rightarrow m})}{k_B T_e}} \quad (4.5)$$

où $g_{\zeta, m'}$ et $g_{\zeta, m''}$ sont les poids statistiques des états m' et m'' respectivement, de même degré d'ionisation ζ . $E_{\zeta, m'}$ et $E_{\zeta, m''}$ désignent l'énergie de la configuration dans l'état m' et dans l'état m'' respectivement et $n_{\zeta, m'}$ et $n_{\zeta, m''}$ sont les populations des états excités m' et m'' dans le même état d'ionisation ζ et qui partagent le même état fondamental m . En utilisant le taux de l'émission liée-liée entre m' et l'état fondamental m , noté $P(m' \rightarrow m)$, nous pouvons écrire (Salzmann, 1998) :

$$\frac{P(m' \rightarrow m)}{P(m'' \rightarrow m)} = \frac{n_{\zeta, m'} A(m' \rightarrow m) \hbar\omega_{m' \rightarrow m}}{n_{\zeta, m''} A(m'' \rightarrow m) \hbar\omega_{m'' \rightarrow m}} \quad (4.6)$$

avec $A(m' \rightarrow m)$ et $A(m'' \rightarrow m)$ les taux radiatifs pour les transitions de m' vers m et de m'' vers m respectivement. P est alors la quantité directement mesurée sur les spectres. En substituant l'équation (4.5) dans l'équation (4.6), nous obtenons une relation dont la seule inconnue est la température T_e :

$$k_B T_e = \frac{\hbar\omega_{m'' \rightarrow m} - \hbar\omega_{m' \rightarrow m}}{\ln\left(\frac{P(m' \rightarrow m) g_{\zeta, m''} A(m'' \rightarrow m) \hbar\omega_{m'' \rightarrow m}}{P(m'' \rightarrow m) g_{\zeta, m'} A(m' \rightarrow m) \hbar\omega_{m' \rightarrow m}}\right)} \quad (4.7)$$

Il ne nous reste plus qu'à choisir les niveaux mis en jeu et à procéder au calcul. Prenons

$$m = [\text{Be}]2p^6 ({}^1\text{S}) \quad (4.8)$$

$$m' = [\text{Be}]2p^5 ({}^2\text{P}^\circ) 3s ({}^1\text{P}^\circ) \quad (4.9)$$

$$m'' = [\text{Be}]2p^5 ({}^2\text{P}^\circ) 3d ({}^1\text{P}^\circ) \quad (4.10)$$

pour évaluer, dans l'hypothèse ETL, la température électronique du plasma dans sa phase de recombinaison radiative. Nous avons calculé les énergies, les poids statistiques et les taux radiatifs à l'aide du code de Cowan. Le tableau 4.12 regroupe les paramètres utilisés pour le calcul de la température provenant de différentes sources : du NIST (Ralchenko et al., 2008), de la base de données spectrales Spectr-W³ (Faenov et al., 2002), du code MARIA (Rosmej, 1997, 2006) et du code RCG (Cowan, 1981). Les taux radiatifs de la colonne RCG du tableau 4.12 ont été déterminés à partir de l'expression (Salz-

TABLE 4.12 – Valeurs du gA , l'énergie de la transition et l'énergie de la configuration déterminées via différentes sources : le NIST, la base de données Spectr-W³, le code MARIA et le code de Cowan.

	NIST ^a	SPECTR-W ^{3b}	MARIA ^c	RCG ^d	Unités
$g_{\zeta, m'} A(m' \rightarrow m)$	5.1×10^{10}	5.79×10^{10}	8.16×10^{10}	5.49×10^{10}	[s ⁻¹]
$g_{\zeta, m''} A(m'' \rightarrow m)$	1.02×10^{11}	1.19×10^{11}	4.81×10^{11}	3.5×10^{11}	
$\hbar\omega_{m' \rightarrow m}$	77.4543	76.2844	77.0068	76.6759	[eV]
$\hbar\omega_{m'' \rightarrow m}$	95.5709	94.4072	95.3015	94.9640	

^a Selon Ralchenko et al. (2008)

^b Selon Faenov et al. (2002)

^c Selon Rosmej (1997, 2006)

^d Selon Cowan (1981)

mann, 1998) :

$$A(m' \rightarrow m)[s^{-1}] = 2c \frac{e^2}{(\hbar c)^2 mc^2} (E_{\zeta, m'} - E_{\zeta, m})^2 f_{m' \rightarrow m} \quad (4.11)$$

$$= 4.33919 \times 10^7 (\hbar\omega_{m' \rightarrow m}[\text{eV}])^2 f_{m' \rightarrow m} \quad (4.12)$$

où $f_{m' \rightarrow m}$ est la force d'oscillateur de la transition entre le niveau haut m' et le niveau bas m . Pour l'état m' , le code RCG donne $g_{\zeta, m'} f_{m' \rightarrow m} = 0.22$ et pour l'état m'' , $g_{\zeta, m''} f_{m'' \rightarrow m} = 0.90$. Dans les deux cas, la dégénérescence du niveau est $g_{\zeta, m'} = g_{\zeta, m''} = 3$. Le tableau 4.13 montre, après la mesure des intensités sur les courbes correspondantes, que dans le cas de l'irradiation de la cible solide à $I \approx 9 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$, la température du plasma de recombinaison est de $T_e = 6.5 \pm 1.5 \text{ eV}$. Dans le cas de l'irradiation à intensité maximale de $I \approx 2 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$, la température n'évolue pas énormément, compte tenu de l'incertitude sur la mesure avec $T_e = 7.2 \pm 1.5 \text{ eV}$.

En fait, nous pouvons corrélérer cette indépendance de la température avec le phénomène de saturation de l'absorption du laser XUV par le matériau, observé expérimentalement pour la première fois par Nagler et al. (2009) au cours de l'expérience décrite au chapitre 3. L'absorption de l'énergie des photons XUV se fait principalement par photo-ionisation des couches internes, comme nous

TABLE 4.13 – Valeurs du taux d'émission liée-liée P et de la température calculée selon l'équation (4.7) pour les spectres des figures 4.3(b) et 4.4(b) selon différentes sources : le NIST, la base de données Spectr-W³, le code MARIA et le code de Cowan.

	NIST ^a	SPECTR-W ^{3b}	MARIA ^c	RCG ^d	Unités	
Figure 4.3(b)	P($m' \rightarrow m$)				1680 ^e	[Unit. Arb.]
	P($m'' \rightarrow m$)				370 ^e	
	$k_B T_e$	7.5	7.7	5.2	5.1	[eV]
Figure 4.4(b)	P($m' \rightarrow m$)				800 ^f	[Unit. Arb.]
	P($m'' \rightarrow m$)				250 ^f	
	$k_B T_e$	8.8	8.6	5.8	5.7	[eV]

^a Selon Ralchenko et al. (2008)

^b Selon Faenov et al. (2002)

^c Selon Rosmej (1997, 2006)

^d Selon Cowan (1981)

^e La valeur est soustraite du fond d'émission mesuré à 350

^f La valeur est soustraite du fond d'émission mesuré à 300

l'avons entre-aperçu au chapitre 3. La figure 4.14 donne la dépendance de la section efficace de photo-ionisation pour les différentes sous-couches de l'aluminium selon (Yeh and Lindau, 1985; Yeh, 1993). Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.14, la section efficace de photo-ionisation pour l'énergie

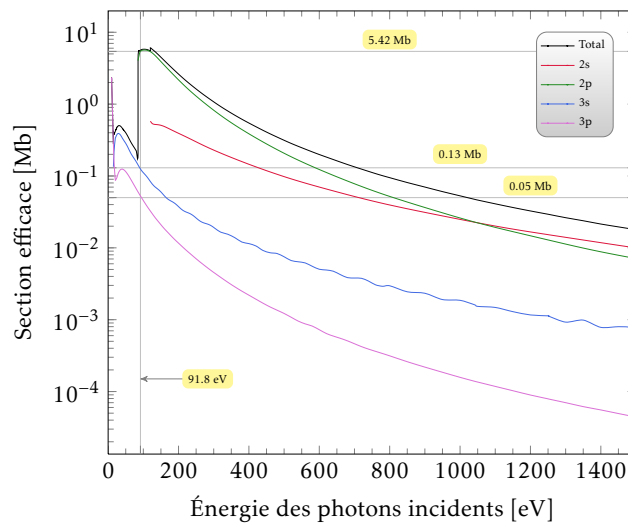


FIGURE 4.14 – Section efficace de photo-ionisation des sous-couches 2s, 2p, 3s et 3p de l'aluminium. L'énergie des photons de FLASH est symbolisée par le trait vertical à 91.8 eV. Les traits horizontaux correspondent à la valeur de la section efficace pour une énergie de photons incidents de 91.8 eV pour les différentes sous-couches d'intérêt. Les sections efficaces sont données en Mb (1 barn = 10⁻¹⁸ cm⁻²).

des photons de FLASH augmente lorsque la sous-couche est proche du noyau. Vu la différence de valeur de ces sections efficaces (d'un ordre de grandeur environ une fois supérieur lorsqu'on se rapproche du noyau), la probabilité que les photons incidents soient absorbés par les couches internes, et notamment la sous-couche 2p, est très forte et conduit à une absorption majoritaire de l'impulsion laser par les électrons de la sous-couche 2p. Bien sûr, d'après le diagramme d'énergie de la figure 4.6,

les photons de FLASH ne peuvent pas directement photo-ioniser les électrons plus profonds que la couche 2p puisque le potentiel d'ionisation de ces électrons devient supérieur à l'énergie des photons.

Que se passe-t-il lorsque les atomes du matériau ont tous un trou dans la sous-couche 2p ? L'impulsion est suffisamment intense pour qu'en quelques femtosecondes, le matériau soit constitué d'atomes ayant perdu un électron en couche interne. La perte d'un membre du cortège électronique provoque la modification de la valeur des niveaux d'énergie : seuls douze électrons participent à l'écrantage de la charge du noyau. Il faut donc maintenant plus d'énergie pour arracher un électron supplémentaire, de telle sorte que tous les niveaux d'énergie s'abaissent. D'après les mesures effectuées par [Dufour et al. \(1976\)](#); [Hannah and Weightman \(1985\)](#), il faudra 93.5 eV pour pouvoir photo-ioniser un second électron de la sous-couche 2p. Cette valeur est calculée par la différence d'énergie cinétique des électrons Auger issus du processus sans radiation d'auto-ionisation de la transition $K-L_{2,3}V^+$ et de la transition $K-L_{2,3}L_{2,3}(^1D)$ [‡]. [Hannah and Weightman](#) ont déterminé que l'énergie cinétique de l'électron Auger issu de la première transition est de 1486.7 eV, et [Dufour et al.](#) ont déterminé que l'énergie cinétique de l'électron Auger issu de la deuxième transition est de 1383.2 eV. D'où l'énergie de 93.5 eV nécessaire pour ioniser un deuxième électron de la sous-couche 2p. Il faut cependant noter que ces calculs ne rendent pas exactement compte des conditions expérimentales que nous décrivons dans ce travail, et que la présence de champs électriques peut provoquer une modification non triviale des niveaux d'énergie. Par conséquent, il existe une incertitude sur la valeur du potentiel d'ionisation d'un deuxième électron 2p dans cette configuration.

Or les photons de FLASH ne peuvent apporter qu'une énergie de 91.8 eV, ils ne pourront donc *pas photo-ioniser* un second électron. Les photons de l'impulsion laser ne peuvent donc plus être absorbés par le matériau. Le matériau devient transparent au reste des photons XUV contenus dans l'impulsion laser et qui n'ont pas participé à la photo-ionisation directe du matériau. Cela signifie qu'à partir d'un certain seuil d'intensité (ou de fluence), le mécanisme d'absorption du laser est complètement modifié. Ceci peut expliquer le fait que nous ne voyions pas de dépendance en intensité de la température électronique du plasma de recombinaison (le *Bremsstrahlung* inverse pour les lasers XUV est négligeable puisque son efficacité est proportionnelle à λ_{FLASH}^2 , où λ_{FLASH} est la longueur d'onde des photons du laser XUV ([Ferrante et al., 2001](#))).

Dans l'article de [Nagler et al.](#), la modification significative de la transmission de l'énergie de l'impulsion est observée pour une fluence supérieure à $\approx 50 \text{ J.cm}^{-2}$. Or les intensités sur cible à l'origine des spectres étudiés correspondent à une fluence d'environ 50 et 100 J.cm^{-2} pour des intensités de $9 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ et $2 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ respectivement. À ce niveau de fluence, 50% et 57% de l'impulsion sont transmis par la cible. Nous nous trouvons donc bien proches du régime de saturation de l'absorption. Il faut préciser que la transmission mesurée n'a jamais été de 100%, car même avec les précautions employées pour le transport des cibles utilisées pour cette expérience, il existe une fine couche de quelques nanomètres d'oxyde d'aluminium Al_2O_3 , responsable de l'absorption d'une partie des photons de l'impulsion uniquement au *tout début* de l'interaction avec le laser. Une couche de 10 nm d'oxyde d'aluminium sur chaque côté de la cible mince est prise en compte dans les calculs de [Nagler et al. \(2009\)](#).

†. Cette notation est ancienne et correspond à la notation employée en spectroscopie X (voir le système de nomenclature spectroscopique IUPAC). Dans cette notation, ce sont les *trous* (c'est-à-dire les défauts d'électrons) dans les sous-couches qui sont décrits, contrairement à la notation spectroscopique standard qui décrit le nombre d'électrons *présents* dans chaque sous-couche. Dans l'effet Auger, l'état initial a un seul trou, alors que l'état final a deux trous plus un électron dans le continuum (l'électron Auger). L'état initial est K, c'est-à-dire que la couche K a un trou. L'état final est $L_{2,3}V$, ce qui correspond à la structure atomique neutre de l'aluminium avec un trou dans la couche $L_{2,3}$ (sous-couche $2p_{\frac{1}{2}}$ et $2p_{\frac{3}{2}}$) et un trou dans la bande de conduction.

‡. L'état initial est la structure atomique neutre de l'aluminium avec un trou dans la couche K, et l'état final est l'aluminium neutre avec deux trous dans la sous couche 2p.

4.2.3. Densité électronique

La première détermination de la densité électronique par [Dzelzainis et al.](#) consiste à modéliser le profil des raies B_5 et B_6 du tableau 4.5. La largeur à mi-hauteur de ce profil prend en compte l'effet Doppler et l'effet Stark. L'hypothèse de l'ETL, c'est-à-dire lorsque les processus collisionnels sont bien plus importants que les processus radiatifs, leur a permis d'utiliser l'équation de Saha-Boltzmann pour déterminer les populations des différents états d'ionisation. Il est important de noter une caractéristique essentielle des spectres des figures 4.3(b) et 4.4(b), d'ailleurs visible très rapidement : il y a un rapport inhabituel entre la raie B_5 et B_6 . Comme nous l'avons déjà vu, nous pouvons utiliser à l'ETL la distribution de Boltzmann pour rendre compte de la répartition des électrons dans les différents niveaux d'énergie de l'atome. Dans le cas présent, nous parlons de deux configurations très similaires où seule la dégénérescence de spin les différencie. Cette fois-ci, nous appliquons les équations (4.5) et (4.6) au singulet du groupe B_5 et au triplet du groupe B_6 :

$$\frac{P(m' \rightarrow m)}{P(m'' \rightarrow m)} = \frac{A(m' \rightarrow m)}{A(m'' \rightarrow m)} \underbrace{\frac{\hbar\omega_{m' \rightarrow m} g_{\zeta, m'}}{\hbar\omega_{m'' \rightarrow m} g_{\zeta, m''}} e^{-\frac{(\hbar\omega_{m' \rightarrow m} - \hbar\omega_{m'' \rightarrow m})}{k_B T_e}}}_{\approx 1} \quad (4.13)$$

$$\text{avec } m = [\text{Be}]2p^6(^1S) \quad (4.14)$$

$$m' = [\text{Be}]2p^5(^2P^\circ)3s(^1P^\circ) \quad (4.15)$$

$$m'' = [\text{Be}]2p^5(^2P^\circ)3s(^3P^\circ) \quad (4.16)$$

Or cette fois-ci où nous considérons des configurations différentes uniquement par leur spin et sachant que (voir le tableau 4.5) :

$$\hbar\omega_{m' \rightarrow m} = 77.45 \text{ eV} \quad (4.17)$$

$$\hbar\omega_{m'' \rightarrow m} = 76.68 \text{ eV} \quad (4.18)$$

$$g_{\zeta, m'} = g_{\zeta, m''} = 3 \quad (4.19)$$

alors tout le terme au-dessus de l'accolade de l'équation (4.13) est proche de 1 (0.9 ± 0.1). Cela signifie donc que le rapport entre les deux transitions est donné par le rapport de leur taux d'émission spontanée \mathcal{A} . Donc dans le cas ETL et sans opacité (plasma optiquement mince) et avec le tableau 4.5, nous nous attendons à ce que ce rapport soit d'environ 13. Or sur les figures 4.3(b) et 4.4(b), ce rapport est d'environ 3. Le plasma est donc optiquement épais et l'élargissement dû à cette opacité doit être pris en compte dans la détermination du profil de raie pour la densité électronique.

La meilleure correspondance entre la simulation du profil de raie des groupes B_5 et B_6 correspond à une densité électronique de $n_e \approx 3.0 \pm 0.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ([Dzelzainis et al., 2010](#)), soit $n_i \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ pour un degré d'ionisation effectif de $Z_{\text{eff}} = 2$. Cette valeur confirme le fait que le plasma étudié à l'aide de ces raies de résonance intense correspond à un plasma en fin de vie, lorsque sa densité est deux ordres de grandeur en-dessous de celle du solide. Associée à la valeur de la température électronique $T_e \approx 8 \text{ eV}$, nous pouvons déterminer les paramètres de couplage Γ_{ii} et de dégénérescence Θ donnés par les équations (1.1b) et (1.2b) respectivement :

$$\Gamma_{ii} \approx 1 \quad (4.20)$$

$$\Theta \approx 5 \quad (4.21)$$

La matière étudiée dans la phase de recombinaison est donc dans le régime WDM mais est faiblement dégénérée.

Nous pouvons contraindre la valeur de la densité électronique de ces transitions par un autre moyen. L'effet Stark est très dépendant de la densité électronique et peut, par conséquent, être utilisé

pour se fixer une limite supérieure à la densité électronique. La figure 4.15 propose un calcul Stark effectué avec le code PIM PAM PUM (PPP), développé à l'Université de Provence par Calisti et al. en 1990. Ce code calcule le profil d'une raie émise par un ion lorsqu'il est perturbé par le plasma à l'aide d'une description microscopique basée sur le modèle de fluctuation de fréquence (Talin et al., 1995).

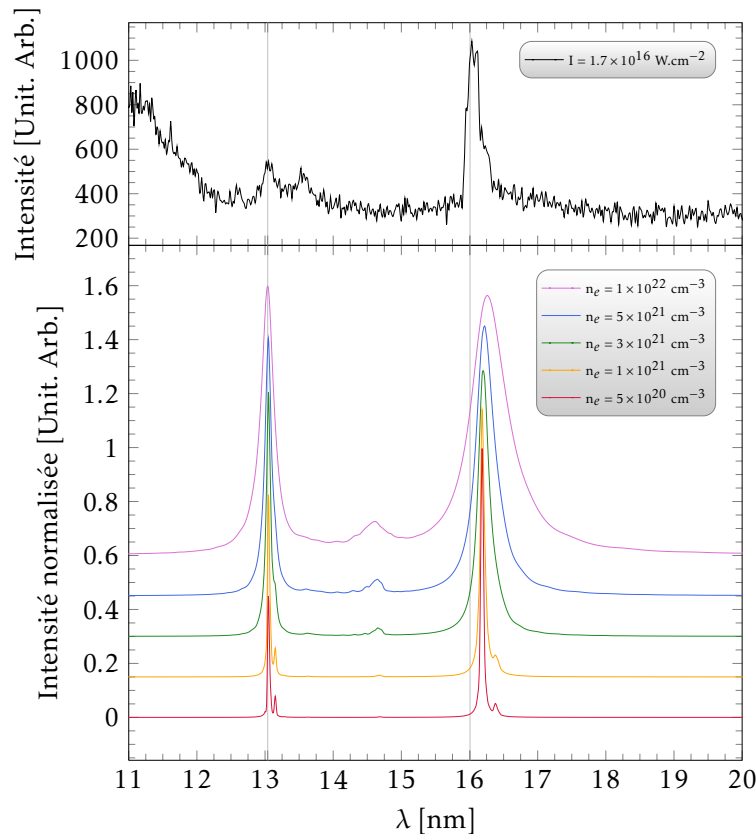


FIGURE 4.15 – Calcul Stark pour la configuration $K^2L^7M^1$ pour une température de $T_e = 8$ eV et pour différentes densités électroniques. Les spectres synthétiques sont décalés en y pour plus de lisibilité. Attention, l'opacité n'est pas prise en compte dans ce calcul, ce qui explique le rapport de raie très différent de celui observé dans l'expérience.

Pour la température électronique $T_e = 8$ eV, déterminée à la section précédente, et dans le cas où nous observons uniquement la contribution de la configuration $K^2L^7M^1$ (puisque nous nous intéressons dans ce chapitre à la phase de recombinaison), nous pouvons dire que le calcul Stark pour une densité $n_e \approx 3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ semble bien rendre compte de l'élargissement de la transition autour de 16.1 nm. Ceci est en très bon accord avec le calcul effectué par Dzelzainis et al. (2010).

Notons qu'il existe des expressions semi-empiriques, comme celles de Dimitrijević and Konjević (1987) et Griem (1968) pour déterminer la densité électronique en mesurant la largeur à mi-hauteur (*Full Width at Half Maximum* en anglais, FWHM par la suite) d'une raie particulière. Cette mesure est elle-même reliée à la densité électronique dans le cas d'un élargissement dû à l'effet Stark ou aux collisions électroniques. Ces estimations sont approchées mais permettent tout de même de se donner une idée de la densité électronique à environ 30% près. D'après Dimitrijević and Konjević

(1987), la FWHM s'écrit :

$$w[nm] = 2.0563 \times 10^{-25} \frac{\lambda^2 [nm] n_e [cm^{-3}]}{\sqrt{k_B T_e}} \left(0.9 - \frac{1.1}{\zeta + 1} \right) \sum_{j=i,f} \left[\left(\frac{3n_j}{2(\zeta + 1)} \right)^2 (n_j^2 - l_j^2 - l_j - 1) \right] \quad (4.22)$$

où w est la FWHM d'une raie en nm, n_e la densité électronique en cm^{-3} , $k_B T_e$ la température électronique en eV, λ et ζ la longueur d'onde en nm et le degré d'ionisation des ions pour une transition entre un état initial i et final f , et n_j et l_j respectivement les nombres quantiques principal et orbital de la sous-couche dans laquelle se trouve l'électron responsable de la transition dans la configuration j . Dans le cas de la raie de résonance $[Be]2p^5 3s^1 \rightarrow [Be]2p^6$ à 16.1 nm, donc pour un degré d'ionisation $\zeta = 3$ à une température de 8 eV, nous mesurons $w \approx 0.2$ nm. Nous en déduisons à l'aide de l'équation (4.22) que $n_e \approx 2 \pm 0.7 \times 10^{21} cm^{-3}$. Ce résultat est cohérent aux incertitudes de mesure de la FWHM et de la température près, avec le résultat déterminé par le profil de raie.

4.3. Mise en évidence des désaccords entre un modèle standard et l'expérience

4.3.1. Un modèle collisionnel-radiatif standard échoue

Nous avons effectué une simulation complète de l'émission propre d'un plasma chauffé à une température de $T_e = 22$ eV et une densité électronique de $n_e = 4 \times 10^{22} cm^{-3}$ avec l'aide du code FLYCHK. Cette simulation est décrite à la figure 4.16 et, pour rendre compte du chauffage volumétrique et donc d'une opacité importante au cours de l'évolution du plasma, la taille effective de la source a été fixée à $L_{eff} = 1 \times 10^{-4} cm$, ce qui correspond à la profondeur de pénétration des photons de 92 eV dans l'aluminium (voir chapitre 5).

FLYCHK est un code collisionnel-radiatif développé par Chung et al. (2005). Le but de ce code est avant tout de pouvoir se faire une idée *rapidement* et avec une *assez bonne précision* du type de spectre correspondant à certaines conditions de densité et de température. Dans cette optique, le modèle cinétique de population utilisé et la génération des spectres sont simplifiés. Par exemple, les niveaux d'énergie sont représentés par le nombre quantique principal n seulement, des super-configurations sont utilisées dans le cas où l'ion possède plus de trois électrons, ou encore le potentiel d'ionisation des états excités est approché par celui de l'hydrogène avec corrections relativistes. Par contre, les données de physique atomique pour les ions hydrogénoïdes, héliumnoïdes et lithumnoïdes sont précises car lues à partir de bases de données provenant de codes plus performants comme FLY et HULLAC.

Les autres degrés d'ionisation ne sont que partiellement implémentés, il faut donc être vigilant quant aux spectres générés et bien vérifier que les transitions souhaitées sont utilisées par le code. Dans le même esprit, les sections efficaces et les taux radiatifs sont calculés à partir d'équations simplifiées : un compromis est fait entre temps de calcul et précision souhaitée. Nous invitons le lecteur à lire l'article de Chung et al. pour avoir les détails de ces équations. La génération des spectres synthétiques s'effectue donc à partir des données de physique atomique provenant de codes plus précis qui sont utilisés pour répartir statistiquement les populations de niveaux de FLYCHK dans le cas d'un couplage jj plus réaliste que l'approximation basée sur le nombre quantique principal n . L'intensité des spectres, exprimée en $[ergs/cm^2/s/Hz/\Omega]$, est alors dérivée à l'aide de l'équation suivante :

$$I_\nu = S_\nu (1 - e^{-\tau_\nu})$$

où S_ν est un terme source défini par le rapport entre l'émissivité ϵ_ν et l'opacité κ_ν d'une transition donnée de fréquence ν , telle que $S_\nu = \frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu}$, et τ_ν , la profondeur optique, est égale au produit de l'opacité κ_ν avec la longueur de matériau irradié L , tel que $\tau_\nu = \kappa_\nu L$. La version du code utilisée dans la suite est celle mise en ligne et hébergée par le NIST (*National Institute of Standards and Technology*, aux États-Unis) depuis août 2006 à l'adresse suivante : <http://nlte.nist.gov/FLY/>.

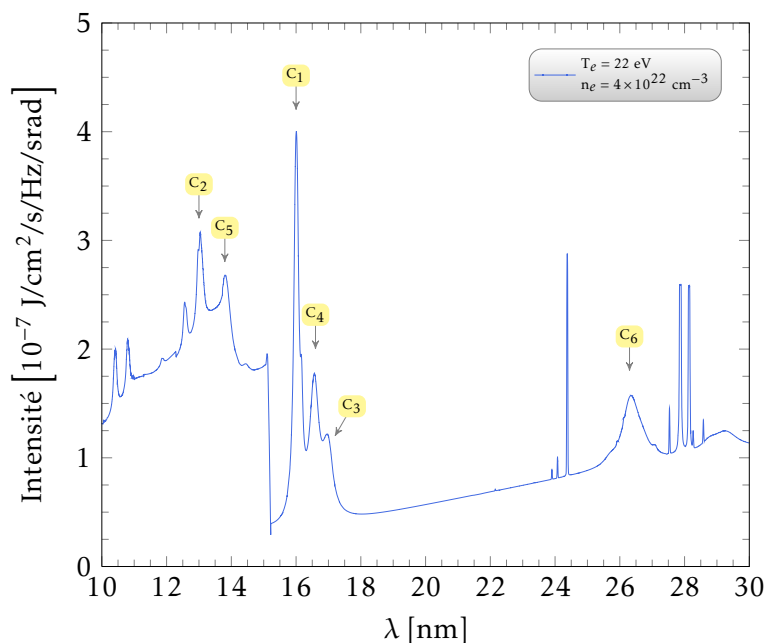


FIGURE 4.16 – Spectre synthétique de l'aluminium pour $T_e = 22$ eV et $n_e = 4 \times 10^{22}$ cm^{-3} simulé par FLYCHK.

TABLE 4.17 – Longueurs d'onde en nm, énergie associée en eV et configuration des six groupes de raies principales de la figure 4.16. Nous utilisons la notation spectroscopique usuelle pour décrire les différentes configurations.

Groupe	λ centrale [nm]	Énergie [eV]	niveau haut j \rightarrow niveau bas i
C ₁	16	77.5	[Be]2p ⁵ 3s \rightarrow [Be]2p ⁶
C ₂	13	95.4	[Be]2p ⁵ 3d \rightarrow [Be]2p ⁶
C ₃	17	72.9	[Be]2p ⁵ 3s ² \rightarrow [Be]2p ⁶ 3s
C ₄	16.5	75.1	[Be]2p ⁵ 3s3d \rightarrow [Be]2p ⁶ 3d
C ₅	13.8	89.8	[Be]2p ⁵ 3s3d \rightarrow [Be]2p ⁶ 3s
C ₆	26.5	46.8	[He]2s2p ⁶ 3p \rightarrow [He]2s ² 2p ⁵ 3p

Ces transitions proviennent d'ions Al III et Al IV. Ceci est cohérent avec le diagramme d'énergie de la figure 4.6 puisque le potentiel d'ionisation des trois premiers électrons est bien inférieur à l'énergie des photons, qui peuvent donc photo-ioniser les électrons de la couche M facilement. Ensuite, ces électrons libres ayant peu mais suffisamment d'énergie vont exciter les électrons les moins liés d'autres ions qui vont pouvoir émettre le rayonnement correspondant dans le spectre synthétique de la figure 4.16. Qu'en est-il du groupe C₆ dont la configuration du niveau possède un trou dans la sous-couche 2s? Le potentiel d'ionisation est de 130 eV d'après le diagramme 4.6, donc ni les photons XUV, ni les électrons thermalisés ont une énergie suffisante pour créer de tels trous. Même si le spectre issu du code FLYCHK montre certaines similitudes avec les spectres expérimentaux des

figures 4.4(b) et 4.3(b), il ne rend pas du tout compte des bonnes intensités, ni des bons rapports de raies. Cet échec provient de la simplicité du modèle de physique atomique utilisé qui, comme de nombreux autres code de physique atomique, ne prend pas en compte les effets de couplage fort, au cœur de la WDM.

Lorsque nous avons étendu l'intervalle spectral de la simulation vers les longueurs d'onde plus grandes (donc d'une énergie plus faible), nous avons pu observer la suite de la pente positive qui semble contribuer significativement au fond continu d'émission. Ce signal est typique du rayonnement de freinage, ou *Bremsstrahlung* en allemand, et peut être responsable de l'émission continue observée en partie sur les spectres expérimentaux des figures 4.4(b) et 4.3(b). Même si quantitativement FLYCHK ne permet pas de rendre compte de la totalité des spectres expérimentaux, il donne néanmoins une bonne vue d'ensemble et permet de comprendre certains signaux qui n'ont pas pu être enregistrés sur d'autres plages de longueur d'onde lors des expériences.

4.3.2. Traitement par algorithme génétique

Si un code dans lequel la physique atomique y est décrite de manière simple, comme FLYCHK, ne parvient pas à expliquer les spectres d'émission expérimentaux, nous devons aller plus loin et prendre en compte l'ensemble des transitions et des niveaux d'énergie qui ont été créés dans le plasma. Comme nous l'avons vu à la section 4.1.2., l'étude de ces configurations multiplement chargées détaillées (on peut aussi parler de configuration à trous) n'est pas sans difficultés. En effet, le nombre de transitions associées aux configurations multiplement excitées augmente extrêmement vite avec le nombre d'électrons spectateurs. Le tableau 4.18 montre la progression du nombre de transitions en fonction du nombre d'électrons spectateurs, calculée avec le code collisionnel-radiatif MARIA.

TABLE 4.18 – Nombre de transitions associées aux désexcitations entre le niveau haut $K^2L^7M^x$, où $x \in [1, 2, 3]$, et le niveau bas $K^2L^8M^{x-1}$.

niveau haut	niveau bas	nombre de transitions
$K^2L^7M^1$	K^2L^8	87
$K^2L^7M^2$	$K^2L^8M^1$	2946
$K^2L^7M^3$	$K^2L^8M^2$	55694

De la même manière, le temps de calcul nécessaire à la détermination des distributions spectrales associées est de plus en plus grand. Or, manipuler de telles distributions spectrales à la main n'est pas aisé de par le nombre de transitions important qui les compose. Pour résoudre ce problème, nous devons envisager l'utilisation d'un outil numérique d'aide à l'analyse spectrale. Nous voulons que cet outil manipule un ensemble de données ayant un *sens physique*, tel que celui que nous discuterions pour l'analyse d'un spectre. Pour créer un tel outil, nous devons donc partir des équations de base donnant les spectres expérimentaux. De manière générale, l'intensité de l'émission propre totale est :

$$I(\omega) = \sum_{\xi=0}^Z I^{\xi}(\omega) \quad (4.23)$$

$$I^{\xi}(\omega) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \hbar \omega_{ji}^{\xi} n_j^{\xi} \mathcal{A}_{ji}^{\xi} \Phi_{ji}^{\xi}(\omega) \quad (4.24)$$

où ξ est le degré d'ionisation de l'ion et Z le degré d'ionisation *maximum* de l'ion. Les autres quantités ont leur signification usuelle. Ce qui est compliqué dans cette équation est le fait que la densité

d'électrons n_j^ξ doit être calculée à partir d'équations lourdes sur les populations. Or, nous avons vu que la phase de recombinaison peut être prise à l'ETL et nous verrons dans le chapitre suivant qu'il en est de même pour les configurations écrantées qui nous intéressent. Donc nous pouvons remplacer n_j^ξ par son expression donnée par l'équation de Boltzmann qui régit la population des niveaux au sein d'un même degré d'ionisation, en remarquant que le nombre d'électrons dans l'état fondamental $n_j^\xi = n^\xi$ est le même pour tous les niveaux de cet état d'ionisation :

$$I(\omega) = \sum_{\xi=0}^Z n^\xi \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \hbar \omega_{ji}^\xi \cdot g_j^\xi A_{ji}^\xi \cdot \phi_{ji}^\xi(\omega) e^{\frac{-E_j^\xi}{k_B T_e}} \quad (4.25)$$

Nous appellerons *distribution spectrale* $I_{ds}^\xi(\omega)$ l'expression dans le cas d'un seul degré d'ionisation, tel que $I_{ds}^\xi = \frac{I(\omega)}{n^\xi}$ où $I(\omega)$ est donné par l'équation (4.25) dans le cas d'un seul degré d'ionisation ξ . Pour l'Al IV, $N = 87$ (voir tableau 4.18) et nous représentons cette configuration par $K^2L^7M^1$ qui met en avant la structure électronique de l'état haut considéré de manière plus compacte que la notation spectroscopique complète. Ainsi la configuration qui nous intéresse possède la couche K remplie, un trou dans la couche L (normalement dans la sous-couche 2p comme nous l'avons vu lors de notre discussion de la photo-ionisation page 47) et un seul électron dans la couche M, qui dans le cas de l'aluminium métallique correspond à la bande de valence/conduction.

Cependant, il n'existe aucun outil permettant de manipuler facilement des distributions spectrales. Dans cette thèse, nous avons développé un tel outil basé sur l'utilisation d'un algorithme génétique. Son but est de minimiser l'erreur faite entre la somme de chaque configuration qui nous intéresse et qui aura été précalculée à l'aide de MARIA (ce qui constitue notre spectre synthétique total) et de la courbe expérimentale. En fait, une fois que les différentes configurations ont été précalculées, l'algorithme génétique va s'occuper de placer les configurations les unes par rapport aux autres de telle manière que leur somme corresponde au profil expérimental. Nous devons pour ce faire laisser deux degrés de liberté par configuration : un déplacement en longueur d'onde $\Delta\lambda^k$ (ou de manière équivalente en fréquence $\Delta\omega^k$) et un facteur d'intensité f_k , tels que :

$$I(\omega) = \sum_{k=1}^{N_c} f^k \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \hbar \omega_{ji}^k \cdot g_j^k A_{ji}^k \cdot \phi_{ji}^k(\omega + \Delta\omega^k) \cdot e^{\frac{-E_j^k}{k_B T_e}} \quad (4.26)$$

où N_c est le nombre de configurations qui constituent le spectre total. Ces degrés de liberté sont justifiés par le fait que les codes de physique atomique actuels tels que celui de Cowan ne modélisent pas bien les énergies des transitions issues des *configurations à trous*, et le paramètre $\Delta\omega_k$ est utilisé ici pour pallier à ce problème. Puisque le code peuple les niveaux d'énergie de manière statistique selon leur dégénérescence, les populations de chaque état d'ionisation doivent aussi constituer, dans le cas ETL qui nous intéresse, un paramètre libre que l'algorithme va déterminer. De cette manière, la physique atomique contenue dans chaque distribution spectrale est issue d'un code collisionnel-radiatif, alors que les degrés de liberté sont l'affaire de l'algorithme génétique. Par ce biais, le résultat proposé par l'algorithme a un sens physique précis. Nous pouvons noter la ressemblance entre les équations (4.25) et (4.26) qui témoignent du sens physique des résultats proposés par l'algorithme génétique. Nous mettons en avant le fait que l'algorithme génétique ne manipule pas un nombre indéterminé de profils *Gaussiens* quelconques, ce qui, bien évidemment, poserait le problème du sens physique du résultat (toute courbe, aussi complexe soit-elle, peut être approchée par un polynôme de degré suffisamment grand ou par des profils Gaussiens suffisamment nombreux), comme il en est question dans l'article de Renner et al. (2006). Pour les trois configurations écrantées qui nous intéressent, cela représente donc six degrés de liberté en plus de la manipulation de configuration, avec un nombre de transitions allant jusqu'à plus de 50000. Comme nous allons le voir, les algorithmes génétiques (*Genetic Algorithms*, GA en anglais) ont des caractéristiques particulières leur permettant

d'être tout à fait adaptés à la gestion d'une telle problématique, tout en gardant une signification physique profonde.

4.4. Conclusions du chapitre

Nous effectuons une analyse préliminaire des spectres expérimentaux obtenus lors de l'irradiation d'une cible solide d'aluminium par une impulsion XUV ultra courte à haute intensité. Au premier abord, les spectres exhibent l'émission de l'Al IV avec les transitions résonantes $[\text{Be}]2p^5 3l \rightarrow [\text{Be}]2p^6$ où $l = [s, d]$. Une analyse plus détaillée révèle l'émission des configurations écrantées de l'Al IV, ainsi que des transitions intra-couches de type $2p \rightarrow 2s$. Les transitions $[\text{Be}]2p^5 3l 3l'' \rightarrow [\text{Be}]2p^6 3l$ où $l = [s, d]$ proviennent des configurations résonantes avec un ou plusieurs électrons spectateurs en couche externe qui écrantent légèrement le potentiel Coulombien de l'ion, produisant ainsi des ailes dans le rouge (plus grande longueur d'onde). Ces configurations écrantées peuvent aussi être considérées comme ayant un trou dans la sous-couche $2p$ de par la structure électronique de l'aluminium.

Nous établissons la validité de l'équilibre thermodynamique local pour les configurations résonantes en comparant le taux d'excitation collisionnelle de ces configurations à leur taux radiatif. Nous déterminons la température électronique au moyen d'un code peuplant statistiquement les niveaux selon l'équation de Boltzmann en prenant en compte l'effet de l'opacité sur le rapport de raie. Une température de $k_B T_e \approx 8$ eV est obtenue. Nous déterminons qualitativement la densité électronique en utilisant un calcul Stark et en déduisons que $n_e \approx 3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Ces conditions de température et de densité électroniques font que nous étudions un plasma faiblement dégénéré mais dont le couplage ion-ion est proche de l'unité. Les taux radiatifs de ces transitions résonantes étant supérieurs à la centaine de picosecondes, nous attribuons cette émission à la fin de vie du plasma, c'est-à-dire dans sa phase de recombinaison. Cette analyse ne permet donc pas de reconstruire l'évolution de l'interaction laser XUV-matière car elle est trop loin de la phase de transition entre l'état solide et l'état plasma.

Nous proposons l'utilisation des configurations écrantées pour accéder aux échelles de temps caractéristiques des états transitoires entre le solide et le plasma et mettons en évidence que les codes actuellement disponibles ne permettent pas de rendre compte quantitativement de l'émission observée expérimentalement, notamment celle issue des configurations à trous. La modélisation de ces configurations doit donc passer par l'utilisation de codes de physique atomique produisant des configurations spectrales détaillées. La complexité de ces structures nous amène à développer un nouvel outil numérique, basé sur un algorithme génétique et couplé à une partie d'un code collisionnel-radiatif. Nous présentons cet outil et son application à l'analyse des configurations écrantées dans le chapitre suivant, en finissant par établir l'évolution temporelle *complète* de l'interaction laser XUV-aluminium.

Chapitre 5

Analyse de l'interaction laser XUV-A1

5.1. Un outil : l'algorithme génétique	58
5.1.1. Généralités	58
5.1.2. L'algorithme génétique PIKAIA	61
5.1.3. Améliorations apportées à PIKAIA	65
5.1.4. Procédure de validation du noyau génétique	66
5.1.5. Fonctions unimodales	67
5.1.6. Fonctions multimodales	68
5.1.7. Principe de fonctionnement de RAMA	70
5.1.8. Perspectives	70
5.2. Évolution temporelle de l'interaction laser XUV-matière	72
5.2.1. Sensibilité des spectres à la température	72
5.2.2. Application de RAMA dans le cas où $I \approx 2 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$	73
5.2.3. Application de RAMA dans le cas où $I \approx 9 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$	75
5.2.4. Mécanismes de l'interaction laser XUV-matière à haute intensité.	76
5.3. L'effet Stark	81
5.4. Conclusions du chapitre	82

Ce chapitre présente l'analyse détaillée des spectres issus de l'interaction entre FLASH et une feuille d'aluminium dans le cas des transitions à trous en plus des transitions résonantes. Nous commençons par présenter un outil numérique développé au cours de ces travaux et basé sur l'utilisation d'un algorithme génétique, PIKAIA, appliqué à l'identification spectrale. Nous y détaillons son fonctionnement et mettons en avant la nécessité d'introduire de la diversité dans l'ensemble des solutions possibles afin de converger vers la solution optimale. Le lien avec la spectroscopie est effectué par la présentation du code RAMA, permettant de coupler un pré-processing calculant plusieurs distributions spectrales *complètes* à PIKAIA, dont le noyau génétique a été amélioré avec l'introduction d'un nouveau générateur de nombres aléatoires en double précision.

Nous aurons alors tous les éléments pour combiner l'analyse du chapitre 4 et celle décrite à l'aide de l'algorithme génétique, afin de proposer l'histoire complète de l'interaction laser XUV-matière.

Nous finirons par une étude préliminaire de l'effet du micro-champ ionique au travers de l'effet Stark sur les spectres synthétiques de l'aluminium dans la gamme spectrale [10-30] nm, et nous mettrons en évidence un comportement inattendu des transitions intra-couches vis-à-vis des termes d'interférence issus du formalisme de Liouville.

5.1. Un outil : l'algorithme génétique

5.1.1. Généralités

Les méthodes évolutionnaires firent leur apparition dans le domaine de l'informatique grâce aux travaux de [Barricelli](#) en 1954 et 1957. Il a fallu plusieurs années à la communauté scientifique, et notamment l'avènement d'ordinateurs plus performants dans les années 60, pour démocratiser l'utilisation de cet algorithme dans les problèmes d'optimisation très généraux. Les travaux de l'Américain [Holland](#) en 1975 prennent leur essor dans le cadre des problèmes d'optimisation de fonction. Ils forment une métaheuristique, c'est-à-dire une famille d'algorithmes d'optimisation, faisant appel à des processus *évolutionnaires* incorporant pour la première fois, en plus de l'opérateur de *mutation*, un opérateur d'*enjambement* (*crossover* en anglais) qui permet de rendre ces algorithmes aussi performants et prometteurs que les procédés stochastiques et autres algorithmes basés sur les processus aléatoires de l'époque. Leurs caractéristiques uniques, détaillées dans les prochaines sections, en font un outil particulièrement adapté à l'optimisation des problèmes d'analyse spectrale, c'est-à-dire d'une détermination automatisée et robuste de paramètres physiques permettant d'aider à l'analyse spectrale des émissions propres observées. En utilisant les algorithmes génétiques, nous pouvons de ce fait adapter (*to fit* en anglais) nos modèles à l'observation.

La littérature sur les problèmes résolus via des algorithmes évolutionnaires (et notamment les algorithmes génétiques) est foisonnante. Nous citerons simplement le livre de [Weise](#) (2009) qui dresse de manière exhaustive et rigoureuse le portrait de l'ensemble des algorithmes évolutionnaires dans le contexte des problèmes d'optimisation, ainsi que le jargon utilisé et emprunté à la génétique. Par ailleurs, de très nombreuses conférences ont lieu sur le sujet, notamment la *IEEE Congress of Evolutionary Computation* (http://en.wikipedia.org/wiki/IEEE_Congress_on_Evolutionary_Computation) qui est l'une des plus grandes manifestations sur l'informatique évolutionnaire.

Les spectres d'émissions propres que nous avons enregistrés sont intégrés temporellement : tout au long de l'évolution du matériau, de l'état solide vers l'état plasma, ils subissent des modifications de température et de densité électroniques qui constituent l'environnement dans lequel sont émis les rayonnements propres de la matière. Ainsi, une configuration électronique ne pouvant exister qu'à forte densité et à température faible n'aura pas la même signature spectrale que celle nécessitant une densité forte mais une température plus importante ([Rosmej, 2011](#); [Rosmej and Lee, 2007](#); [Rosmej et al., 2007b](#)). C'est cette propriété intrinsèque à l'émission spectrale qui fait le lien avec les capacités d'optimisation propres aux algorithmes génétiques : l'algorithme manipule différentes distributions spectrales associées à différentes configurations électroniques déterminées au préalable par l'utilisateur en fonction de l'évolution attendue du matériau. Il faut donc bien voir que l'algorithme, qui est codé à la base pour déterminer l'extremum d'une fonction associée à un problème mathématique complexe, peut être codé de telle manière que la fonction à optimiser corresponde à un modèle d'émission propre du matériau. Le problème de l'identification spectral revient donc à un problème d'optimisation de fonction dont le pré-processing est déterminé par l'utilisateur et correspond à la physique voulue.

L'optimisation de fonction consiste à déterminer les coordonnées dans l'espace de recherche de l'extremum ou des extrema de cette fonction. Soit

$$\begin{aligned} f : \mathbb{R}^n &\rightarrow \mathbb{R} \\ x &\mapsto f(x) \end{aligned} \tag{5.1}$$

Dans ces conditions, trouver l'extremum de cette fonction revient à trouver les $x \in \mathbb{R}^n$, tel que $f(x)$ soit un maximum ou un minimum *global*. Dans le cas de la figure 5.1, la fonction est à deux variables

et la solution du problème d'optimisation est $x^* = (0.5, 0.5)$, tel que $f(x^*) = 1$, c'est-à-dire le maximum de la fonction. Dans notre cas, nous définirons l'équation (5.2) et nous chercherons à maximiser sa valeur puisqu'elle reflète l'inverse de la différence entre la somme des distributions spectrales de configurations échantonnées calculées par MARIA et le spectre expérimental : plus la valeur est grande, plus la différence entre le spectre synthétique et le spectre expérimental est petite, plus nous nous rapprochons des données physiques décrivant l'expérience.

5.1.1.1. Inconvénients de l'algorithme génétique

Son caractère intrinsèque de métaheuristique (du grec *méta* qui signifie « au-delà », à comprendre ici comme « à un plus haut niveau », et du grec *heuristique* qui signifie « trouver ») permet à ce type d'algorithme de résoudre un grand nombre de problèmes même complexes. Mais ce n'est pas le seul sur le marché de l'optimisation de fonction. La diversité de ces algorithmes rend difficile l'attribution de la meilleure note à telle ou telle méthode (nous parlons ici de *no free lunch*, c'est-à-dire « aucun repas gratuit » comme le montre [Wolpert and Macready](#)) : il n'y a pas un algorithme meilleur *en tout*. Nous pouvons par contre évaluer leur qualité en fonction d'un problème donné et ainsi déterminer leurs domaines de fonctionnement optimum. Dans notre cas, les problèmes que l'on peut rencontrer sont les suivants :

Caractère prédictif : parce qu'il évalue les comportements générationnels de manière stochastique, l'algorithme ne peut garantir une convergence vers une solution suffisamment précise en un temps fini. Il faut alors avoir recours à une bonne maîtrise des paramètres initiaux de l'algorithme et à certaines astuces pour aider à la convergence.

Stockage des informations : un algorithme génétique doit évaluer un ensemble de lois locales à chaque itération et doit donc conserver un historique des étapes de calcul. Pour des problèmes complexes il peut y avoir saturation de la mémoire, ce qui entraînerait par exemple une diminution de la vitesse de convergence.

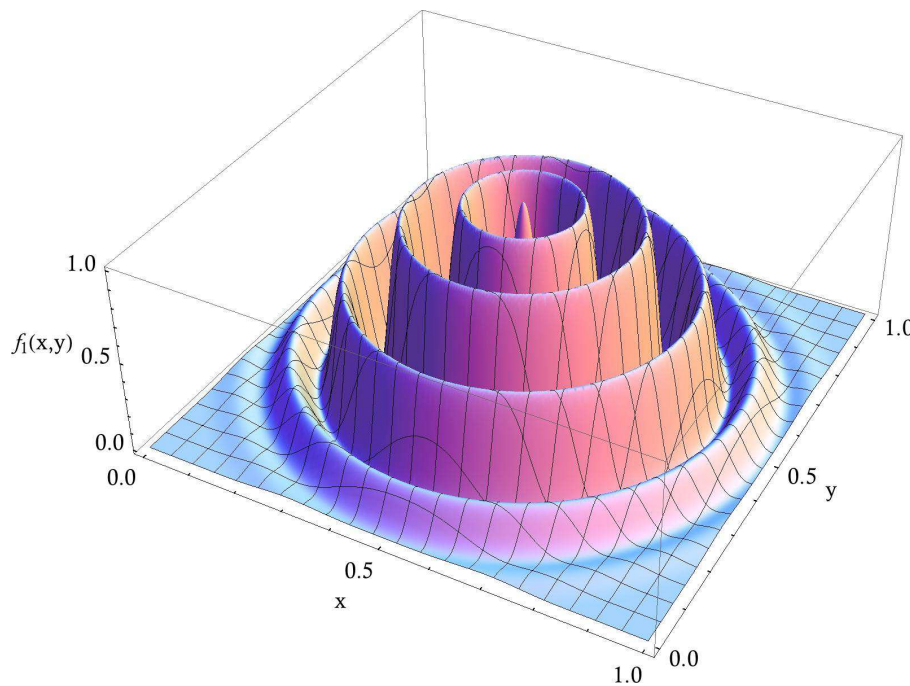
Vitesse de calcul : le calcul de la fonction d'évaluation nécessite beaucoup de ressources processeur dans le cas de problèmes complexes, et doit en plus être effectué sur chaque individu d'une population donnée à chaque génération. Là aussi, un mauvais contrôle des paramètres initiaux peut entraîner une perte de performance significative. Dans le cas où l'équation du modèle est complexe, une solution possible consiste à passer par des méthodes modernes de parallélisation du code (si le problème le permet).

5.1.1.2. Avantages de l'algorithme génétique

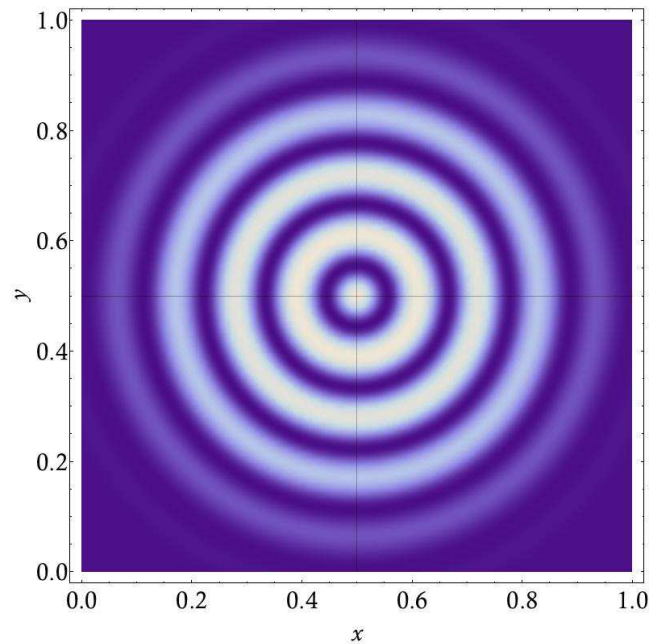
Là où les inconvénients de ces algorithmes sont surtout basés sur des contraintes temporelles (dans le cas de certains problèmes très complexes par exemple), les algorithmes génétiques possèdent des caractéristiques uniques qui en font des méthodes d'optimisation de fonction robustes pouvant atteindre une très bonne précision, et ce pour des problèmes très divers ([Sareni, 1999](#)). Voici quelques aptitudes importantes d'un algorithme génétique :

Multimodale : la recherche d'extrema globaux d'une fonction est souvent rendue difficile par la présence d'extrema locaux (voir figure 5.1). La plupart des algorithmes d'optimisation, comme le *hill climbing* ([Weise, 2009](#)), convergent rapidement vers un extremum, lequel n'est pas forcément global. Les algorithmes génétiques sont quant à eux très efficaces pour trouver *toutes* les solutions *globales*

(s'il y en a plusieurs) au problème, de par la nature même de leur conception (la *diversité* introduite par les enjambements et les mutations par exemple leur permet de franchir ce type d'obstacle).



(a) Représentation générale



(b) Courbe en densité

FIGURE 5.1 – (a) : représentation 3D de la fonction $f(x,y) = \cos^2(n\pi r)e^{-\frac{r^2}{\sigma^2}}$ où $r^2 = (x-0.5)^2 + (y-0.5)^2$, $n = 9$ et $\sigma = 0.15$. Cette fonction présente un grand nombre d'extrema locaux (les cercles concentriques), mais un seul extremum global en $(0.5, 0.5)$. Exemple tiré de [Charbonneau and Knapp \(1995\)](#). (b) : projection de la courbe 3D lorsqu'elle est vue de dessus afin de mettre en évidence la complexité du paysage des solutions.

Pas d'estimation initiale : l'un des avantages majeurs de ce type d'algorithme est sa souplesse d'utilisation. En effet, il n'y a pas besoin d'une valeur initiale suffisamment précise pour que l'algorithme puisse converger. Les algorithmes basés sur le recuit simulé (*simulated annealing* en anglais) fonctionnent aussi de cette manière. Il suffit de donner un intervalle de recherche dans lequel l'algorithme doit chercher la solution. Il y a donc une relaxation des contraintes, ce qui est très utile pour l'utilisateur qui ne connaît pas forcément la valeur précise des paramètres qu'il cherche à exprimer. En fait, dans certains cas, plus l'intervalle de recherche est large, plus la convergence sera rapide ! Ceci montre la rupture de comportement entre ce type d'algorithme et d'autres.

Pas de dérivée : bien souvent, les algorithmes d'optimisation très précis font appel à un calcul de dérivée sur une ou plusieurs grandeurs. Mais souvent, ces données ne sont pas accessibles à l'utilisateur (nature du problème, difficulté du calcul, etc.). Là aussi, l'algorithme génétique est plus souple : il *ne nécessite pas* de calcul de dérivée, mais parvient quand même à converger vers une solution précise.

Robustesse : un algorithme de recherche est dit robuste lorsque le résultat qu'il produit est insensible à une faible répartition des points de l'ensemble des données à traiter, ou bien à un fort écart à la moyenne sur une petite partie des données (Press et al., 1992, p. 694). C'est leur nature stochastique, ainsi que l'utilisation d'opérateurs de mixage génétiques qui permettent aux algorithmes génétiques d'entrer dans cette catégorie.

5.1.2. L'algorithme génétique PIKAIA

Bref historique : PIKAIA est un code *public* développé en FORTRAN 77 par Charbonneau and Knapp en 1995 pour le compte de leur laboratoire, *The Solar Interior Section* du *High Altitude Observatory*, une antenne scientifique du *National Center for Atmospheric Research* à Boulder, Colorado. La version 1.0 de PIKAIA incorpore l'ensemble des opérateurs génétiques que nous allons décrire dans la suite. Son successeur, PIKAIA 1.2, développé en avril 2002 (Charbonneau, 2002), contient des améliorations sur la portabilité du code, ainsi que des versions améliorées de certains des opérateurs, comme celui d'enjambement. Le nom « PIKAIA » est en fait celui d'un choléoptère préhistorique que l'on pensait précurseur de la branche des vertébrés et qui reflète la notion d'évolution génétique, à la base de l'algorithme présenté.

Principe : le schéma de fonctionnement de PIKAIA, représenté sur la figure 5.2, est basé sur le principe d'évolution de la Nature. En effet, l'idée repose sur la sélection naturelle des individus les plus aptes à survivre à leur environnement. Du point de vue numérique, cela va donc reposer sur la sélection de solutions parmi un ensemble de solutions données produisant le résultat se rapprochant le plus de l'optimum de la fonction. La particularité de cet algorithme est que l'évolution est simulée de la manière la plus naturelle possible (au sens propre) : les solutions vont subir des transformations de leur code « génétique » sous l'action d'opérateurs génétiques copiant les mutations et les fusions de brins d'ADN humain. Ces opérateurs sont donc la clé de la qualité de l'algorithme et ce sont eux qui vont contrôler la convergence vers une solution répondant aux critères voulus. Prenons l'exemple de la figure 5.1, avec pour but de déterminer la valeur du couple (x,y) , telle que la fonction f soit maximale. L'algorithme PIKAIA procède en plusieurs étapes :

- 1 – Génération des individus (ou parents) de la population initiale (dont le nombre est fixé au préalable) de manière aléatoire, soit $2 \times np$ nombres (puisque nous avons deux paramètres, x et y) entre 0 et 1. Une paire de nombres constitue le *phénotype* d'un individu, c'est-à-dire ses caractéristiques visibles.
- 2 – *Encodage* de chaque paire de nombres dans un seul chromosome, np fois, pour former un chiffre manipulable par l'ordinateur, schématisé à la figure 5.3.

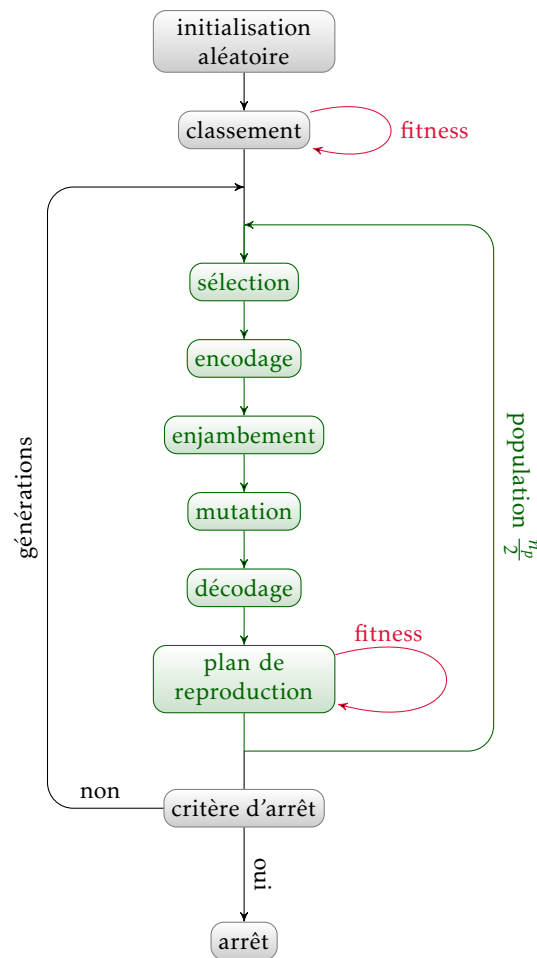


FIGURE 5.2 – Schéma du principe de fonctionnement de PIKAIA.

- 3 – Évaluation de f à l'aide de la fonction de *fitness* (ici c'est la valeur de la fonction elle-même) pour chaque individu de la population, puis *sélection* des deux phénotypes (donc de deux couples de paramètres (x_1, y_1) et (x_2, y_2)) menant à la meilleure solution (différents mécanismes de sélection peuvent être utilisés, mais dans notre cas nous avons choisi une sélection pondérée des parents : plus un couple de solutions donne de bons résultats, plus il a de chance d'être sélectionné).
- 4 – Opération de *mixage génétique* via l'opérateur d'enjambement entre $\frac{np}{2}$ parents (pour donner deux enfants), selon la figure 5.4.
- 5 – Opération de *mutation génétique* de chaque enfant, selon la figure 5.5.
- 6 – *Remplacement*, après décodage (opération inverse à la figure 5.3), des chromosomes les moins bons de l'ancienne population par les nouveaux chromosomes (dans le schéma de « Steady-State-Replace-Worst », remplacement du couple donnant le résultat le moins bon). Plusieurs plans de reproduction existent.
- 7 – Répétition des étapes 2 à 6 et arrêt de l'algorithme au bout d'un certain nombre de générations fixé par l'utilisateur ou lorsque le critère d'arrêt est atteint.

La précision du résultat obtenu peut donc être atteinte par plusieurs biais : soit en fixant un nombre de générations (ce sont les itérations) suffisamment grand pour que la meilleure convergence ait le temps de s'opérer, soit en fixant un critère d'arrêt sur la valeur attendue, l'algorithme s'arrêtera alors dès que la valeur atteinte respecte ce critère. Nous allons maintenant détailler chaque procédure pour comprendre le lien étroit avec les principes génétiques de l'Homme.

Génération aléatoire : la première étape consiste en la génération de la population initiale contenant un certain nombre d'individus, tous issus d'un tirage aléatoire. La taille de cette population est un paramètre de configuration de l'algorithme. Un nombre important d'individus implique la plupart du temps un temps de calcul plus long puisque la fonction d'évaluation sera calculée pour chaque individu. Mais ceci peut être contourné en diminuant le nombre d'itérations (c'est-à-dire de générations) effectuées par l'algorithme. En général, la valeur par défaut de cette population donne de bons résultats, et ce n'est que dans de rares cas où un brassage génétique important est nécessaire que la taille de la population doit être revue à la hausse. Afin de rajouter de la flexibilité au code, chaque paramètre est généré entre 0 et 1. Une homothétie standard est donc nécessaire pour adapter le problème de chaque utilisateur à l'implémentation du code.

Encodage-Décodage : l'algorithme génétique copie les principes d'évolution de la Nature. Donc de la même manière que notre apparence physique est inscrite dans nos gènes, le comportement du modèle utilisé doit être inscrit dans des gènes. Mais comment ? L'opération d'encodage fournit la réponse. Les nombres aléatoires constituant les paramètres sont transformés en entiers (par ho-

$$\left. \begin{array}{l} x = 0.1592 \\ y = 0.8743 \end{array} \right\} (x, y) = \boxed{1} \boxed{5} \boxed{9} \boxed{2} \boxed{8} \boxed{7} \boxed{4} \boxed{3}$$

FIGURE 5.3 – Opération d'encodage et de décodage. Les valeurs aléatoires sont concaténées entre elles pour former une longue chaîne de chiffres, un *chromosome*, qui porte les caractéristiques du couple (x, y) .

mothétie standard), puis simplement juxtaposés côte à côte pour former un chromosome qui sera manipulé par les opérateurs génétiques. Le figure 5.3 décrit le principe de fonctionnement de cet opérateur. La valeur de chaque paramètre est alors inscrite dans le chromosome qui lui est associé, ce qui constitue son profil génétique. L'opération de décodage est simplement la succession des étapes précédentes, mais dans l'ordre inverse.

Sélection : **Darwin** dit en 1859 :

'In the struggle for survival, the fittest win out at the expense of their rivals because they succeed in adapting themselves best to their environment.'

C'est ce principe fondamental qui est implémenté dans PIKAIA. Les chromosomes qui donnent le moins bon accord avec les données ou qui ne donnent pas une valeur s'approchant de l'optimum d'une fonction sont remplacés par de nouveaux chromosomes, lesquels ont subi des opérations d'altération de leur contenu génétique. Nous avons déjà vu l'équation (5.1) qui permet à l'algorithme de connaître la qualité d'un chromosome dans le cadre de l'optimisation de fonction brute en évaluant simplement la valeur de f en différents points. Cette fonction est très dépendante du problème à résoudre, c'est pour cela que l'utilisateur doit la déterminer pour répondre à son besoin particulier. Dans le cadre de la spectroscopie, et de manière plus générale dans le cadre de la détermination des paramètres libres d'un modèle à comparer à une courbe expérimentale, d'autres fonctions sont utilisées (**Charbonneau and Knapp, 1995**). Celle que nous avons retenue est une simple fonction des moindres carrés linéaires, qui additionne le carré de la différence entre les valeurs à chaque longueur d'onde dans l'intervalle spectral d'intérêt et les données expérimentales. C'est ce qu'on appellera par la suite le χ^2 du modèle, c'est-à-dire que sa valeur nous donne l'écart entre la théorie et l'expérience.

$$f : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$$

$$x^n \mapsto f_{x_1, \dots, x_n}(\lambda) = \frac{1}{\chi^2}, \quad \chi^2 = \sum_{i=1}^{N_p} \left(I_{x_n}^i(\omega) - I_{exp}^i(\omega) \right)^2 \quad (5.2)$$

où N_p est le nombre total de points du spectre synthétique. Nous avons ajouté l'indice x_n à I pour montrer que c'est cette quantité qui contient les paramètres à déterminer, mais il correspond bien à celui de l'équation (4.26) du chapitre 4 (c'est la théorie). $I_{exp}(\omega)$ est le profil expérimental enregistré selon la méthode décrite au chapitre 3. Comme PIKAIA est en réalité un algorithme de maximisation de fonction (nous verrons pas la suite que ceci peut être modifié), alors ce que nous devons maximiser n'est pas le χ^2 mais, par exemple, l'inverse du χ^2 : plus $\frac{1}{\chi^2}$ est grand, plus les paramètres trouvés correspondent aux valeurs expérimentales (Charbonneau, 2002).

Mixage génétique : presque identique au processus de fusion des chromosomes chez l'Homme, le mixage génétique informatique opère entre deux chromosomes parents un brassage du contenu génétique. La version 1.2 de PIKAIA permet d'utiliser ce qu'on appelle une *two-point-crossover*, amé-

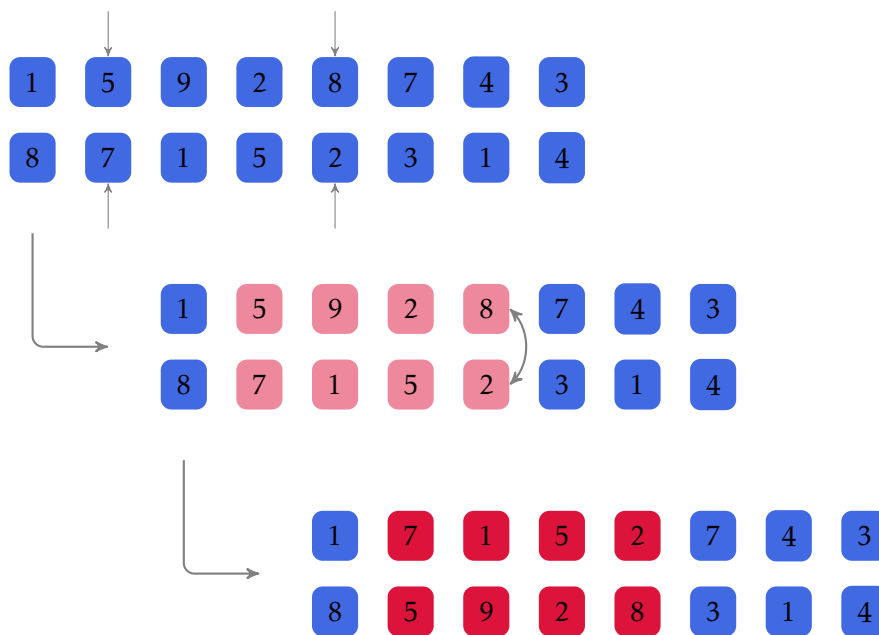


FIGURE 5.4 – Opération d'enjambement à deux points. Si un nombre tiré au hasard est inférieur au taux d'enjambement, alors l'opération a lieu. Les deux points sont alors choisis aléatoirement.

lioration du précédent opérateur qui n'effectuait un enjambement qu'à un seul point (*one point crossover*). PIKAIA choisit aléatoirement les deux mêmes positions de gènes (*locus*) sur les deux parents et sépare en plusieurs parties les chromosomes suivant ces points, comme le montre la figure 5.4. Ensuite, il échange les parties de chromosomes entre les coupures avant de recoller les bouts de chromosomes entre eux pour donner deux enfants. Ces individus ont donc hérité d'une partie du contenu génétique (bon ou mauvais) de chaque parent. L'intérêt de ce mixage est clair : il conserve une partie du patrimoine génétique parental pour les générations futures. En effet, si une certaine partie d'un chromosome permet une meilleure convergence, il faut la transmettre aux générations futures qui s'en serviront pour se rapprocher encore plus de la solution optimale (sachant que les chromosomes n'ont pas de phase d'apprentissage, il ne sert à rien de « réinventer la roue »), étant donné que les parties mauvaises ne résisteront pas au processus de sélection.

Mutation génétique : la mutation génétique numérique s'apparente énormément à la version du monde réel. En effet, cette opération génétique simule les probabilités qu'un enfant naisse un peu plus grand que la normale, ou qu'un animal possède trois bras au lieu de deux... L'introduction d'anomalies génétiques peut permettre de sortir d'une cuvette de minimum local (ce qui n'est pas possible avec le *hill climbing* par exemple) en introduisant une diversité supplémentaire sur un seul

gène du chromosome d'un individu. L'utilisateur fixe ce taux de mutation génétique. L'algorithme

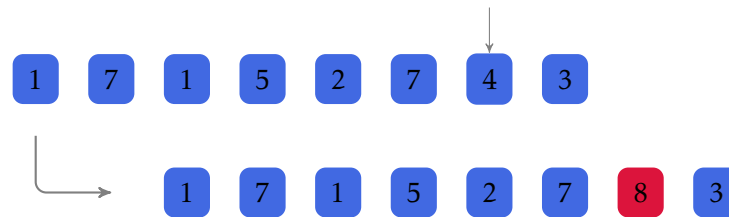


FIGURE 5.5 – Opération de mutation. Si un nombre tiré au hasard est inférieur au taux de mutation, alors l'opération a lieu. Un *locus* est alors déterminé de façon aléatoire. Le chiffre pointé est remplacé par une valeur prise au hasard.

tire un chiffre au sort et si ce nombre est *inférieur* au taux de mutation, alors une modification d'*un seul* gène a lieu, comme le montre la figure 5.5. Dans notre exemple, le 7^e gène va subir une mutation. Sa valeur est remplacée par un chiffre compris entre 0 et 9 tiré au sort.

Comme nous l'avons vu, un individu de la population subit un certain nombre de transformations génétiques qui ont pour but d'introduire de la *diversité* dans la population pour permettre la convergence de l'algorithme. À la fin de ces transformations, le chromosome est *réinséré* dans la population « ancienne ». Dans PIKAIA, sa réinsertion peut se faire selon plusieurs plans : le remplacement total de la population par le meilleur chromosome obtenu, le remplacement aléatoire d'un membre de l'ancienne génération par un nouveau, quelle que soit la qualité de ce dernier, etc. Le plan de reproduction qui donne les meilleurs résultats, implémenté par défaut dans PIKAIA, est celui où le chromosome qui donne une valeur très éloignée de l'optimum (le « mauvais » individu) est remplacé par le nouveau chromosome donnant de meilleurs résultats (le « bon » individu). Il existe d'autres mécanismes de contrôle des itérations dans l'algorithme, tels que la variation dynamique du taux de mutation à chaque génération ou l'ajout de l'opérateur de *mutation rampant* pour faire face au problème de *hamming wall* (Metcalfé and Charbonneau, 2003). Mais l'ensemble des fonctions primaires et fondamentales vient d'être décrit plus haut. À la fin de chaque génération, les meilleurs individus de la population passent le test du critère d'arrêt, et si celui-ci n'est pas validé, alors les n_p individus constituent la population « ancienne » pour la génération suivante. L'algorithme s'arrête une fois que le critère d'arrêt est validé en affichant et stockant les informations relatives à l'ensemble des générations.

5.1.3. Améliorations apportées à PIKAIA

Il existe un grand nombre d'algorithmes génétiques très efficaces pour l'optimisation de fonction, mais PIKAIA a principalement été choisi pour sa portabilité et sa souplesse d'utilisation, puisque notre but est de le coupler à un code générant des distributions spectrales à partir de bases de données de physique atomique volumineuses. Nous avons donc effectué quelques modifications sur certains aspects techniques de PIKAIA. En premier lieu, tout le code a été réécrit en langage moderne FORTRAN 95 afin de profiter des déclarations globales et améliorées des variables. Le couplage à la partie du code créant les distributions spectrales a donc été facilité, et la maintenance et l'évolution d'un tel code accrues.

La deuxième évolution majeure porte sur le générateur de nombres aléatoires. En effet, comme nous l'avons vu, l'efficacité de cet algorithme est basée sur les opérateurs génétiques, eux-mêmes dépendants du générateur de nombres aléatoires utilisé. Or, le problème des générateurs de nombres

aléatoires (*Random Generator Number*, RGN en anglais) est sérieux (Press et al., 1999, chap. B7, p. 1142), surtout dans le cas des métaheuristiques. En informatique, il n'existe pas de RGN pur. C'est en fait une procédure *déterministe* qui donne une suite de chiffres pseudo-aléatoires à partir d'une valeur initiale, dont la composition s'approche le plus possible d'une *vraie* suite de nombres aléatoires. Jusqu'à PIKAIA 1.2, les chiffres générés aléatoirement étaient en simple précision, c'est-à-dire qu'ils avaient six chiffres significatifs et étaient codés sur quatre octets (ou 32 bits puisque 1 octet = 8 bits). Les RGN pour les nombres réels en simple précision sont nombreux et performants. Cependant, dans le cadre de cette thèse, nous avons décidé de coder les chiffres en double précision car l'utilisation future de l'algorithme sera basée sur des calculs de physique atomique effectués en double précision. Comme il n'existe pas de bon générateur de nombres aléatoires en double précision en FORTRAN, nous avons adapté une version de développement créée par George Marsaglia, bien connu dans ce domaine pour avoir développé la batterie de tests *Diehard* pour les RGN et proposé des RGN de période gigantesque écrits en langage C (Marsaglia, 1968), les KISS (*Keep It Simple, Stupid* en anglais) (Marsaglia, 2003). Dans un échange de mails privés, George Marsaglia nous a communiqué le code dKISS en C qui génère une très grande liste de nombres aléatoires en *double précision*. C'est le code adapté en FORTRAN 95 que nous avons utilisé dans la version améliorée de cet algorithme génétique. Tous les opérateurs génétiques ont alors été convertis en double précision afin de garder l'ensemble du programme consistant avec le nouveau générateur de nombres aléatoires. Le code de cette version ainsi qu'un programme test sont décrits en annexe A.

Une modification a été apportée uniquement pour la procédure de validation du noyau génétique et porte sur le mode de détermination de l'optimum global, c'est-à-dire s'il peut déterminer soit un maximum, soit un minimum, soit les deux. Dans le manuel d'utilisation de PIKAIA, Charbonneau and Knapp avancent le fait que leur algorithme est un algorithme de maximisation : dans le cas d'un minimum global, il suffit de maximiser l'*inverse* de la fonction ξ . C'est effectivement la manière dont PIKAIA est codé et cela pose un problème pour certains types de fonctions. En effet, l'inversion d'un nombre provoque toujours une perte de chiffre significatif en plus d'imposer une opération supplémentaire dans la fonction d'évaluation. Ceci a pour conséquence de modifier les performances de convergence, surtout dans le cas de grandes dimensions. Or l'algorithme doit manipuler ce type de fonction dans la procédure de validation du noyau génétique. En fait, nous avons pu influencer ce comportement en modifiant l'ordre de classification des individus dans la routine du plan de reproduction de la génération suivante, dans le cas où les individus sont remplacés uniquement s'ils apportent une amélioration à la solution. Nous avons donc utilisé l'algorithme en mode minimisation de fonction et ainsi évité une opération supplémentaire qui fait baisser les performances.

Nous avons aussi essayé de modifier l'opérateur d'enjambement pour améliorer les performances de l'algorithme dans le cas où les dimensions du problème sont très importantes. En suivant certains aspects de (Eiben and Bäck, 1997), nous avons créé un opérateur d'enjambement à n points, c'est-à-dire que la scission du génome s'effectue en n points et seules les parties de chromosomes pairs ou impairs en fonction de la parité de la dimension du problème étaient intervertis. Cette modification avait pour but d'améliorer la diversité introduite par cet opérateur lorsque le chromosome était de taille très importante. Nous n'avons cependant pas noté de modification *significative* dans la qualité de la convergence sur des fonctions test. Le rapport temps de calcul sur performance atteinte n'ayant augmenté que par le temps de calcul, nous avons préféré utiliser l'opérateur dans sa forme originale à deux points.

5.1.4. Procédure de validation du noyau génétique

Comment le passage à la double précision a-t-il influencé PIKAIA ? La modification du générateur de nombres aléatoires est suffisamment importante pour que l'ensemble de l'algorithme soit testé à

nouveau. Cependant, tester une métaheuristique est un problème complexe. Comme nous l'avons vu auparavant, aucun algorithme n'est bon en tout, mais certains algorithmes, de par les opérateurs qu'ils utilisent, peuvent présenter des facilités dans certains types de problème. Pour comparer les métaheuristicques entre elles, il faut donc faire appel à une pléthore de problèmes reflétant chacun une notion différente. Les algorithmes sont alors testés sur cette batterie de problèmes et un classement *objectif* peut alors être effectué. C'est au cours de conférences telles que le *2005 International Congress on Evolutionary Computation* que les équipes du monde entier comparent leurs algorithmes. Les fonctions test utilisées sont basées sur les travaux de [De Jong \(1975\)](#) qui regroupa un ensemble de fonctions particulières permettant de faire office de banc d'essai pour les métaheuristicques. [Salomon \(1995\)](#), [Gordon and Whitley \(1993\)](#), [Whitley et al. \(1995\)](#) et [Liang et al., \(2005\)](#) mettent en évidence le fait que ces seules fonctions ne sont pas suffisantes pour empêcher certains algorithmes de *tricher*. La solution est alors de proposer les mêmes fonctions que celles de [De Jong](#) dont les optima sont *translatés* et *pivotés*. Ceci permet d'éviter des effets de niches dans lesquelles se réfugient certains algorithmes. [Suganthan et al. \(2005\)](#) donnent l'ensemble des fonctions test utilisées lors de la CEC05. Ces fonctions possèdent un ou plusieurs optima globaux *et* locaux. La complexité des fonctions est évaluée en plusieurs dimensions, c'est-à-dire que le test s'effectue dans le cas où l'on évalue la fonction de fitness avec l'équation (5.1).

Nous avons effectué une validation du nouveau noyau génétique basé sur un générateur de nombres aléatoires en double précision à l'aide des fonctions décrites dans [Suganthan et al. \(2005\)](#). L'annexe A regroupe l'ensemble des fonctions utilisées pour ce test. Ce qui diffère principalement entre les deux algorithmes, PIKAIA original et celui possédant un RGN en double précision, est justement le RGN et aussi la précision maximale atteinte. Sachant qu'il est plus difficile d'avoir un bon dpRGN (*double precision random number generator*), on peut s'attendre à ce que les performances du nouvel algorithme soient inférieures à celles de PIKAIA. Pour que la comparaison soit la plus objective possible, les populations initiales pour les deux algorithmes sont identiques, ainsi que les paramètres de configuration des algorithmes. Nous avons utilisé en tout six fonctions, dont deux unimodales et quatre multimodales. Chaque algorithme est évalué vingt-cinq fois sur chacune de ces six fonctions, avec pour critère d'arrêt le nombre d'évaluations de la fonction de *fitness* ou bien la validation d'un critère d'arrêt basé sur une précision du résultat attendu. Le processus de test est décrit plus en détails par [Suganthan et al. \(2005\)](#).

Les tableaux 5.6 et 5.7 résument les performances de PIKAIA avec le RGN en double précision et celui en simple précision. Les valeurs dans les colonnes sous chaque fonction donnent la performance du meilleur algorithme lorsqu'elle est disponible (« - » autrement). Les valeurs qui suivent donnent la performance de l'algorithme en question normalisée à celle du meilleur algorithme. Le nombre de problèmes résolus parmi le total de vingt-cinq exécutions est donné entre parenthèses (voir annexe B pour plus de détails). Lorsque l'algorithme échoue selon les critères du CEC05, la valeur de l'erreur du meilleur individu est donnée entre crochets. Lorsque l'algorithme résout un problème, la valeur du meilleur des algorithmes est en couleur rouge. Dans le cas des fonctions multimodales, la performance des algorithmes est répartie entre la première ligne où les fonctions sont pivotées et la deuxième ligne où elles ne le sont pas. Ceci permet de mettre en évidence l'effet des matrices de rotation sur la convergence des algorithmes.

5.1.5. Fonctions unimodales

Le tableau 5.6 présente l'ensemble des résultats obtenus dans le cas des fonctions test unimodales f_1 et f_2 décrites dans l'annexe B. Ces fonctions ont pour but de mettre en avant les propriétés générales de convergence de l'algorithme dans le cas où les fonctions proposent un paysage lisse.

Les résultats de la fonction f_1 mettent en avant l'apport du RGN en double précision : le taux de réussite de PIKAIA avec ce nouveau générateur de nombres aléatoires est bien supérieur à celui du RGN original, et ce dans toutes les dimensions, c'est-à-dire même pour des problèmes complexes. Les résultats sont beaucoup moins réjouissants dans le cas de la fonction f_2 où les deux algorithmes

TABLE 5.6 – Tableau récapitulatif de la performance de l'algorithme PIKAIA avec le RGN original (*sp* pour simple précision) et le RGN en double précision (*dp*) dans le cas de fonctions unimodales à 2, 10 et 30 dimensions.

D = 2	Problèmes résolus	Taux de réussite	f_1	f_2
			9158	6194
dp RGN	2	100 %	1.0 (25)	1.2 (25)
sp RGN	1	50 %	$[2 \times 10^{-8}]$	1.0 (25)
D = 10	Problèmes résolus	Taux de réussite	f_1	f_2
			30581	-
dp RGN	1	50 %	1.0 (25)	$[2.9 \times 10^{-4}]$
sp RGN	0	0 %	$[1.1 \times 10^{-7}]$	$[9 \times 10^{-5}]$
D = 30	Problèmes résolus	Taux de réussite	f_1	f_2
			388493	-
dp RGN	1	16 %	1.0 (8)	$[8.7 \times 10^{-2}]$
sp RGN	0	0 %	$[4.4 \times 10^{-7}]$	$[2.5 \times 10^{-2}]$

ont beaucoup de mal à parvenir à atteindre la précision requise dans les critères imposés. Dans ce cas, l'apport de la double précision n'est pas suffisant pour améliorer la convergence. En fait, ce comportement est prévisible. En effet, [Charbonneau and Knapp](#) annoncent que l'algorithme qu'ils ont créé est à vocation « pédagogique » : l'organisation et la manipulation des opérateurs génétiques est facile et intuitive mais se fait au détriment de la performance. Des algorithmes de compétition tels que celui développé par [Auger and Hansen \(2005\)](#) atteignent 100% de réussite pour les deux fonctions unimodales présentées, même en dimension 30.

5.1.6. Fonctions multimodales

Les résultats du test des deux algorithmes sur des fonctions multimodales complexes sont présentés dans le tableau 5.7. La complexité des fonctions est croissante de f_3 à f_6 . Les fonctions étant multimodales, nous avons différencié le cas où les coordonnées font l'objet d'une rotation (ce qui correspond au cas réel du test) et celui où la rotation est absente à but comparatif. Dans le cas le plus simple où $D = 2$, nous pouvons voir que les algorithmes se comportent bien mais le taux de réussite est très en-dessous de celui des fonctions unimodales. Par ailleurs, les algorithmes échouent pour la fonction f_6 , même si une solution est trouvée parmi les vingt-cinq runs. L'algorithme avec le RGN en double précision semble légèrement au-dessus de son homologue en simple précision au niveau des performances. Pour le test en dimensions 10 et 30, les résultats ne sont pas là : les algorithmes échouent très loin de l'optimum global et, lorsque ces résultats sont mis en parallèle avec la figure B.11 et B.13 de l'annexe B, on peut se rendre compte qu'ils n'arrivent pas à s'échapper de cet optimum local. Il faut cependant mettre ces résultats en balance avec ceux obtenus par les al-

TABLE 5.7 – Tableau récapitulatif de la performance de l'algorithme PIKAIA avec le RGN original (*sp* pour simple précision) et le RGN en double précision (*dp*) dans le cas de fonctions multimodales à 2, 10 et 30 dimensions.

D = 2	Problèmes résolus	Taux de réussite	f ₃	f ₄	f ₅	f ₆
			14644 7659	- 12111	111463 55630	93150 133425
dp RGN	3	33 %	1.0 (19)	$[5.5 \times 10^{-2}]$	1.2 (3)	1.0 (1)
	3	56 %	1.0 (25)	1.0 (25)	1.0 (6)	[100]
sp RGN	2	23 %	1.2 (21)	$[1.9 \times 10^{-2}]$	1.0 (2)	[100]
	4	34 %	1.2 (22)	2.8 (9)	1.02 (2)	1.0 (1)

D = 10	Problèmes résolus	Taux de réussite	f ₃	f ₄	f ₅	f ₆
			- 41779	- 204076	- -	- -
dp RGN	0	0 %	[8]	[3.5]	[300.0019]	[407.47]
	2	24 %	1.0 (16)	1.0 (8)	[200.00019]	[500]
sp RGN	0	0 %	[11]	[4.5]	[300.0024]	[407.67]
	0	0 %	$[2 \times 10^{-8}]$	$[3.5 \times 10^{-3}]$	[200.000009]	[500.00003]

D = 30	Problèmes résolus	Taux de réussite	f ₃	f ₄	f ₅	f ₆
			- 207235	- 5940125	- -	- -
dp RGN	0	0 %	[32]	[20.2]	[303]	[900.0]
	2	12 %	1.0 (10)	1.0 (1)	[200.97]	[800.0]
sp RGN	0	0 %	[29]	[19]	[907]	[900.00001]
	0	0 %	$[4.2 \times 10^{-7}]$	$[4 \times 10^{-2}]$	[201.10]	[900.00001]

algorithmes de compétition : ils arrivent à résoudre les problèmes avec des taux de réussite variables, compris entre 40 et 90% en 10 dimensions (ils ont bien sûr de moins bonnes performances avec $D = 30$) mais échouent aussi à résoudre les problèmes posés par les fonctions f_5 et f_6 , en dimensions 10 et 30. Certes l'algorithme PIKAIA reste moins performant que ces algorithmes, mais il n'a pas à rougir de ses résultats.

Nous avons montré que l'algorithme PIKAIA avec un RGN en double précision avait de meilleures performances, et ce dans la plupart des cas résolubles. D'un point de vue général, nous pouvons dire que le noyau génétique amélioré atteint des précisions deux fois plus importantes que celles de PIKAIA avec un RGN en simple précision (ce qui n'est pas évident au premier abord), et ceci ne s'est *pas* fait au détriment de la qualité de convergence. L'objectif est donc atteint et c'est ce noyau génétique que nous utiliserons dans le code RAMA décrit à la prochaine section.

5.1.7. Principe de fonctionnement de RAMA

RAMA¹ est le nom du code couplant la partie de MARIA, qui calcule les distributions spectrales à partir de données de physique atomique, avec l'algorithme d'optimisation de fonction PIKAIA, possédant un générateur de nombres aléatoires en double précision et présenté à la section 5.1.. Ce code a pour but de nous aider à créer et manipuler des distributions spectrales complètes et détaillées afin de comprendre l'origine des disparités entre les profils expérimentaux obtenus (selon le dispositif décrit au chapitre 3) et une modélisation simple de l'émission propre du plasma (détaillée au chapitre 4).

La figure 5.8 représente le schéma de fonctionnement de RAMA. Toute la physique atomique (niveaux d'énergies, transitions, dégénérescence, taux radiatif) est pré-calculée par un code résolvant l'équation d'Hatree-Fock pour les fonctions d'ondes électroniques. Chaque donnée est ensuite utilisée dans la partie du code provenant de MARIA qui s'occupe de calculer la distribution spectrale *totale* associée à une configuration électronique donnée. Les profils de chaque raie résultent de la convolution d'un profil Gaussien (pour l'élargissement dû à l'effet Doppler) et d'un profil Lorentzien (pour l'élargissement dû au temps de vie fini de chaque niveau). L'élargissement dû à l'opacité liée du milieu est aussi inclus dans le calcul. L'étape de pré-processing prend en entrée un fichier contenant le nom des configurations spectrales et donne en sortie les fichiers correspondant avec les intensités statistiques en fonction de la longueur d'onde de l'intervalle spectral voulu.

L'ensemble de ces fichiers constitue les fichiers d'entrée pour l'algorithme génétique. La fonction de fitness utilisée est alors donnée par l'équation (5.2) où $I_{x_n}^i$ est déterminé selon l'équation (4.26), donc plus la valeur de χ est grande, meilleur sera le résultat (l'algorithme est en mode maximisation). Chaque configuration est stockée en mémoire dans une matrice avec le spectre expérimental. Le profil expérimental est celui donné soit par la figure 4.4(b), soit par la figure 4.3(b). Les paramètres pour l'algorithme génétique sont au nombre de six : nous considérons les trois configurations $K^2L^7M^1$, $K^2L^7M^2$ et $K^2L^7M^3$ avec chacune un degré de liberté translationnel en longueur d'onde via $\Delta\omega^k$ plus un facteur d'intensité f^k (voir l'équation (4.26)). Nous rappelons qu'il n'existe pas de code de physique atomique pour les configurations à trous réalistes, ce qui nous autorise une marge de manœuvre dans le positionnement des configurations résonantes et écrantées les unes par rapport aux autres.

5.1.8. Perspectives

Cet algorithme a un potentiel encore plus important. En effet, nous avons montré qu'il propose un résultat qui a un *sens physique*. Il y a deux types d'améliorations qui pourraient profiter à cette démarche.

D'un point de vue algorithmique, il est clair que le couplage avec la partie pré-processing pourrait être poussé encore plus loin en laissant la possibilité à l'algorithme de déterminer lui-même la température, la densité électronique et le degré d'opacité nécessaires pour permettre une convergence optimale. L'erreur atteinte sur la différence entre le spectre synthétique total et le spectre expérimental sera alors très faible et permettra, avec des données spectrales de bonne qualité, de constituer un banc de tests sérieux pour les codes de physique atomique, et plus généralement les codes collisionnels-radiatifs. Une technique de lissage des spectres expérimentaux devrait alors être mise en place (un lissage simple via des algorithmes pondérés suffirait) pour minimiser le bruit et faire

1. RAMA est le nom d'un roi hindou qui a régné au XX^e siècle av. J.-C. Il était considéré comme le 7^e avatar du dieu *Vishnou*, protecteur de la trimourti dans la religion hindouiste.

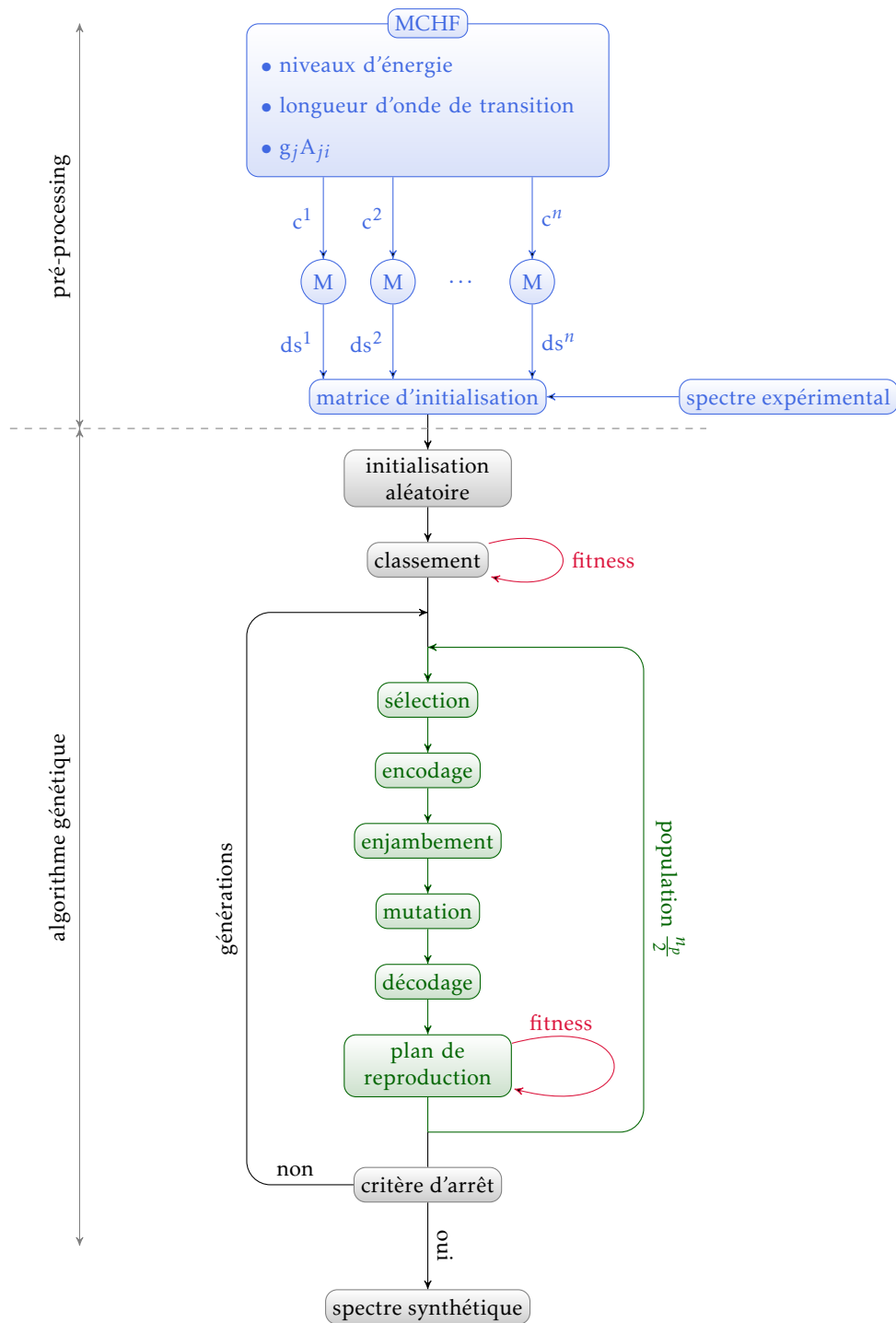


FIGURE 5.8 – Schéma du principe de fonctionnement de RAMA. Dans la phase de pré-processing, un code de physique atomique (MCHF pour *Multi Configuration Hartree Fock*) détermine les données de chaque configuration (c^1 pour configuration 1), donnant ainsi naissance à la distribution spectrale associée (ds^1 pour distribution spectrale 1) après l'exécution du code MARIA (étape M). Une matrice ordonne l'ensemble des données pour chaque distribution spectrale avant de passer par le traitement de l'algorithme génétique.

ressortir les structures des spectres expérimentaux. Malheureusement, ceci s'accompagnerait d'une augmentation très importante du temps de calcul.

Une amélioration matérielle serait donc à fournir. En effet, la répartition des individus dans une population se prête très bien à la parallélisation du code : forts de l'analyse du noyau génétique faite dans l'annexe B, une amélioration des opérateurs génétiques pourrait être effectuée en plus de la parallélisation du code. Cela permettrait d'améliorer significativement la vitesse de calcul et donc de ne pas perdre l'interactivité avec le code, caractéristique principale de RAMA. Les travaux de Youcef Aouad (de l'équipe Physique Atomique dans les Plasmas Dense du LULI) sur la théorie des super-configurations pourraient être aussi mis à profit pour alléger le calcul des configurations détaillées via la répartition de groupe de transition en super-configuration (Blenski and Cichocki, 2007), et ainsi diminuer d'autant plus le temps de calcul pour une configuration donnée, et au final pour le processus d'optimisation complet.

La combinaison de ces deux améliorations permettrait d'étendre le domaine d'application du logiciel, notamment pour la détermination des déplacements de raies, encore sujets à de nombreuses controverses dans notre milieu.

5.2. Évolution temporelle de l'interaction laser XUV-matière

5.2.1. Sensibilité des spectres à la température

Comme nous l'avons vu, RAMA produit un spectre synthétique total en déplaçant entre elles les configurations électroniques déterminées par l'utilisateur dans l'étape de pré-processing. Pour nous aider, nous avons donc généré des spectres pour différentes températures et tailles de source effective (qui rendent compte de l'effet de l'opacité). Nous représentons à la figure 5.9 un exemple des distributions spectrales associées à différentes températures pour la configuration $K^2L^7M^1$ et $K^2L^7M^2$. Les intensités ont été normalisées à la valeur maximale de chaque configuration et ont été décalées selon l'axe vertical pour plus de lisibilité. Ces courbes permettent d'estimer le rapport *relatif* entre chaque raie de chaque groupe de transition.

Nous pouvons noter la grande sensibilité de ces configurations à la température. D'importantes modifications dans les distributions spectrales sont observées entre 1 et 10 eV pour les deux configurations, avec notamment l'apparition des transitions $2p \rightarrow 2s$ reliées au groupe B_8 autour de 26 nm (voir tableau 4.5). Avec une température électronique plus importante, les phénomènes d'excitation collisionnelle sont plus importants et peuplent les niveaux d'énergie plus élevés (tel que le niveau 3d). Pour la configuration $K^2L^7M^1$, le rapport de raie entre les transitions $3s \rightarrow 2p$ et $3d \rightarrow 2p$ commence à s'inverser dès 30 eV et la partie de la transition $2p \rightarrow 2s$ devient très importante. Pour la configuration $K^2L^7M^2$, une modification importante du rapport de raie entre les transitions à 16.5 et 17 nm s'effectue entre 20 et 30 eV, ce qui a pour conséquence de nous permettre de déterminer l'intervalle de variation de la température associée aux configurations $K^2L^7M^2$ et $K^2L^7M^3$. L'émergence des transitions $2p \rightarrow 2s$ dans ces configurations est d'ailleurs moins forte.

Ces considérations, parmi d'autres, nous ont permis de déterminer une plage de variation des paramètres initiaux pour le calcul des distributions spectrales, nécessaire au déroulement du processus au sein de RAMA. Dans l'avenir, nous espérons introduire ces grandeurs en *paramètres* pour RAMA afin qu'il détermine tout seul les conditions initiales qui semblent le mieux correspondre à l'expérience. Bien entendu, cela va de paire avec une qualité des spectres accrue, de telle manière que le bruit des spectres perturbe le moins possible la recherche évolutive de l'algorithme génétique.

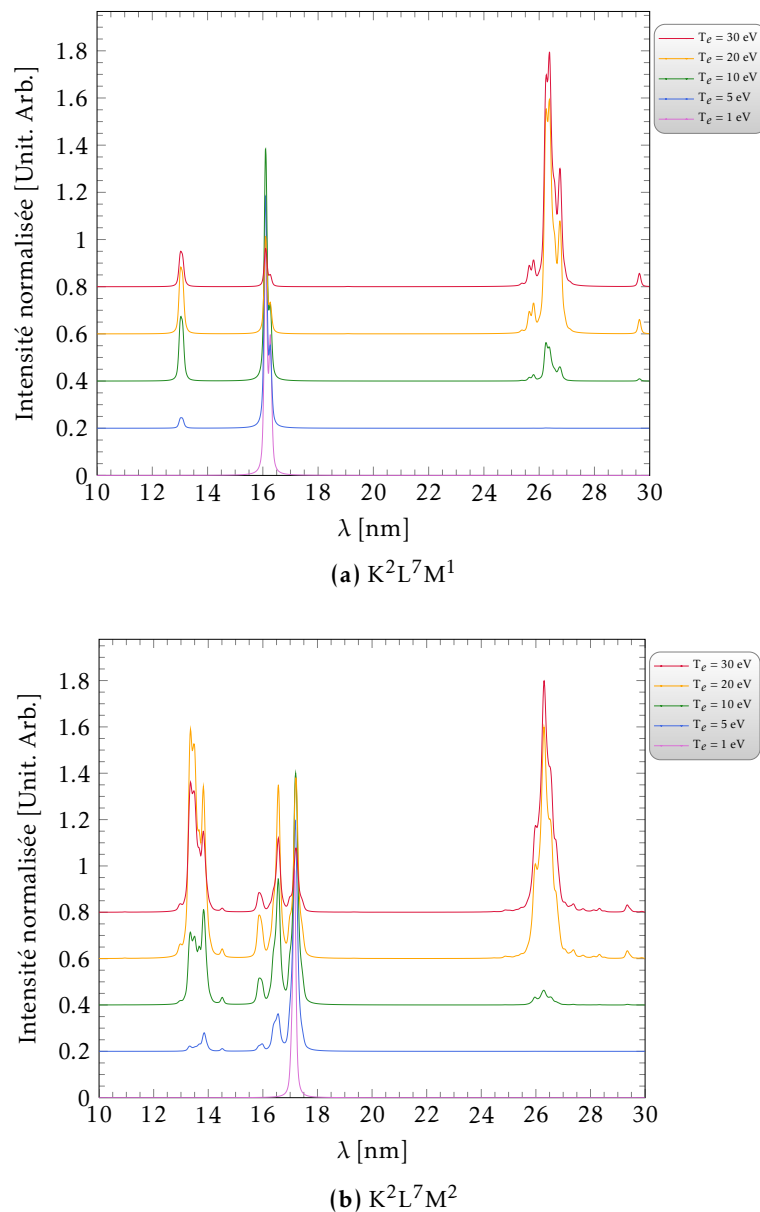


FIGURE 5.9 – Spectres synthétiques pour la configuration (a) $K^2L^7M^1$ et (b) $K^2L^7M^2$ pour les températures de 1, 5, 10, 20 et 30 eV.

5.2.2. Application de RAMA dans le cas où $I \approx 2 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$.

La figure 5.10 décrit le spectre synthétique total calculé par le code RAMA dans le cas où le laser FLASH est focalisé à l'intensité maximale de $I \approx 2 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$. Ce spectre est surimposé à la courbe expérimentale, en noir, telle qu'elle a été déterminée lors de la campagne décrite au chapitre 3. Aussi représentées sont les composantes du spectre total, constituées par les configurations $K^2L^7M^x$, $x \in [1, 2, 3]$. RAMA a fait évoluer une population de 150 individus sur 1000 générations pour vérifier la convergence du résultat. Nous avons fixé le signal de fond à 310 pour l'ensemble des spectres dont le bruit de fond linéaire décrit à la section 4.1.1. a été soustrait.

Comme l'ont montré les courbes de la figure 5.9, la température électronique associée aux configurations échantonnées ne peut pas rendre compte de l'expérience si nous conservons la même tempé-

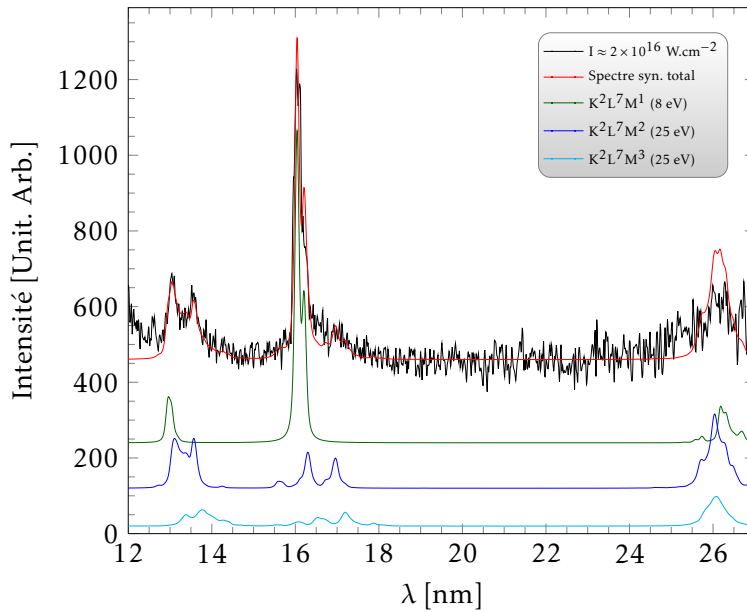


FIGURE 5.10 – Spectres synthétiques générés par le code RAMA surimposés au spectre expérimental (courbe en noir) dans le cas où l'intensité est maximale. Le courbe rouge est la somme des courbes associées aux configurations $K^2L^7M^1$, $K^2L^7M^2$ et $K^2L^7M^3$.

rature pour l'ensemble des trois configurations. Lorsque nous rentrons des températures différentes pour les configurations écrantées, nous pouvons voir que l'accord avec l'expérience est très bon (Gal-tier et al., 2010a). La configuration $K^2L^7M^1$ correspond à un état de plasma lorsque la température est d'environ $T_e \approx 8$ eV, alors que les configurations $K^2L^7M^2$ et $K^2L^7M^3$ proviennent d'un environnement à $T_e \approx 25$ eV. Nous remarquons que les transitions associées au groupe B_8 ne sont pas bien reproduites. Cette partie qui correspond aux transitions intra-couches fait l'objet d'une étude plus approfondie, notamment basée sur un calcul Stark, comme nous le verrons à la section 5.3.. Les contributions des configurations écrantées ne sont pas négligeables et, si elles n'étaient pas prises en compte, ne permettraient pas d'expliquer l'ensemble du spectre, notamment dans les ailes rouges des raies de résonance B_2 , B_5 et B_6 . Maintenant que nous avons accès à ces valeurs de densité, nous pouvons proposer une explication complète de l'interaction laser XUV-matière. Ceci est présenté à la section 5.2.4..

Nous pouvons d'ores et déjà remarquer que les quantités correspondantes à la configuration $K^2L^7M^1$ sont en bon accord avec le modèle décrit à la section 4.2.. Cette configuration, calculée en prenant en compte l'effet de l'opacité, reproduit bien la largeur à mi-hauteur, ainsi que le rapport entre les transitions des états de spin. Il faut cependant faire attention à l'interprétation que nous pouvons en faire. En effet, le taux radiatif de ces transitions est d'environ $\mathcal{A} \approx 10^{10} \text{ s}^{-1}$, donc l'émission s'étend au-delà de la nanoseconde et est intégrée sur toute cette période. De nombreux autres effets, comme le transport radiatif, doivent être pris en compte pour identifier précisément la température. Ce n'est par contre pas le cas des configurations écrantées $K^2L^7M^2$ et $K^2L^7M^3$ dont le taux est déterminé par la somme du taux radiatif \mathcal{A} et du taux d'auto-ionisation Γ puisque ce sont des niveaux auto-ionisants. Or le taux d'auto-ionisation pour ces configurations est d'environ $\Gamma \approx 10^{12} \text{ s}^{-1}$ et domine largement celui du taux radiatif, ce qui signifie que cette émission se termine au bout d'environ 1 ps, c'est-à-dire juste après la destruction du solide. Cette particularité fait des configurations écrantées un bien meilleur indicateur des conditions de température et de densité dans le plasma que la configuration $K^2L^7M^1$.

5.2.3. Application de RAMA dans le cas où $I \approx 9 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$.

La figure 5.11 décrit le spectre synthétique total et sa décomposition telle qu'elle a été calculée par RAMA pour une intensité sur cible légèrement plus faible que le cas précédent, $I \approx 9 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$. Les paramètres utilisés pour RAMA sont les mêmes que ceux décrits à la section précédente. La correspondance avec le spectre expérimental est encore une fois bonne, mais nous observons certaines disparités avec les transitions autour de 26 nm.

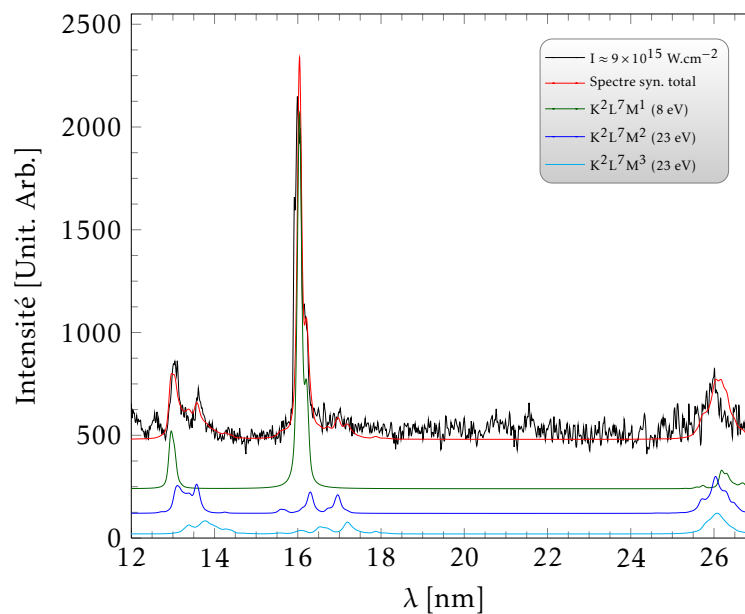


FIGURE 5.11 – Spectres synthétiques générés par le code RAMA surimposés au spectre expérimental (courbe en noir) dans le cas où l'intensité est proche du maximum. Le courbe rouge est la somme des courbes associées aux configurations $K^2L^7M^1$, $K^2L^7M^2$ et $K^2L^7M^3$.

Ceci est une preuve de l'importance de l'état dense et tiède sur notre connaissance des valeurs des niveaux d'énergie. Les transitions $2p \rightarrow 2s$ proviennent de conditions de densité plus fortes que pour les transitions satellites, donc nous pourrions nous attendre à ce que l'influence de l'environnement du plasma sur ces états soit plus importante et moins bien connue puisque plus proche de l'état exotique de matière dense et tiède. Le décalage autorisé au sein de RAMA pour ces transitions devrait donc être différent de celui des transitions satellites, et dans ce cas, nous obtiendrions un très bon accord sur tous les spectres. Ce décalage est donc une mesure directe de l'impact de l'état dense et tiède sur les niveaux d'énergie et peut donc nous permettre de tester des codes prenant en compte ces effets. C'est l'une des perspectives de travail sur l'algorithme RAMA.

Nous pouvons aussi noter que la température des configurations écrantées, $T_e \approx 23 \text{ eV}$, est inférieure à celle déterminée dans le cas où l'intensité est maximale : la sensibilité de ces configurations à la température est importante et permet d'être un vrai diagnostic pour la température du plasma.

5.2.4. Mécanismes de l'interaction laser XUV-matière à haute intensité.

5.2.4.1. Validité de l'équilibre thermodynamique local

L'approche à l'ETL, qui nous a servi pour l'étude préliminaire des spectres expérimentaux, est-elle toujours valable dans le cas des configurations écrantées? Pour répondre à cette question, nous allons comparer le taux d'excitation collisionnelle \mathcal{C} qui peuple un niveau haut à la somme des taux de transition radiatif \mathcal{A} et d'auto-ionisation Γ qui participent au dépeuplement d'un niveau excité. En effet, les configurations écrantées du type $K^2L^7M^{2-3}$ ont des niveaux auto-ionisants qui souvent sont d'une durée de vie beaucoup plus courte que ceux participant aux transitions radiatives.

De la même manière qu'à la section 4.2.1., nous avons utilisé le code FAC (Gu, 2008) pour déterminer les taux et les coefficients qui nous intéressent. Dans le cas des configurations écrantées, et en suivant la figure 5.12, nous avons considéré le taux radiatif \mathcal{A} des états $1s^22s^22p^53s^13d^1$ vers $1s^22s^22p^63s^1$, le taux d'auto-ionisation Γ de l'état $1s^22s^22p^53s^13d^1$ vers $1s^22s^22p^6$ (+ e) et le coefficient d'excitation collisionnelle \mathcal{C} entre l'état $1s^22s^22p^53s^13d^1$ et $1s^22s^22p^53s^13p^1$, calculé avec FAC et comparé avec l'équation 4.2 de H. Van Regemorter. Les résultats sont regroupés dans le tableau 5.13.

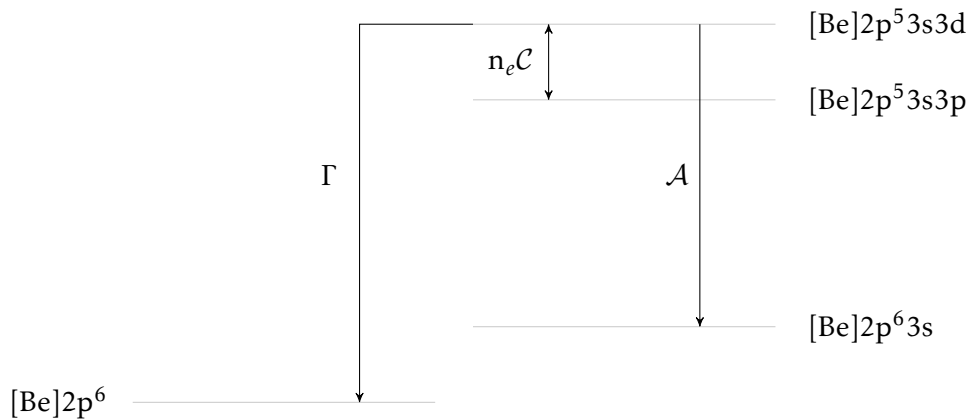


FIGURE 5.12 – États mis en jeu dans le calcul des taux pour valider la condition d'ETL du plasma juste après la destruction du solide.

TABLE 5.13 – Valeurs des taux radiatif et d'auto-ionisation, calculées avec le code FAC^a, et des coefficients d'excitation collisionnelle, calculés avec FAC^a et l'équation (4.2).

grandeur	valeur	unité
\mathcal{A}	3.6×10^{10}	s^{-1}
Γ	1.8×10^{12}	s^{-1}
\mathcal{C}_{FAC}	1.5×10^{-7}	$\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
\mathcal{C}_{Reg}	6.2×10^{-8}	$\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$

^a Gu (2008)

Pour une température de $T_e = 25$ eV et une densité électronique de $n_e = 1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, nous pouvons voir que dans les deux cas où le coefficient d'excitation collisionnelle est calculé avec FAC

ou avec l'équation 4.2, nous avons :

$$n_e \mathcal{C} \gg \mathcal{A} + \Gamma \quad (5.3)$$

c'est-à-dire que le peuplement des niveaux excités est assuré par un taux d'excitation collisionnelle très supérieur à celui du taux qui dépeuple ces mêmes niveaux par transition radiative et par auto-ionisation. Cette condition est celle de l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL) et nous ferons cette hypothèse dans la suite pour la détermination de la densité électronique.

5.2.4.2. Reconstitution de l'interaction laser XUV-matière

Avec l'aide du code RAMA, nous avons vu dans les sections précédentes que les distributions spectrales $K^2L^7M^x$, $x \in [2, 3]$ reflètent une température électronique du plasma supérieure à celle de la configuration résonante $K^2L^7M^1$ décrivant l'état du plasma dans sa phase de recombinaison.

Y aurait-il alors un sens à parler de différentes températures électroniques dans le cadre de cette analyse spectrale? La réponse est oui. En effet, les spectres que nous obtenons sont intégrés temporellement, et comme nous l'avons montré à l'aide de RAMA, nous ne pouvons pas identifier chaque transition dans les spectres expérimentaux sans faire appel à une température différente pour certaines d'entre elles.

La deuxième question que l'on peut se poser concerne l'origine d'une telle situation. Nous avons déjà vu à la section 4.2.2. et avec la figure 4.14 que l'interaction entre le laser FLASH et l'aluminium s'effectue par photo-ionisation des électrons de la couche L, les centres atomiques restant sur leur nœud cristallin. La suite de l'histoire de l'évolution de l'interaction et de la transition de phase solide-plasma s'oriente autour de l'état dans lequel se trouve chaque atome d'aluminium dans la maille cristalline.

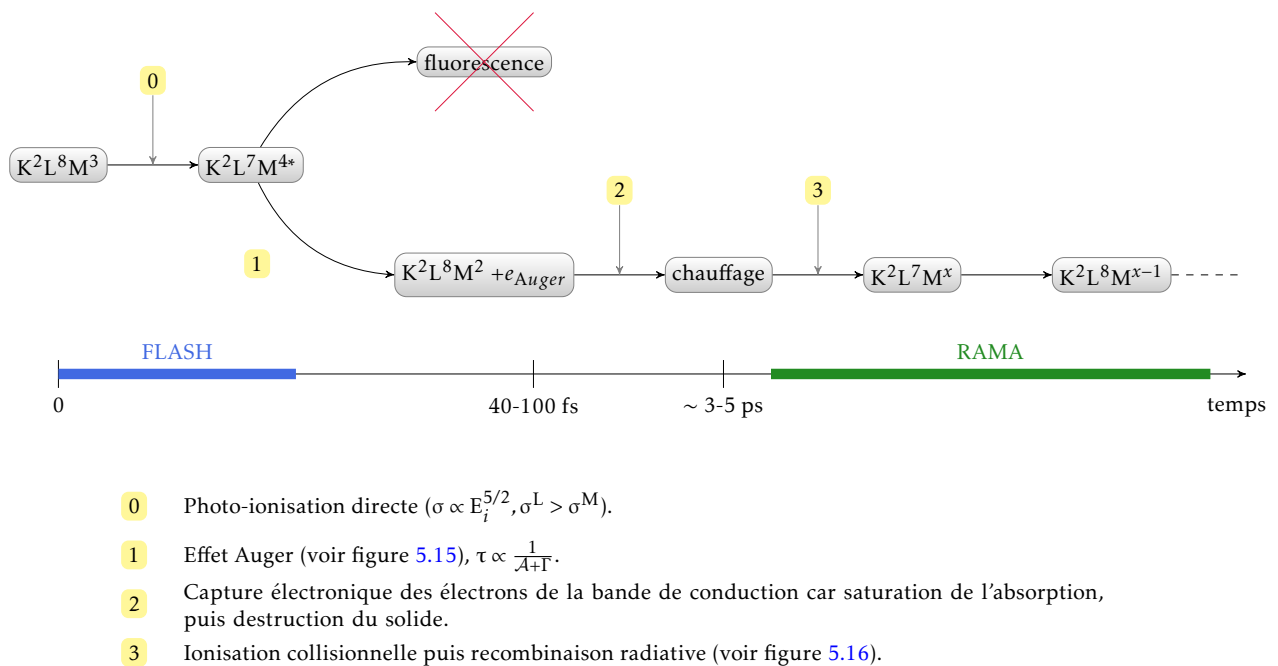


FIGURE 5.14 – Schéma du mécanisme d'interaction laser XUV-matière.

La durée d'impulsion laser étant de ~ 20 fs, l'ensemble des atomes photo-ionisés n'a pas le temps

de subir une expansion hydrodynamique, laquelle se produit typiquement après 1 ps. Le photo-électron résultant de l'irradiation de l'aluminium par le laser est alors éjecté dans la bande de conduction, qui se superpose partiellement avec la bande de valence dans le cas d'un conducteur tel que l'aluminium (pour rappel, nous sommes toujours en présence d'un solide pendant les 20 femtosecondes que dure l'irradiation).

La particularité de pénétration des lasers XUV à haute intensité fait que c'est l'ensemble des atomes du volume irradié qui est photo-ionisé, phénomène responsable de la saturation de l'absorption du laser par l'aluminium, c'est-à-dire de la transparence du matériau au rayonnement laser de longueur d'onde 13.5 nm lors de l'irradiation (Nagler et al., 2009). À ce niveau-là, nous ne pouvons pas parler de configuration électronique puisqu'à l'état solide, les atomes mettent en commun leurs niveaux d'énergie pour former des bandes d'énergie plutôt que des niveaux discrets. Nous sommes effectivement à la frontière entre la physique du solide et la physique du plasma. C'est pour cette raison que nous utilisons la notation manipulant les couches atomiques plutôt que celle décrivant les sous-couches via les nombres quantiques principaux et orbitaux.

L'état dans lequel se trouve chaque atome pendant l'irradiation peut donc se représenter sous la forme $K^2L^7M^{4*}$, où l'astérisque représente l'état « excité » dans lequel se trouve le matériau. Avec une énergie de photon de 92 eV, un potentiel d'ionisation de la couche 2p de ~ 76 eV et une énergie de Fermi de 11.6 eV (nous sommes bien dans un solide), l'énergie de thermalisation finale dans la bande de conduction avec l'apport énergétique de ce photo-électron aux trois électrons de la bande de valence M est donc de :

$$\frac{92 - 76 + 11.6}{1 + 3} \approx 7 \text{ eV} \quad (5.4)$$

Notons qu'à plus faible intensité ($I \approx 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$), le chauffage des électrons de la bande de valence juste après l'impulsion laser conduit à une augmentation de leur température de 1.1 eV (Vinko et al., 2010), ce qui ne semble pas contredire cette estimation à haute intensité. Ensuite, cet état peut se stabiliser soit par fluorescence, soit par effet Auger. La fluorescence est le mécanisme standard de « désexcitation radiative » des solides irradiés sous faible intensité. Mais dans notre cas, la disposition électronique est telle que les bandes d'énergie sont aussi auto-ionisantes (voir figure 4.6). Or le facteur de branchement associé au mécanisme de désexcitation de l'état $K^2L^7M^{4*}$ est de 99.76% pour l'auto-ionisation (Bambynek et al., 1972; Rosmej et al., 2010). C'est donc ce mécanisme qui sera prépondérant pour la désexcitation du matériau. L'effet Auger ou auto-ionisation est représenté schématiquement dans notre cas à la figure 5.15. Ce mécanisme non radiatif provoque l'éjection

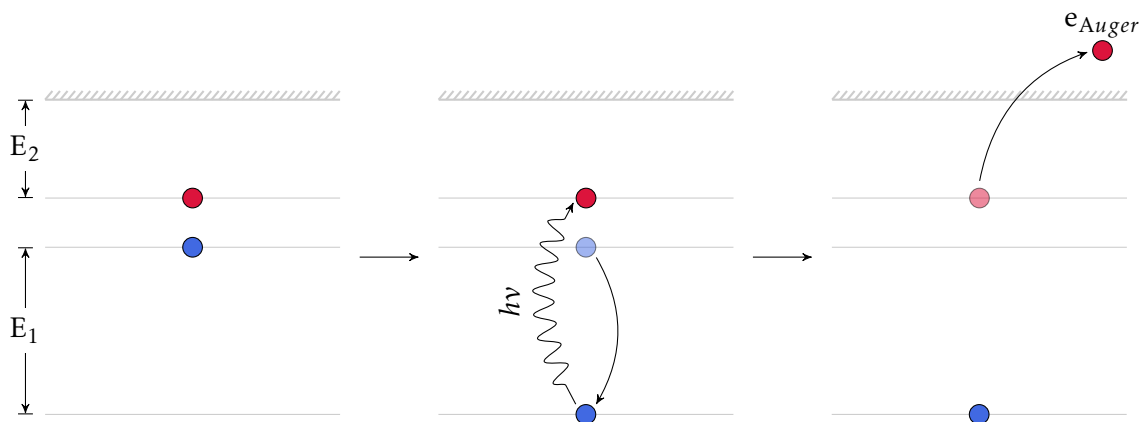


FIGURE 5.15 – Diagramme représentant l'effet Auger. Étape 1 : état initial multi-ement excité. Étape 2 : désexcitation radiative de l'électron bleu avec émission d'un photon. Étape 3 : photo-ionisation interne de l'électron rouge *uniquement* si $E_1 > E_2$.

d'un électron (Auger) de la souche 3l à la suite de la désexcitation d'un électron de sous-couche 3l' vers le trou en sous-couche 2p créé par le laser XUV et l'émission d'un photon énergétique en un temps $\tau \propto \frac{1}{A+\Gamma} \approx 100$ fs pour $A \approx 10^{10} \text{ s}^{-1}$ et $\Gamma \approx 10^{13} \text{ s}^{-1}$ (Cowan, 1981). L'électron Auger possède donc une énergie importante égale à la différence entre le potentiel d'ionisation d'un électron de la sous-couche 2p et 3l, ce qui correspond à ~ 70 eV. Ce mécanisme se produit à l'échelle du volume et c'est l'ensemble des atomes qui va éjecter un électron Auger possédant une énergie cinétique de 70 eV. L'impulsion laser étant stoppée depuis plusieurs dizaines de femtosecondes, il n'y a pas de modification notable dans la composition électronique des atomes, mis à part sous l'action de l'effet Auger, ce qui laisse les atomes du matériau dans l'état $K^2L^8M^{x-2}$, $x \in [3, 4]$. La matière se trouve alors dans un état *exotique* (Nagler et al., 2009), où le centre de chaque atome se trouve toujours au nœud de la maille cristalline, mais où la structure électronique de chaque atome est significativement altérée. Ces électrons Auger sont responsables de la destruction de la structure cristalline. En effet, l'énergie de ces électrons va s'équilibrer avec les deux électrons restants dans la bande de valence M selon :

$$\frac{70 + 7 + 11.6}{1 + 2} \approx 30 \text{ eV} \quad (5.5)$$

Une température inférieure à 30 eV est suffisante pour provoquer la destruction de la structure cristalline de l'aluminium via couplage électron-phonon, donc le résultat que nous obtenons correspond à l'état de la matière *juste après* la destruction effective des mailles cristallines et donc à une densité électronique que nous allons déterminer plus tard, *légèrement* en-dessous de la densité du solide. Ceci intervient quelques ps après le début de l'interaction entre le laser XUV et l'aluminium (Lin et al., 2008). Les processus de recombinaison diélectronique peuvent alors avoir lieu pour former la multiplicité des configurations écrantées, observées expérimentalement.

Ce modèle simple est en bon accord avec la température électronique des configurations écrantées $K^2L^7M^2$ et $K^2L^7M^3$ déterminées à l'aide de RAMA à la section 5.2.2. pour l'irradiation à intensité maximale de $I \approx 2 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$. Qu'en est-il de la densité électronique des configurations $K^2L^7M^x$, $x \in [2, 3]$? Pour estimer la densité électronique du plasma lorsque les configurations écrantées ont été produites, nous pouvons partir de l'équation de Saha-Boltzmann qui décrit la distribution des niveaux d'énergie entre les différents états d'ionisation du plasma (Fujimoto and McWhirter (1990); Griem (1964) et Gill (1981, chap. 10)) :

$$\frac{N_\xi n_e}{N_{\xi-1}} = 2 \left(\frac{mc^2 T_e}{2\pi (\hbar c)^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{g_\xi}{g_{\xi-1}} e^{-\frac{\Delta E}{k_B T_e}} \quad (5.6)$$

où N_ξ et $N_{\xi-1}$ sont les populations des états d'ionisation ξ et $\xi-1$ respectivement, ΔE est la différence d'énergie entre l'état de charge $\xi-1$ et ξ , et g_ξ et $g_{\xi-1}$ sont les poids statistiques totaux des configurations dans l'état de charge ξ et $\xi-1$ respectivement. Or le rapport $\frac{N_\xi}{N_{\xi-1}} \approx \frac{f_k}{f_{k-1}}$ est une valeur donnée en *sortie* par l'algorithme génétique dans le cas des configurations écrantées $K^2L^7M^2$ et $K^2L^7M^3$. Il faut pour cela se rappeler des équations (4.25) et (4.26) dont les similarités mettent en avant le fait que l'algorithme génétique possède les populations relatives N_ξ et $N_{\xi-1}$ comme paramètres. Le code de (Cowan, 1981) donne la valeur de $\Delta E \approx 8$ eV, et le poids statistique total des configurations est donné par :

$$g_\xi = \prod_{i=1}^q \frac{(4l_i + 2)!}{N_i! (4l_i + 2 - N_i)!} \quad (5.7)$$

où q est le nombre de sous-couches de nombre quantique orbital l_i d'une configuration donnée, et N_i est le nombre total d'électrons dans la sous-couche q . Nous avons donc toutes les données pour déterminer la densité électronique n_e . Dans notre cas, pour la configuration $K^2L^7M^2$, $\xi = 2$ et pour la configuration $K^2L^7M^3$, $\xi = 1$, l'équation (5.6) devient donc :

$$\frac{N_2 n_e}{N_1} = 6.04 \times 10^{21} T_e^{\frac{3}{2}} \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{\Delta E}{k_B T_e}} \quad (5.8)$$

Or l'algorithme génétique propose une température électronique de 25 eV pour les deux configurations, une valeur de $f_2 = 9 \times 10^{-2}$ et $f_1 = 5 \times 10^{-2}$. Les poids statistiques totaux sont $g_2 = 6$ et $g_1 = 36$, donc nous en déduisons que la densité électronique associée aux configurations écrantées est de :

$$n_e \approx 5 \times 10^{22} \text{cm}^{-3} \quad (5.9)$$

C'est une fraction significative de la densité du solide à une température modérée. L'évolution temporelle du matériau, désormais à l'état de plasma dense, s'organise à partir de la destruction du solide et le code RAMA nous a permis de déterminer une température et une densité électroniques de l'ordre de $T_e \approx 25 \pm 5$ eV et $n_e \approx 5 \pm 3 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$ (et $n_i \approx 10^{22} \text{cm}^{-3}$ pour un degré d'ionisation moyen de 1), ce qui est aussi en très bon accord avec les simulations effectuées avec RAMA. L'étude des configurations $K^2L^7M^2$ et $K^2L^7M^3$ nous permet donc de caractériser un plasma à densité proche de celle du solide, mais avec une température modérée, telle que :

$$\Gamma_{ii} \approx 1 \quad (5.10)$$

$$\Theta \approx 1 \quad (5.11)$$

où Γ_{ii} et Θ sont les paramètres de couplage et de dégénérescence selon les équations (1.1b) et (1.2b). La valeur de ces paramètres nous permet de dire que le plasma observé et étudié est bien un plasma dense et tiède dégénéré. La fin de l'évolution temporelle du matériau, désormais à l'état de plasma dense, s'organise autour de la phase de recombinaison que nous avons déjà traitée à la section 4.2. et qui présente une température et une densité électroniques de l'ordre de $T_e \approx 8 \pm 2$ eV et $n_e \approx 3 \pm 1 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$. Les processus atomiques tels que la recombinaison diélectronique de la figure 5.16 y prennent place et modifient les degrés d'ionisation et l'équilibre énergétique tout au long du refroidissement du plasma. L'ensemble des étapes de l'interaction FLASH-aluminium est résumé à la figure 5.14 et dans la publication de [Galtier et al. \(2010a\)](#).

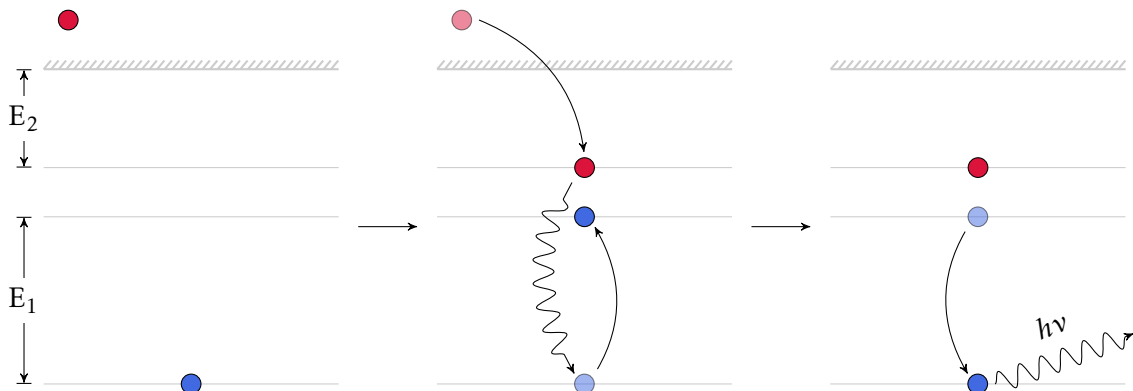


FIGURE 5.16 – Diagramme représentant la recombinaison diélectronique suivie par une stabilisation radiative. Étape 1 : état initial où l'électron rouge possède l'énergie $E = E_2 + E_1 \pm \delta E_1$, avec δE_1 la largeur du niveau de l'électron bleu. Étape 2 : capture de l'électron rouge dans un niveau lié avec émission d'un photon qui va exciter l'électron bleu par photo-absorption résonante. Étape 3 : stabilisation radiative par désexcitation spontanée de l'électron bleu.

Attention, les configurations à trous créées par l'interaction FLASH-aluminium ne correspondent pas à des ions creux qui sont des atomes n'ayant *aucun* électron en couche interne, K ou L dans le cas de l'aluminium. Ces ions sont particulièrement prometteurs pour l'étude des plasmas à très haute densité ([Rosmej and Lee, 2007](#); [Rosmej et al., 2007b](#)) du fait de l'énergie (de l'ordre du keV) des photons émise lors de la désexcitation d'électrons issus de configurations d'ions creux, donc très peu sensibles à l'absorption du milieu environnant et pouvant facilement s'échapper de la source pour

être diffractés par un spectromètre, par exemple. L'étude proposée dans ce travail de thèse pose les premières pierres d'une étude systématique et fiable de l'interaction laser X dur, installation proposée au LCLS ou bientôt disponible sur XFEL. Par cette méthode d'analyse, nous pouvons reconstituer l'histoire de l'évolution de l'interaction laser XUV-matière, ainsi que la caractérisation du plasma dense et tiède issu de cette interaction, même si nous n'avons pas encore à notre disposition des diagnostics avec une résolution temporelle de l'ordre de la dizaine de femtosecondes.

5.3. L'effet Stark

Dans cette section, nous présentons des résultats préliminaires et en cours d'approfondissement sur l'influence de l'effet Stark sur les spectres d'aluminium dans l'intervalle de longueur d'onde [10-30] nm. La figure 5.17 donne l'évolution des spectres synthétiques en fonction des densité et température électroniques pour la configuration $K^2L^7M^2$, calculée à l'aide du code PPP. Nous avons conduit plusieurs simulations sur l'intervalle spectral *complet*, et non pas sur une seule raie comme il serait coutume de faire dans ce genre de simulation extrêmement coûteuse en termes de ressources de calculs. Un résultat remarquable dans notre cas est celui décrit à la figure 5.17(a). L'influence de la

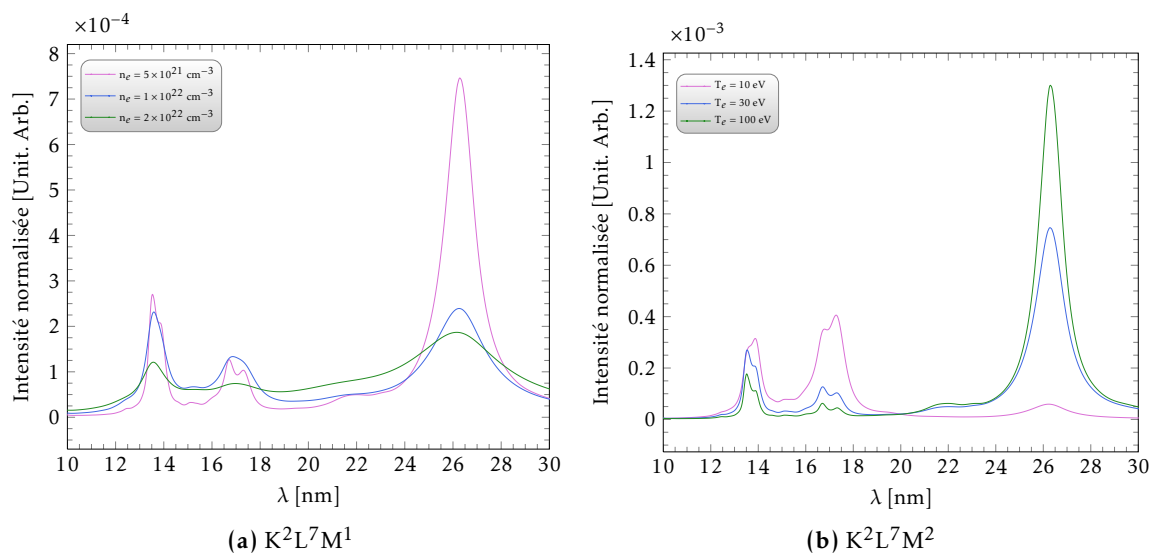


FIGURE 5.17 – Spectres synthétiques pour la configuration $K^2L^7M^2$ pour plusieurs valeurs de densité (a) et de température (b) électroniques.

densité est tel que pour une densité proche de 10^{22} cm^{-3} , l'élargissement des raies intra-couches $2p \rightarrow 2s$ conduit à un signal important même très loin des raies. Ceci pourrait être à l'origine d'une partie du rayonnement important observé sur les spectres expérimentaux, en bleu sur la figure 4.4a, autour du groupe de transitions à 26 nm. Le rayonnement continu libre-libre (*Bremsstrahlung*) pourrait avoir aussi contribué fortement à ce signal de fond, comme le montre la figure 4.16 de la page 53 où le code FLYCHK prévoit une pente qui correspond à celle des données expérimentales. Le *Bremsstrahlung* ne peut cependant pas expliquer à lui seul l'intensité du rayonnement observé. Et d'après les premières simulations avec PPP, l'effet Stark semble être un bon candidat pour compléter cette image. Nous pouvons aussi ajouter que l'élargissement dû à l'effet Stark semble correspondre aux observations expérimentales, comme le montre la figure 5.10. En effet, l'effet Stark a pour conséquence de réduire l'intensité des transitions autour de 26 nm et d'augmenter leur largeur à mi-hauteur, ce qui semble mieux correspondre à l'expérience. Le couplage non trivial de l'effet Stark au calcul des distributions spectrales est une perspective de ces travaux.

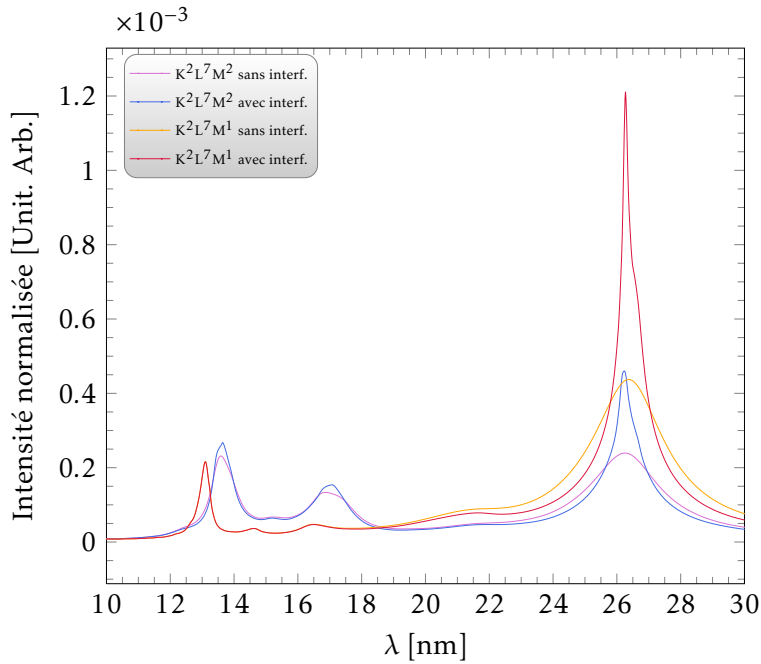


FIGURE 5.18 – Spectres synthétiques générés par le code PPP pour les configurations $K^2L^7M^1$ ($n_e = 3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 20 \text{ eV}$) et $K^2L^7M^2$ ($n_e = 1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 20 \text{ eV}$).

Un autre phénomène d'intérêt et observé dans ces simulations est l'effet des termes d'interférence sur le signal autour de 26 nm, comme le montre la figure 5.18. Ces courbes correspondent aux configurations $K^2L^7M^1$ et $K^2L^7M^2$, calculées avec une température électronique de $T_e = 20 \text{ eV}$ et une densité de $n_e = 3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ pour la première configuration, et $n_e = 1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ pour la deuxième. L'ajout des termes d'interférence produit un profil Lorentzien très intense dont l'intégrale reste constante, ce qui se traduit par une diminution de la largeur à mi-hauteur de la raie correspondante. Cet effet n'impacte profondément que les transitions intra-couches, et ce pour les deux configurations. Cependant la surcharge de calcul est énorme, du fait du mixage des niveaux entre eux : un calcul pour la configuration $K^2L^7M^2$ prend environ une semaine sur l'intervalle spectral considéré. Nous devons donc travailler à l'optimisation du code pour ce travail très particulier, et peut-être envisager une parallélisation du code. L'influence de l'effet Stark sur les spectres expérimentaux semble dans tous les cas non négligeable et les travaux futurs devraient apporter plus de précisions sur son importance (Calisti et al., 2011).

5.4. Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, nous présentons un nouvel outil d'analyse spectrale, RAMA, utilisé pour comprendre l'origine des configurations échantées de l'aluminium lorsqu'il est irradié à haute intensité. Ce code est composé de deux unités principales :

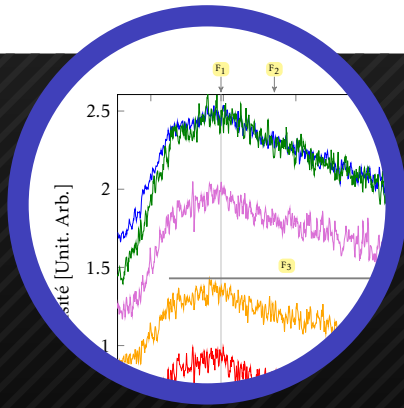
- 1 – une unité de pré-processing qui est basée sur une partie du code collisionnel-radiatif MARIA et qui calcule les distributions spectrales détaillées en prenant en compte l'effet de l'opacité ;
- 2 – une unité basée sur l'algorithme génétique PIKAIA qui manipule la somme des distributions spectrales pour la faire coïncider avec un spectre expérimental.

L'algorithme génétique, métaheuristique efficace pour l'optimisation de fonctions dans le cas de problèmes complexes, utilise le principe de sélection naturelle pour faire évoluer une population de solutions potentielles au problème vers la solution optimale. Cette sélection s'effectue au moyen des opérateurs de mutation et d'enjambement, intrinsèquement stochastiques, ainsi que du plan de reproduction voulu. Nous avons amélioré le générateur de nombres aléatoires de PIKAIA pour qu'il puisse produire une séquence de nombres en double précision, ceci afin de ne pas brider les détails apportés par les distributions spectrales.

Nous avons utilisé les trois configurations $K^2L^7M^x$, $x \in [1 - 3]$ de l'aluminium. Les paramètres libres, déterminés par RAMA, sont un déplacement en longueur d'onde et l'intensité pour chaque distribution spectrale complète. L'application de RAMA dans le cas où l'aluminium est irradié à haute intensité révèle que les configurations à trous doivent être à une température différente de la configuration résonante pour rendre compte de l'expérience. À intensité maximale, l'émission provenant des configurations $K^2L^7M^2$ et $K^2L^7M^3$ est de $k_B T_e \approx 25$ eV. Celle de la configuration résonante est d'environ 8 eV, ce qui est cohérent avec les résultats du chapitre 4. Après avoir validé la condition d'équilibre thermodynamique local dans le cas des configurations à trous, en comparant le taux d'excitation collisionnelle avec la somme du taux radiatif et du taux d'auto-ionisation (au contraire des configurations résonantes, les configurations écrantées ont leurs niveaux d'énergie auto-ionisants), nous déterminons la densité électronique du milieu en utilisant l'équation de Saha-Boltzmann. L'algorithme génétique nous donne le rapport des populations des niveaux des configurations à trous, ce qui nous permet d'en déduire une densité électronique de $n_e \approx 5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, c'est-à-dire une importante fraction de la densité du solide.

Ces conditions de température et de densité électroniques nous permettent d'établir l'évolution de l'interaction laser XUV-aluminium, donnée schématiquement à la figure 5.14. Les photons de 91.8 eV de l'impulsion laser XUV photo-ionisent un électron de la sous-couche 2p de l'aluminium durant le temps de l'impulsion. Cette photo-ionisation est favorisée pour les sous-couches internes du fait de la dépendance de la section efficace de photo-ionisation en fonction de l'énergie $\sigma \propto E_I^{5/2}$. L'ensemble du volume irradié est photo-ionisé, produisant ainsi un solide dont chaque atome a un trou dans la sous-couche 2p pendant environ 20 fs (Nagler et al., 2009). Cette matière relaxe ensuite après l'impulsion laser par effet Auger en produisant de manière massive un électron Auger par atome qui va se thermaliser très rapidement avec les électrons de la bande de conduction en chauffant la matière. Avec une température électronique de 30 eV, le couplage phonon-électron entraîne la destruction du matériau après environ quelques picosecondes. La matière commence alors à exhiber une structure atomique discrète produisant l'émission des états à trous juste après la destruction du solide. Cette émission correspond aux configurations à trous analysées par RAMA. Le processus de recombinaison diélectronique produit alors des configurations possédant un trou dans la couche 2s par excitation collisionnelle, ce qui va induire une émission intra-couches $2p \rightarrow 2s$ (Galtier et al., 2010a). Quelques centaines de picosecondes après le début de l'interaction entre FLASH et l'aluminium, l'émission résonante analysée au chapitre 4 va enfin avoir lieu et correspond à la phase de recombinaison. Finalement, nous effectuons une analyse préliminaire de l'impact de l'effet Stark électronique et des termes d'interférence sur l'émission de la cible, en comparant qualitativement les spectres synthétiques calculés avec le code PPP et les spectres expérimentaux (Calisti et al., 2011).

Nous avons étudié la transition de phase solide-plasma en analysant l'émission propre de la cible d'aluminium. Cette étude est la première preuve expérimentale de l'importance de l'effet Auger sur le chauffage de la matière lorsqu'elle est irradiée par un laser XUV à haute intensité (Galtier et al., 2010a). Dans la partie suivante, nous irradions cette fois-ci une cible de nitrure de bore dont la structure électronique est très différente de l'aluminium et qui exhibe donc un mécanisme de chauffage très différent.



II

Interaction laser XUV-azote

Chapitre 6

Dispositif expérimental (BN)

6.1. Motivations	87
6.2. Dispositif expérimental	89
6.2.1. Améliorations matérielles	89
6.2.2. Vue d'ensemble des diagnostics	91
6.3. Spectroscopie des X mous	94
6.3.1. Le diagnostic	94
6.3.2. Les images CCD	97
6.4. Conclusions du chapitre	100

6.1. Motivations

Dans la partie I, nous avons détaillé l'analyse de l'interaction entre le laser à électrons libres FLASH et une cible d'aluminium solide. Nous avons mis en évidence un mécanisme complexe d'absorption de l'énergie laser par photo-ionisation des électrons de couche interne (chapitre 3), conduisant à la création d'un état transitoire *exotique* par effet Auger et à la formation d'un plasma dense et tiède dont nous avons observé et analysé l'émission propre (chapitre 4). Dans le cadre plus général que nous avons posé dans l'Introduction, page 1, l'étude de l'interaction laser XUV/X-matière ne peut se réduire à celle avec un seul matériau, aussi bien connu soit-il. Puisque le numéro atomique de l'aluminium est $Z = 13$ (moyennement élevé), nous avons choisi d'utiliser un autre matériau cette fois-ci de faible Z . C'est l'azote, avec un $Z = 7$, qui est généralement utilisé. Bien sûr, à température ambiante, ce composé est à l'état gazeux sous forme de diazote N_2 . Il est donc mélangé à du silicium au travers de la molécule de nitrure de silicium Si_3N_4 , afin de l'obtenir sous forme solide dans des conditions de température et de pression standards. Cependant, d'un point de vue spectroscopique, cela présente un sérieux désavantage : les émissions propres du silicium et de l'azote se recouvrent dans l'intervalle spectral d'intérêt, ce qui a pour conséquence de rendre inutilisables les spectres d'émission issus de l'interaction laser XUV/X-nitrure de silicium.

Le nitrure de bore, noté BN, n'a pas cet inconvénient. L'émission du bore dans le domaine des X mous (que nous justifierons sous peu) est largement hors de la fenêtre spectrale de celle de l'azote. Le nitrure de bore est constitué par compression à chaud de la poudre de nitrure de bore et s'arrange en maille hexagonale. C'est un excellent isolant, ce qui implique une organisation de sa structure électronique très différente de celle de l'aluminium, où la bande de valence et celle de conduction se chevauchent. Par ailleurs, comme nous l'expliquerons en détails au chapitre 8 avec le diagramme des

niveaux d'énergies de l'azote à la figure 8.6, le potentiel d'ionisation de ses sous-couches est tel que les photons de FLASH ne peuvent pas photo-ioniser un ou plusieurs électrons des couches *internes* au tout début de l'interaction. Nous nous attendons donc à un comportement et à un mécanisme de chauffage très différents de ceux avec l'aluminium.

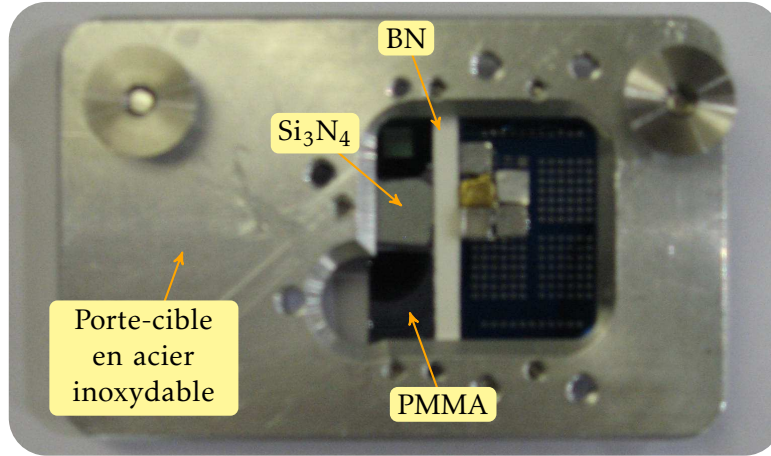


FIGURE 6.1 – Support cible avec l'ensemble des matériaux. Le nitrure de bore est l'étroite bande blanche verticale.

Toujours dans le cadre de la *Peak Brightness Collaboration*, la campagne expérimentale dédiée à la spectroscopie et intitulée *Probing plasma dynamics using time-resolved spectroscopy* a été organisée en février 2009 autour de la proposition n° II-20060267 EC de D. Riley *et al.*. À cette occasion, nous avons pour but d'observer le rayonnement X mou issu de l'interaction entre FLASH et les cibles de nitrure de bore. En effet, de par son grand libre parcours moyen, le rayonnement X ne souffre presque pas des multiples réabsorptions et réémissions lors de son parcours dans le milieu (Rosmej, 2011; Urch, 1994). Dans le cas d'un profil Doppler pour un photon issu d'une transition entre un niveau haut j et un niveau bas i , l'expression du coefficient d'absorption lié-lié d'un photon de longueur d'onde λ_{ji} est :

$$\tau_{0,ij} \approx \frac{e^2 \sqrt{2\pi \ln 2}}{m_e c^2} \sqrt{\frac{Mc^2}{k_B T_i}} \lambda_{ji} f_{ij} n_i L_{\text{eff}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta E_{ji}}{k_B T_e}} \right) \propto \lambda_{ji} f_{ij} \quad (6.1)$$

où m_e et M sont respectivement les masses de l'électron et de l'ion, T_i et T_e sont respectivement les températures ionique et électronique, f_{ij} est la force d'oscillateur de la transition du niveau bas i vers le niveau haut j , n_i est la densité ionique (*à ne pas confondre avec la population du niveau i*), L_{eff} est une dimension caractéristique quelques fois proche de la taille de la source, et ΔE_{ji} l'énergie de la transition entre le niveau haut j et le niveau bas i . Donc d'après l'équation (6.1), la longueur d'onde du rayonnement X étant 2 à 3 ordres de grandeur plus faible que celle du rayonnement optique, ce rayonnement sera très faiblement absorbé comparé au rayonnement visible. Le rayonnement X aura alors tendance à s'échapper plus facilement d'un milieu dense et pourra donc constituer une source de diagnostic pour l'émission propre du matériau.

Dans le cas de l'azote, nous avons donc choisi d'observer une raie très intense dans le domaine du X mou, c'est-à-dire He_α à 28.786 \AA ($\sim 430.7 \text{ eV}$). Cette longueur pose d'importantes contraintes au niveau du dispositif expérimental. En effet, le temps laser étant dédié à la spectroscopie, nous avons mis en place un certain nombre de diagnostics qui, dans la chambre « pizza-oven », prenaient énormément de place. Pour répondre à ces *fortes contraintes spatiales*, nous avons mis en place une procédure d'alignement et de positionnement du spectromètre dans le domaine des X mous, basée

sur de la conception tridimensionnelle effectuée en amont de la campagne expérimentale. L'ensemble de ces points est détaillé dans la suite du texte.

6.2. Dispositif expérimental

Tout d'abord, les conditions laser utilisées lors de cette campagne, où nous avons irradié à haute intensité une cible de nitrure bore, sont exactement les mêmes que celles décrites dans le chapitre 3. Le lecteur peut donc se référer au tableau 3.2 page 27 pour plus de détails. Ensuite, forts de notre expérience l'année passée sur la même installation laser, nous avons mis en place un certain nombre d'améliorations au dispositif expérimental. Ce qui est commun à l'expérience décrite au chapitre 3 est que nous avons effectué la campagne sur la même ligne laser, BL3, avec la même chambre expérimentale, appelée *pizza-oven*. L'arrangement de la parabole, du porte-cible et du miroir de renvoi vers le télescope n'a été que légèrement modifié par rapport à l'année précédente. Nous avons donc pu démarrer plus vite la campagne et dans de meilleures conditions.

6.2.1. Améliorations matérielles

La figure 6.2 est une photo du dispositif expérimental complet avec tous les diagnostics mis en place. La première modification majeure concerne le système de pompage de la chambre. Cette fois-ci, les tubes reliant la pompe primaire (sous la chambre) à la chambre ont été raccourcis pour éviter de devoir pomper un volume inutile, et donc de perdre du temps lors du pompage et d'augmenter le risque de fuite (plus de connexions aux brides sont nécessaires). Par ailleurs, deux petites turbo-pompes moléculaires ont été installées sur les côtés de la chambre pour améliorer la vitesse de pompage une fois que la primaire a atteint sa pression de seuil. Une autre pompe secondaire a été placée en amont de la chambre, au niveau de la tubulure qui relie FLASH à la chambre, permettant aussi d'augmenter la vitesse de pompage.

L'ensemble de ces pompes nous a permis d'atteindre une pression de 10^{-7} torr en environ 45 min. Pour identifier rapidement les fuites sur les brides de la chambre, nous avons utilisé un spectromètre de masse qui nous permet d'injecter par une buse de l'hélium gazeux dans la chambre par les zones qui nous semblent suspectes. Une sonde permet alors d'analyser la quantité d'hélium présent dans la chambre, ce qui nous indique si oui ou non la zone incriminée est une fuite. Lorsque nous ouvrons la chambre pour effectuer des modifications du dispositif intérieur, nous y injectons au préalable du diazote N_2 afin d'éviter la formation de glace dans les conduits et sur la zone active des CCD suite à une décompression trop rapide.

Deux modifications majeures ont été portées sur les composants de la table optique à l'intérieur de la chambre expérimentale. La première concerne le changement des micro-contrôles motorisés du porte-cible : ceux de l'année passée n'avaient pas une course suffisante et n'étaient pas efficaces dans un environnement où règne un vide poussé. La figure 6.3 montre le porte-cible hors de la chambre d'expérience avec les trois nouveaux micro-contrôles de 25 mm de course chacun. Cette course est très pratique pour trouver la tache focale et pour modifier l'intensité sur cible via la translation selon l'axe du faisceau Z. Cependant, les dimensions de tels moteurs, et notamment celui noté Z, s'étendaient jusqu'au milieu de la table optique, ce qui pouvait rentrer en conflit avec le support de la parabole de micro-focalisation, voire même le spectromètre dans les X mous. Nous avons donc dû recréer toute la chambre dans un logiciel 3D, SolidWorks, pour vérifier l'encombrement de chaque élément. Par ce biais, nous avons pu identifier une position optimale pour chaque dispositif, leur permettant d'accomplir leur tâche sans interférer entre eux.

Ceci a aussi été le cas pour le miroir de contrôle visuel de la tache focale qui renvoie la lumière

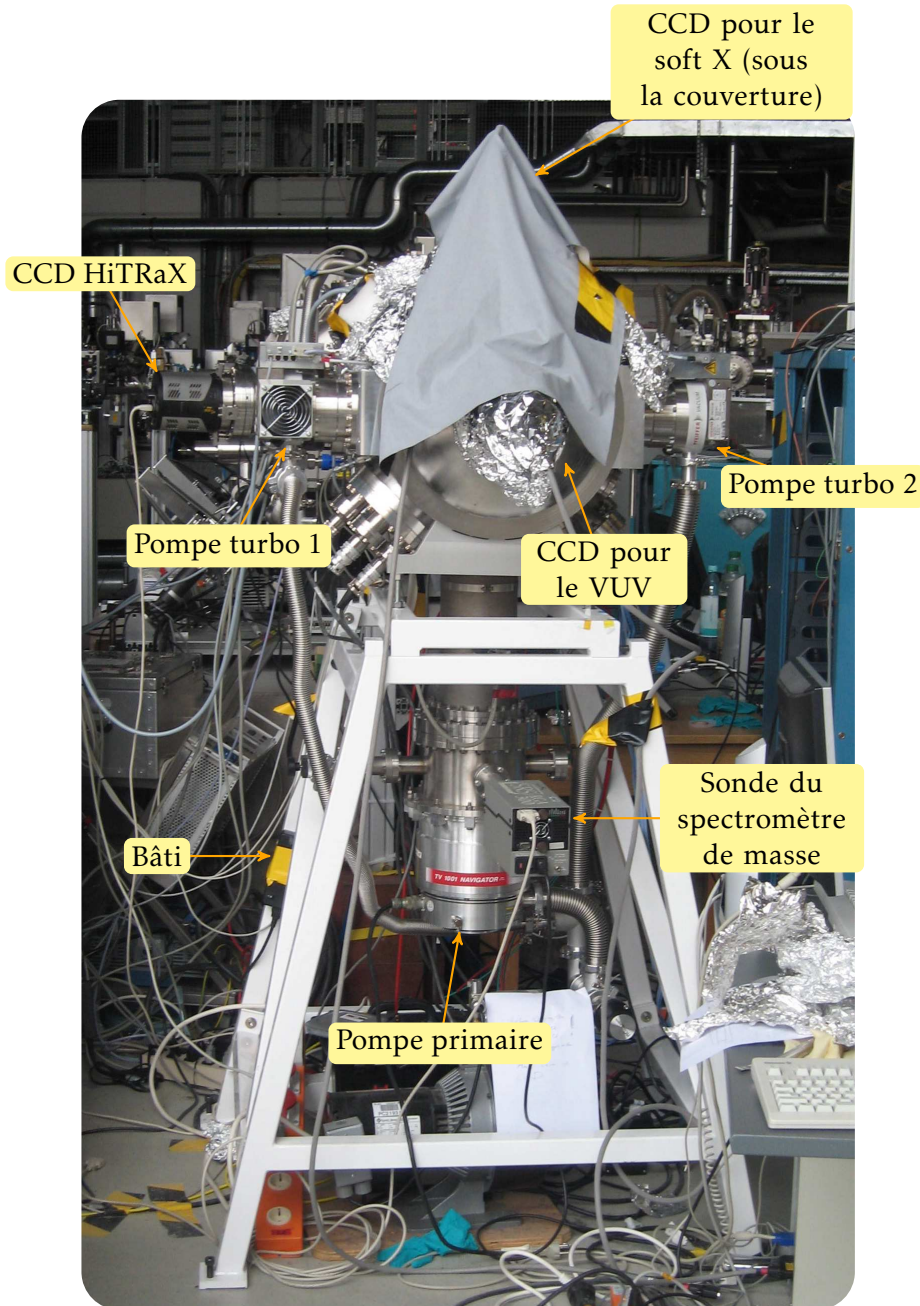


FIGURE 6.2 – La chambre d'expérience en position sur le bâti avec les pompes et tous les diagnostics en place. Les protections en aluminium et une couverture en haut de la chambre permettent d'améliorer l'herméticité de la chambre à la lumière environnante. La lumière du hall expérimental est bien sûr éteinte lors des mesures.

visible vers le télescope Questar QM1 décrit au chapitre 3. Ce miroir, essentiel pour déterminer rapidement une position grossière de la tache focale, et tel qu'il était dans la configuration de l'année précédente, bloquait l'utilisation de l'espace central pour le spectromètre à X mous. Le seul moyen était de monter le miroir sur sa tige de fixation (voir figure 6.4). Or ceci éloignait le miroir de la tache focale, ce qui avait pour but de diminuer le nombre de photons collectés, lequel n'était déjà pas optimal. Nous avons donc décidé d'utiliser un miroir en aluminium de 76.2 mm (donc deux fois plus gros que l'ancien) et de le monter sur sa tige. Nous ne pouvions pas l'approcher de la cible car la position du télescope étant fixe, la distance focale est elle aussi fixée. C'est encore une fois

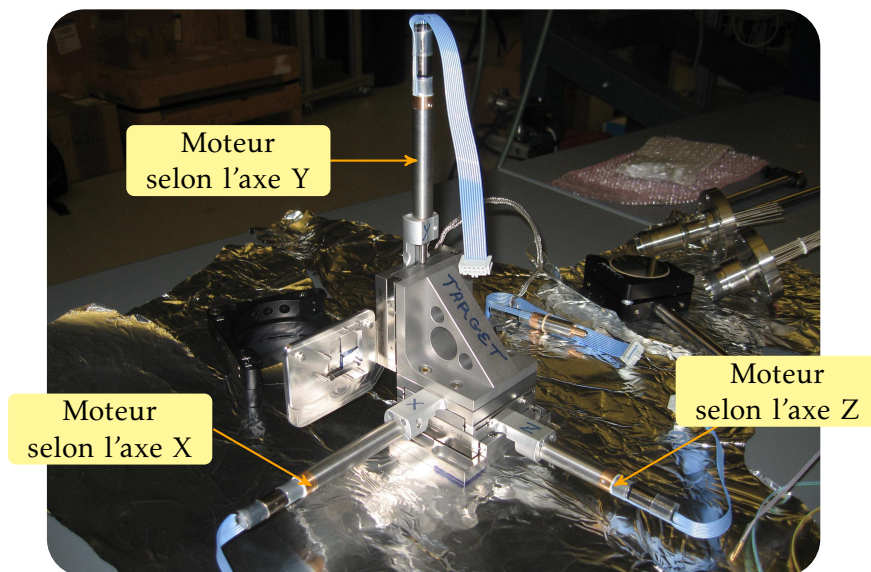


FIGURE 6.3 – Porte-cible motorisé avec trois Z625BV de chez Thorlabs.

la modélisation 3D qui nous a permis de valider cette option, en adéquation avec les besoins du spectromètre dans le domaine X mou.

Le dispositif de focalisation a lui aussi bénéficié d'un changement de micro-contrôle motorisé. Mais la parabole hors-axe, décrite au chapitre 3.4. page 28, et créée pour les photons de FLASH à 92 eV, a été conservée. Tout ceci nous a permis d'obtenir un diamètre de tache focale de $0.8 \mu\text{m}$, c'est-à-dire environ trois fois plus petit que celui obtenu l'année passée (Cihelka et al., 2009; Galtier et al., 2010b). Dans les mêmes conditions laser que celles du chapitre 3, c'est-à-dire avec une énergie d'environ $25 \mu\text{J}$, une durée d'impulsion d'environ 20 fs et en prenant en compte la réflectivité de 48% de l'OAP, l'intensité maximale atteinte sur cible est de $1.2 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$, donc un ordre de grandeur plus intense que l'année passée. Nous avons aussi déplacé la cible de $\pm 0.1 \text{ mm}$ dans la zone de focalisation selon l'axe Z du laser, de telle sorte que l'intervalle de variation du diamètre de la tache focale soit de $[0.8 - 2] \mu\text{m}$, ce qui correspond à un intervalle d'intensité de $[1.9 \times 10^{16} - 1.2 \times 10^{17}] \text{ W.cm}^{-2}$.

6.2.2. Vue d'ensemble des diagnostics

Au début de la campagne, il a été décidé de consacrer du temps à la mesure et à la caractérisation du front d'onde à l'aide d'un senseur de front d'onde. Connaître les déformations du front d'onde est d'une grande importance lorsqu'on veut micro-focaliser une impulsion laser : si le front d'onde est très dégradé, il sera difficile d'atteindre des très petits diamètres de tache focale. Inversement, si le front d'onde est parfait, c'est la limite de diffraction donnée par le critère de Rayleigh pour l'optique utilisée lors de la focalisation qui contraint la valeur minimale atteinte. Cependant, les démarches de mesures de front d'onde furent infructueuses, il ne nous a donc pas été possible de caractériser proprement le profil des impulsions de FLASH. D'autres équipes ont essayé de faire le même type de mesure, mais eux aussi, sans succès. Nous sommes donc partis à l'« aveugle », sans garantie de succès, mise à part la micro-focalisation de $2.3 \pm 0.2 \mu\text{m}$, résultat auquel nous étions parvenus durant la campagne précédente.

Au total, quatre spectromètres ont été implantés dans le dispositif expérimental décrit ci-dessus,

permettant de couvrir la gamme du Visible jusqu'au X mou. Le spectromètre visible appartenait à un groupe de l'*Institute of Physics ASCR* de Prague. Deux objectifs commerciaux (voir figure 6.4) sont placés à quelques centimètres de la cible et sont reliés au spectromètre à réseau en dehors de la chambre par des fibres optiques. L'intervalle étudié est de [200 – 600] nm (Cihelka et al., 2009). Nous avons aussi utilisé le spectromètre à réseau décrit à la section 3.5.1. de l'année passée, couvrant le VUV [10 – 30] nm. Un autre spectromètre pour le VUV lointain et les X mous a été utilisé.

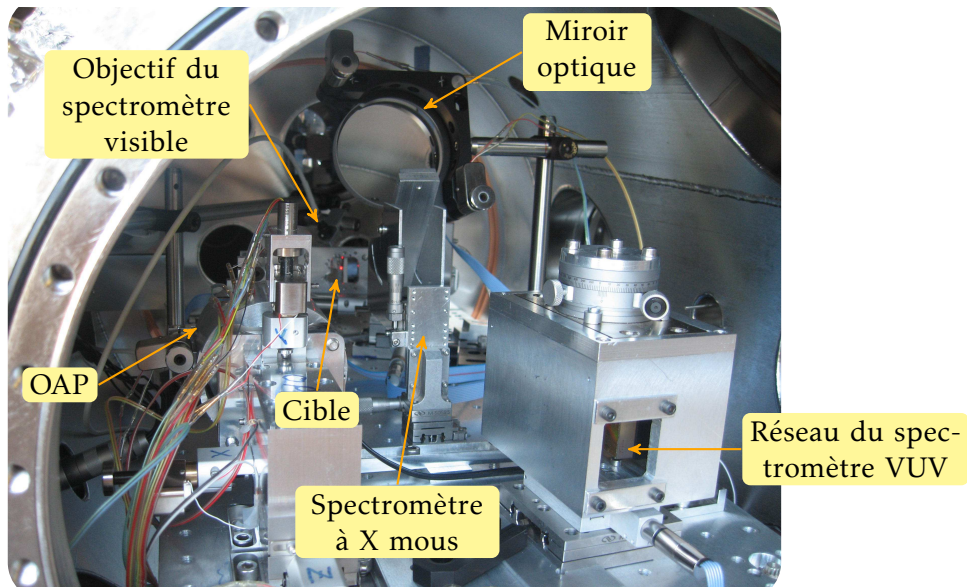


FIGURE 6.4 – Vue de l'intérieur de la chambre d'expérience constituée de l'ensemble des diagnostics décrits plus haut, notamment du spectromètre pour les X mous qui fait l'objet de la section 6.3..

Développé à l'Université de Jena (Zastrau, 2010; Zastrau et al., 2008), l'HiTRaX, *High Throughput, High Resolution Spectrograph for soft X-ray light*, dont on voit la CCD à tête déportée sur la figure 6.5, possède un intervalle spectral de [5 – 20] nm. Ce spectromètre a surtout été utilisé pour caractériser la structure électronique de l'aluminium dans l'état dense et tiède lorsque ce solide est irradié à intensité modérée d'environ 10^{14} W.cm⁻². Les résultats expérimentaux sont en excellent accord avec des simulations basées sur la théorie de la fonctionnelle de la densité à température finie (Vinko et al., 2010).

Un exemple des images brutes obtenues par l'HiTRaX est donné à la figure 6.6. Ces spectres démontrent l'intérêt de l'utilisation des cibles de nitrure de bore plutôt que des cibles de nitrure de silicium pour étudier l'interaction FLASH-azote. En effet, la figure 6.6(a) montre un spectre continu de l'irradiation du Si₃N₄ où aucune transition de l'azote n'est visible, ce qui n'est pas le cas dans la figure 6.6(b) où un grand nombre de transitions atomiques est visible. Bien sûr, ces deux spectres ont été pris dans les mêmes conditions d'irradiation laser.

Le dernier spectromètre, dont la description détaillée est proposée à la section suivante, est celui utilisé pour observer la gamme des X mous. L'ensemble des brides est utilisé par les différents diagnostics et autres passages pour les câbles de communication avec les micro-contrôles. Seule la bride du haut est libre, inutilisable par les spectromètres à réseau car n'ayant pas de ligne de vue avec la source dans leur géométrie rasante (voir figure 3.8). C'est donc le seul port utilisable pour le spectromètre que nous avons développé spécialement pour cette configuration géométrique *extrêmement contrainte*.

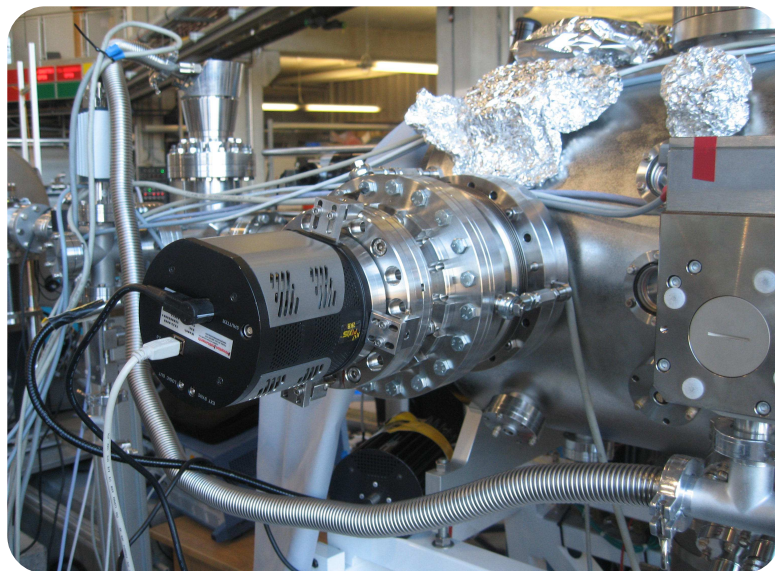
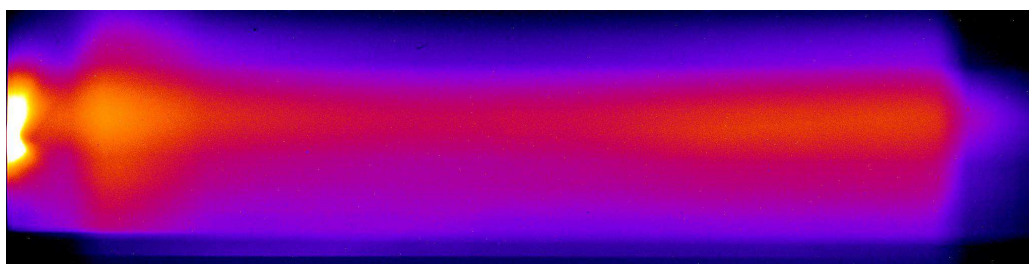
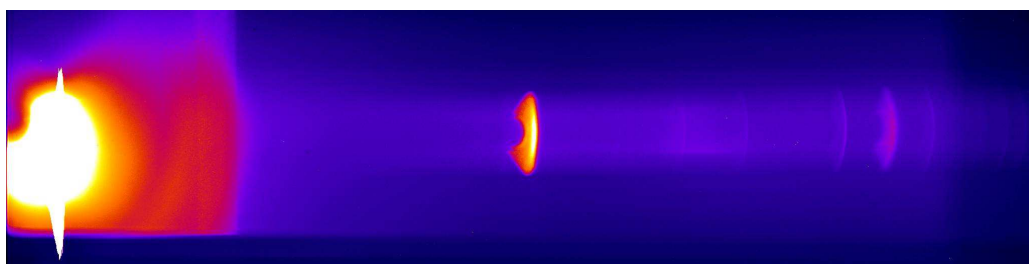


FIGURE 6.5 – Le spectromètre HiTRaX, aligné sur une bride de la chambre d'expérience.



(a) Si_3N_4



(b) BN

FIGURE 6.6 – Exemple de signal en fausse couleur détecté par la CCD du HiTRaX. L'image (a) correspond à une cible de nitrure de silicium : aucune transition atomique n'est distinguable. L'image (b) correspond à une cible de nitrure de bore : les raies atomiques sont bien là. L'échelle des longueurs d'onde va de la gauche vers la droite.

6.3. Spectroscopie des X mous

6.3.1. Le diagnostic

Comme nous l'avons vu précédemment, la géométrie du dispositif expérimental impose certains choix, notamment pour l'observation dans les X mous. Nous avons proposé une solution originale pour l'observation de la transition He_α de l'azote dans le cadre de cette campagne expérimentale. En effet, il existe une catégorie de cristaux qui ont une distance interplanaire d permettant de diffracter dans les conditions de Bragg l'émission dans le X mou jusqu'à 10 Å, ce qui est bien au-delà de ce que les réseaux utilisés dans les diagnostics décrits rapidement à la section 6.2.2.. Il y a bien entendu des avantages et des inconvénients inhérents à ce type de cristal, comme il est écrit par Luck and Urch. Nous allons tout d'abord expliciter les caractéristiques du spectromètre utilisé.

La figure 6.7 est une représentation 3D de l'élément principal du spectromètre. Il est constitué de trois parties : le support rotatif du cristal, la tête amovible soutenant le support rotatif et enfin l'ensemble des translations pour les trois axes. Le support rotatif contient un cristal plan de *tretracycl hydrogen maleate* (THM) de formule chimique $\text{C}_{14}\text{H}_{29}\text{CO}_2(\text{CH})_2\text{COOH}$ (Arber et al., 1987; Urch, 1994). La caractéristique principale de ce cristal est sa distance interplanaire :

$$2d = 52.3 \text{ \AA} \quad (6.2)$$

Combinée à la relation de dispersion de Bragg dans le cas d'un cristal plan :

$$n\lambda = 2d \times \sin\theta \quad (6.3)$$

où n est l'ordre de diffraction (dans notre cas le premier, $n = 1$), λ est la longueur d'onde des photons incidents sur le cristal, et θ l'angle d'incidence de ces photons avec le *plan de la surface du cristal* (dans le cas des réseaux, l'usage est de prendre comme référence la normale au plan de la surface du cristal). Nous pouvons voir que ce cristal permet de travailler avec un intervalle spectral tel que $\lambda \in [5 - 55] \text{ \AA}$, ce qui correspond à des photons X plus durs que ceux diffractés par les spectromètres décrits à la section 6.2.2. où la longueur d'onde maximale diffractée est de 50 Å. D'après le diagramme des niveaux d'énergie de la figure 8.6, nous pouvons en déduire que l'émission résonante de la couche L vers la couche K de l'azote se fera principalement dans cet intervalle spectral, c'est-à-dire en-dessous de 50 Å. Par ailleurs, il se trouve que cette configuration de cristal plan est la *seule* configuration qui pouvait être utilisée dans le dispositif que nous avons décrit grâce à la géométrie de Bragg. En effet, les figures 6.8 et 6.9 nous montrent qu'il n'existe que très peu d'espace entre le trajet des photons diffractés de la source vers la CCD et la monture du miroir de renvoi optique. Un réseau n'aurait pu être utilisé dans cette configuration.

Il y a cependant un sérieux revers de médaille à l'adoption de cette configuration. En effet, le cristal de THM, d'une dimension longitudinale d'environ 45 mm (donc dans le sens de la dispersion spectrale) et latérale de 10 mm, doit se trouver à environ 250 mm de la cible et à environ 240 mm de la CCD. La taille du détecteur étant de 26.6 mm (nous avons utilisé la même CCD que l'année passée, donc pour plus de détails sur la CCD, voir page 32), nous en déduisons que l'angle solide est d'environ $\frac{\pi(26.6 \times 0.5)^2}{490^2} \approx 2.3 \times 10^{-3} \text{ sr}$, c'est-à-dire comparable à celui de l'HiTRaX (Zastrau, 2010). Cependant, la géométrie de Bragg du cristal plan associé à un tel angle solide contraint la fenêtre spectrale observée et, comme nous le verrons, ne permet d'obtenir qu'un intervalle d'environ 3 Å.

Le cristal de THM est collé sur du verre épais de dimension 80 mm × 15 mm afin de garantir sa rigidité et sa manipulation. L'ensemble est monté sur un support rotatif dont l'axe de rotation est au niveau de la surface du cristal. Deux plaques enserrant le tout et sont vissées sur la base d'un trait-point-plan. Des glissières en arc de cercle, dont le centre est celui de l'axe de rotation

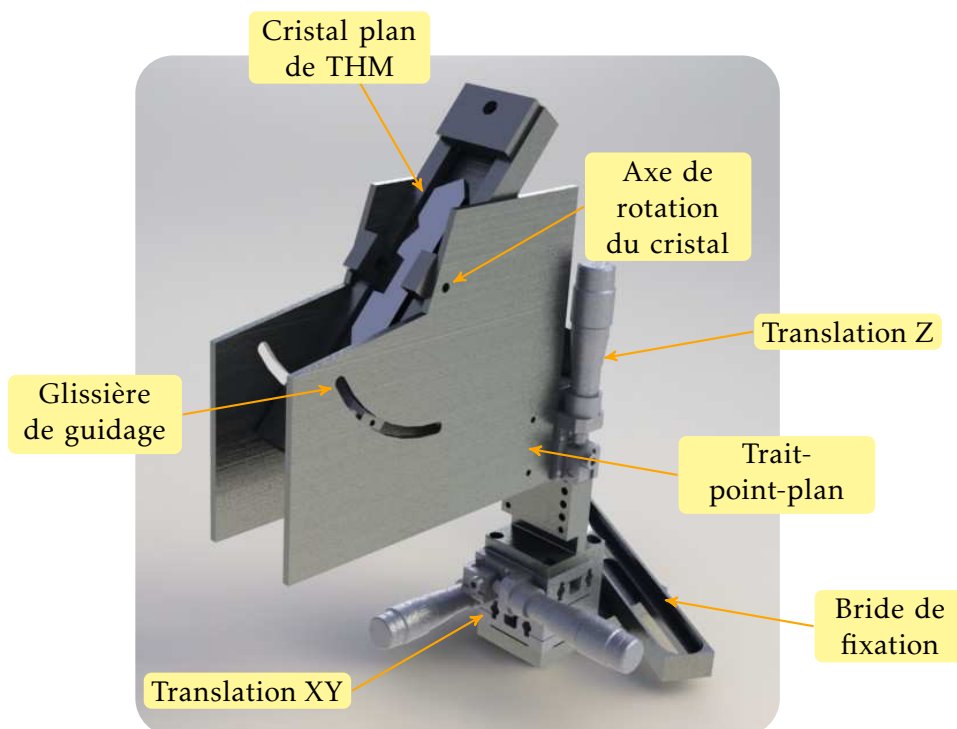


FIGURE 6.7 – Représentation 3D du spectromètre pour la gamme des X mous. Noter que le trait-point-plan est caché par la plaque de maintien de l'avant-plan.

du support du cristal, permettent de fixer le support solidement selon les positions déterminées au préalable et correspondant à l'intervalle de longueur d'onde étudié. Le trait-point-plan permet d'enlever rapidement et facilement le cristal pour effectuer soit un réalignement, soit un changement de cristal. Cette base magnétique garantit la précision de la reconnexion du support au système de translation à trois axes. Tout le système est alors positionné sur la table optique avant d'être fixé solidement à l'aide d'une attache (voir figure 6.7).

La figure 6.8 est une représentation 3D de l'intérieur de la chambre expérimentale avec le spectromètre décrit dans la section 6.3.1.. Nous retrouvons aussi le miroir d'observation de la tache focale renvoyant l'image vers le télescope (faisceau en vert sur la figure), la parabole hors-axe permettant la micro-focalisation du laser à électrons libres (trajet en rouge), le spectromètre à réseau couplé à la CCD sur la porte de la chambre avec la tubulure de protection associée, et bien sûr le porte-cible avec les nouveaux micro-contrôles. Comme nous pouvons le voir, chaque instrument n'a pas beaucoup d'espace libre autour de lui, et si un seul bouge, cela affecterait l'ensemble du positionnement des diagnostics. Il est particulièrement intéressant de noter la distance entre le faisceau violet sur la figure 6.3.1., qui correspond au trajet des photons dans le X mou vers le cristal, puis vers la CCD, et le bas du support du miroir d'observation. Elle n'est que de 5 mm. La nécessité de faire une représentation en 3D *complète* de la chambre et de son instrumentation est de ce fait pleinement justifiée.

Il faut aussi noter que la CCD associée au cristal de THM se trouve sur une bride rotative, ceci pour la placer dans le plan contenant la cible et la normale à la surface du cristal. De cette manière, le rayonnement diffracté n'impacte pas la CCD en faisant un angle, ce qui améliore la qualité des spectres et donc leur interprétation. La figure 6.9 est une vue de profil du dispositif expérimental. Elle permet de mettre en avant l'aspect extrêmement contraint de la géométrie.

Nous avons poussé l'utilisation de la représentation 3D dans le cadre d'une nouvelle approche

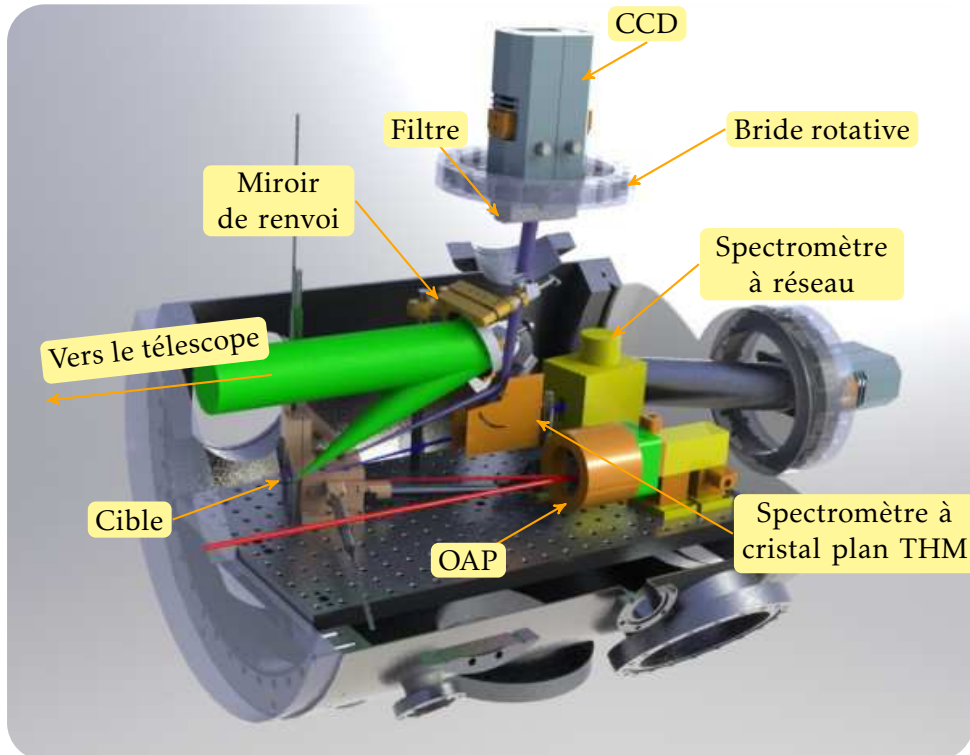


FIGURE 6.8 – Intérieur en 3D de la chambre expérimentale. Le faisceau violet est celui de l'émission propre de la cible.

pour l'alignement des spectromètres. En effet, la géométrie plane du cristal de THM, associée à l'équation de Bragg (6.3), est facilement transposable dans le logiciel 3D SolidWorks pour lui faire effectuer le travail équivalent d'un logiciel dédié au calcul des angles d'incidence et des dimensions mises en jeu (voir figure 6.9). En contraignant de manière astucieuse certains pseudo-rayons provenant de la source dans le schéma 3D, l'ensemble des positions du porte-cristal et de la CCD sur sa bride rotative est calculé avec comme *unique* paramètre l'angle de Bragg qui nous intéresse. La géométrie est donc modifiée automatiquement et nous pouvons vérifier les éléments d'interférence au sein du dispositif suite au changement de la longueur d'onde étudiée. Cette approche a été exploitée pour la calibration des cristaux sur l'installation kJ du LULI, détaillée au chapitre 7, et s'est avérée très fonctionnelle et convaincante.

Sur FLASH, une fois que nous avons déterminé les chiffres clés permettant le positionnement du support cible et de la CCD dans la configuration voulue, et une fois l'ensemble fixé, nous avons vérifié l'alignement du cristal avec la CCD et la cible. Pour ce faire, nous avons enlevé la CCD et fait passer un faisceau laser à la position du centre de la zone active de la CCD. En utilisant la conséquence du principe de Fermat qui énonce l'indépendance du trajet d'un faisceau lumineux de son sens de propagation, nous avons illuminé le cristal sur la partie qui doit recevoir le rayonnement (donc par l'entrée du haut). Ainsi, si le cristal est bien aligné, la réflexion du faisceau sur le cristal doit coïncider avec la source. Nous l'avons vérifié expérimentalement avant de passer aux étapes suivantes.

Il faut ajouter à cette démarche une justification provenant d'un avantage non négligeable des cristaux plans : une erreur sur les positions d'alignement de 1 mm est tolérable pour cette géométrie. La vérification de l'alignement avec un laser He-Ne permet donc d'être dans cette incertitude.

Dans l'article de [Arber et al.](#), il est fait mention de plusieurs autres cristaux plans permettant de faire de la spectroscopie des X mous. Il est notamment question de l'*octadecyl hydrogen maleate* (OHM)

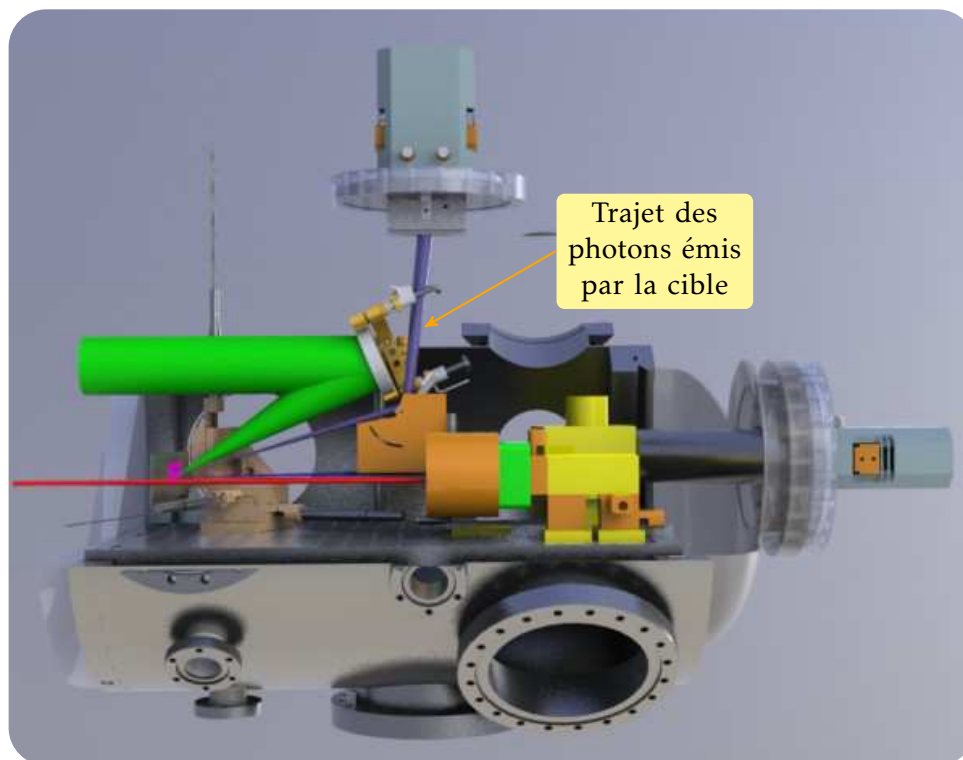


FIGURE 6.9 – Vue de profil de la chambre. L'espace entre le faisceau violet et le support du miroir d'observation est inférieur à 5 mm.

de formule chimique $C_{18}H_{37}CO_2(CH)_2COOH$, et dont la distance interplanaire est de $2d = 63.54$ Å. Cette valeur est en accord avec l'intervalle spectral des X mous, mais la géométrie résultante ne convenait pas au dispositif expérimental utilisé (les angles de Bragg, plus petits pour la même longueur d'onde, ne permettaient pas de trouver une place pour le support du cristal). C'est pour cette raison que nous avons utilisé le cristal de THM. Ceci ne nous a pas empêché de caractériser le cristal d'OHM en même temps que celui de THM dans le cas de son utilisation dans de futures expériences, calibration qui fait l'objet du chapitre 7.

6.3.2. Les images CCD

De la même manière que pour l'aluminium, le nitrure de bore est translaté à chaque tir pour qu'il offre une surface non irradiée à l'impulsion laser (Cihelka et al., 2009). Chaque spectre résulte de la moyenne effectuée sur cinq enregistrements avec un temps d'acquisition de 100 s chacun. Les conditions d'éclairement ont été modifiées en déplaçant la cible selon l'axe Z du laser, ce qui permet de modifier la taille de la tache focale, et donc l'intensité laser.

Un exemple typique d'acquisition est donné à la figure 6.10. Comme nous l'avons dit précédemment, l'intervalle spectral est restreint de par les contraintes géométriques du dispositif expérimental. La reconstruction spectrale, permettant de faire correspondre le numéro d'un pixel d'une coupe de l'enregistrement de la CCD à une longueur d'onde, donne l'intervalle spectral observé : $\lambda \in [28.42 - 30.74]$ Å.

Ensuite, ce spectre passe par un algorithme de correction dû à la réflectivité du cristal, à la transmission du filtre et à la réponse spectrale (efficacité quantique). Ce processus est décrit par l'algorithme 11.

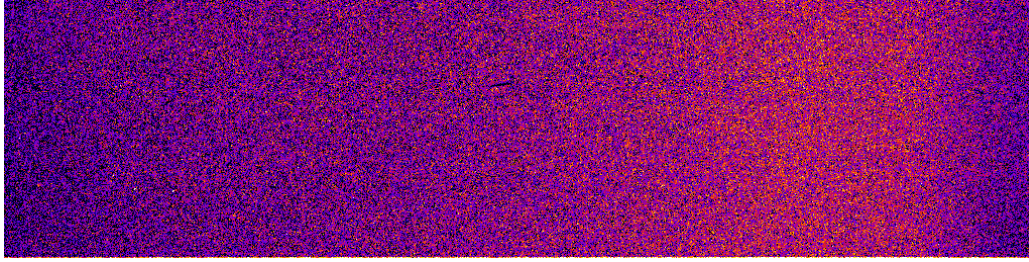


FIGURE 6.10 – Exemple de signal brut en fausse couleur enregistré par la CCD pour la transition He_α . Les longueurs d'onde croissent de la droite vers la gauche en raison de la géométrie du dispositif.

Algorithme 11 Pseudo-code associé à la reconstruction des spectres du diagnostic pour les X mous à cristal de THM. L'abscisse des spectres est exprimée à la fin de l'algorithme en Å.

```

1:  $n \leftarrow 1024$ 
2: for  $i = 1$  to  $n$  do {Reconstruction géométrique en longueur d'onde}
3:    $\lambda_i \leftarrow 52.3 \times \sin\left(0.6283 - \left(5.2884 \times 10^{-5} \times \text{pixel}_i\right)\right)$ 
4: end for
5: for  $i = 1$  to  $n$  do {Correction de la réflectivité du cristal}
6:    $I_i \leftarrow \frac{I_i}{-149.11983 + (14.70139 \times \lambda_i) - (0.21424 \times \lambda_i^2)}$ 
7: end for
8: for  $i = 1$  to  $n$  do {Correction de la transmission du filtre}
9:    $I_i \leftarrow \frac{I_i}{1.41 - (3.12 \times 10^{-2} \times \lambda_i) + (1.01 \times 10^{-4} \times \lambda_i^2)}$ 
10: end for
11: for  $i = 1$  to  $n$  do {Correction de la réponse spectrale de la CCD}
12:   if  $\lambda < 30.9963 \text{ \AA}$  then
13:      $I_i \leftarrow \frac{I_i}{0.929927 - (1.386999 \times 10^{-2} \times \lambda_i)}$ 
14:   else
15:      $I_i \leftarrow \frac{I_i}{0.81195 - (10^{-2} \times \lambda_i)}$ 
16:   end if
17: end for

```

Conserver une opacité à la lumière visible tout en permettant au rayonnement X mou d'être transmis n'est pas évident, car l'énergie des X mous est propice à l'absorption par de nombreux matériaux couramment utilisés en spectroscopie pour les filtrations. Nous avons opté pour un filtre en carbone de 1216 Å d'épaisseur produit par LUXEL et dont la courbe de transmission est représentée par la figure 6.12 selon Henke et al. (1993). La finesse de ce filtre est telle qu'il doit être supporté par un grillage en nickel de 70 lignes/mm et d'une transmission de 82% afin de faciliter la production et d'améliorer sa durabilité (www.luxel.com/filter_supt.htm). L'ensemble est monté sur un cadre en aluminium afin de l'adapter au dispositif expérimental plus facilement. Pour une longueur d'onde de 28.786 Å, qui correspond à la transition He_α de l'azote, la transmission atteint 58.9%.

Finalement, le spectre est corrigé de la réponse spectrale de la CCD, qui avoisine les 55% dans le cas du rayonnement de la transition He_α , comme le montre la figure 6.13. Cette procédure de reconstruction est appliquée à l'ensemble des spectres issus des différentes positions sur l'axe laser, c'est-à-dire pour $I \in [1.9 \times 10^{16} - 1.2 \times 10^{17}] \text{ W.cm}^{-2}$, comme nous l'avons vu à la section 6.2.1.. Ce sont ces spectres qui feront l'objet de l'analyse du chapitre 8.

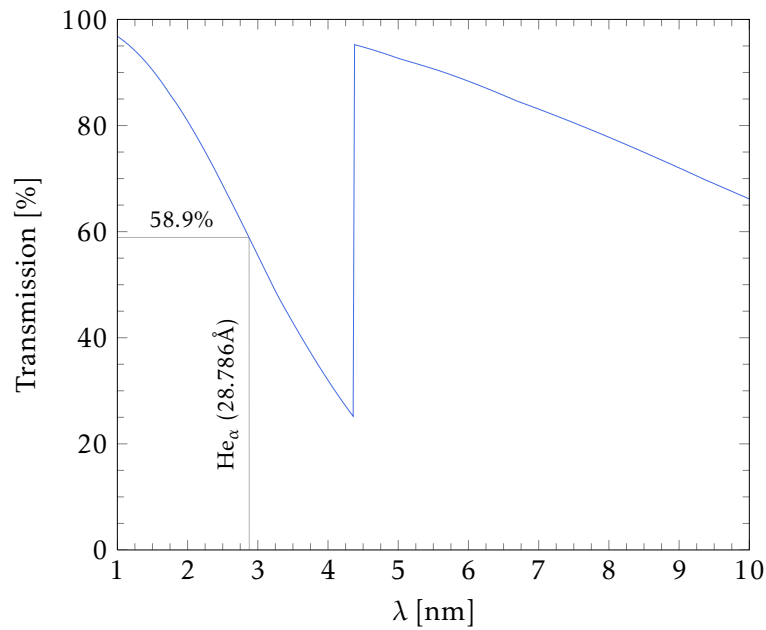


FIGURE 6.12 – Transmission du carbone d'épaisseur 1216 Å. La discontinuité à 4.36 nm correspond au K-edge du carbone.

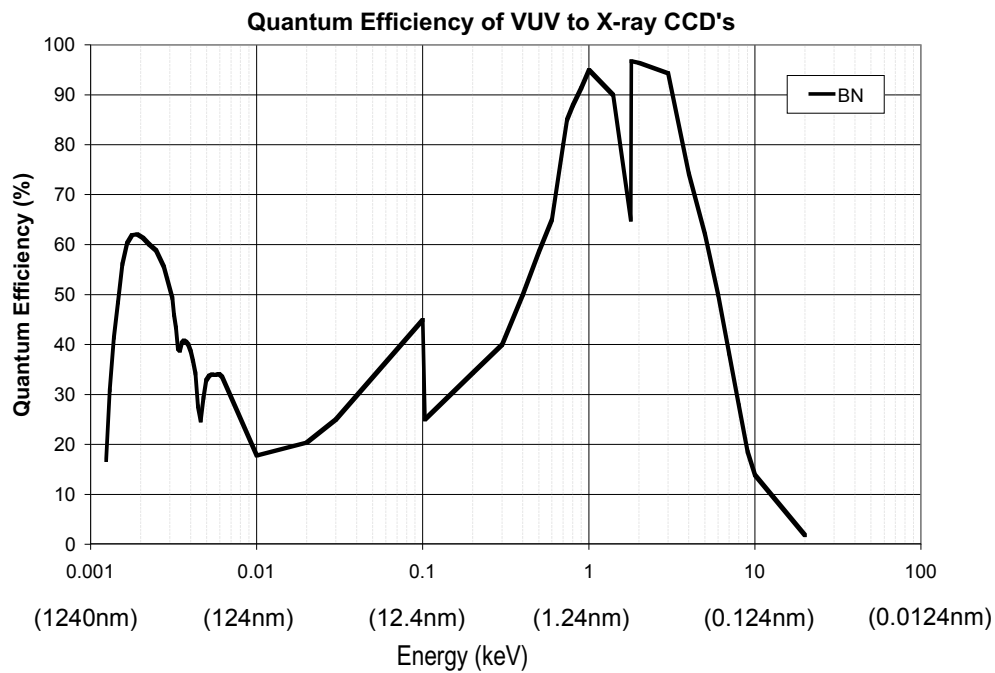


FIGURE 6.13 – Courbe d'efficacité quantique de la CCD Andor DX420-BN. Attention, ici « BN » signifie « Back Illuminated » (rétro-éclairé) et correspond à la technologie utilisée par le capteur de la CCD, à ne pas confondre avec les cibles de nitrure de bore, BN, utilisées lors de cette campagne.

6.4. Conclusions du chapitre

Après l'analyse de l'interaction laser XUV-aluminium, nous décrivons le dispositif expérimental pour étudier l'émission propre d'une cible de nitrure de bore. N'ayant pas d'électron en couches internes pouvant être directement photo-ionisé par l'impulsion laser XUV, nous inhibons la relaxation du matériau par effet Auger.

Cette fois-ci, nous focalisons l'impulsion laser XUV dans une tache focale d'un diamètre d'environ $1 \mu\text{m}$ grâce à plusieurs améliorations sur le dispositif de contrôle de la tache focale et de mesure de sa largeur. Nous obtenons ainsi une intensité sur cible proche de $10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$, plus de deux fois supérieure à l'intensité maximale obtenue au chapitre 3. Nous étudions l'émission propre de l'azote du nitrure de bore dans un cadre géométrique très contraint, de par le nombre important de diagnostics utilisés lors de cette campagne. Nous développons à cet effet une approche entièrement numérique pour vérifier l'encombrement et effectuer l'alignement du spectromètre utilisé pour enregistrer l'émission dans les X mous de la cible. Dans le cadre de ces expériences, nous avons développé un spectromètre utilisant un cristal plan de THM, d'un $2d = 52.3 \text{ \AA}$, couplé à une CCD à tête déportée. Lors de la mise en place du diagnostic dans l'enceinte expérimentale, un écart d'environ 5 mm entre le faisceau diffracté par le cristal et la monture du miroir de renvoi est observé, ce qui justifie la mise en place d'une approche numérique complète du dispositif expérimental.

Dans le chapitre suivant, nous présentons une détermination de la résolution spectrale du cristal de THM à l'aide du spectromètre KIRK lors d'une campagne expérimentale sur l'installation PICO2000 du LULI.

Chapitre 7

Calibration des cristaux THM et OHM

7.1. L'installation PICO2000 au LULI	102
7.1.1. Les caractéristiques du laser	102
7.1.2. La chaîne laser	102
7.2. Dispositif expérimental	105
7.2.1. Le spectromètre KIRK	105
7.2.2. Le schéma de l'expérience sur PICO2000	108
7.3. Analyse et discussion	111
7.3.1. OHM	111
7.3.2. THM	115
7.4. Conclusions du chapitre	116

La spectroscopie avec un cristal plan de THM, telle que nous l'avons décrite au chapitre 6, n'est pas courante et n'a d'ailleurs, à notre connaissance, jamais été utilisée sur l'installation de FLASH. L'analyse propre des spectres issus de l'interaction entre FLASH et un solide nécessite une connaissance détaillée des caractéristiques du cristal utilisé, notamment lors de la phase de reconstruction des spectres donnée par la procédure 11.

Pour ce faire, nous avons testé les cristaux de THM et d'OHM sur les installations du LULI à l'École Polytechnique dans des conditions laser différentes de celles proposées par les installations de laser à électrons libres, c'est-à-dire dans le cas où un laser optique à impulsion picoseconde, initialement amplifiée dans un milieu en verre dopé au néodyme et pompé par lampe flash, est focalisé dans un jet de gaz d'argon et d'azote. Comme la procédure de validation utilisée permet de changer rapidement et simplement de cristal, nous avons aussi caractérisé le cristal plan d'OHM, dont les propriétés sont similaires à celles du cristal de THM. C'est à l'occasion de la campagne intitulée *Charge Exchange Driven Hollow Ion X-ray Emission Induced by Mixing Plasma Phenomena in in Field Ionized Plasmas* en février 2010 et initiée par F. Rosmej que nous avons pu mettre en œuvre le dispositif de calibration de ces cristaux plans.

Nous commencerons par présenter l'installation LULI2000, et plus particulièrement PICO2000 du LULI sur laquelle nous avons fait ces expériences en décrivant les composants principaux qui permettent la création d'une impulsion picoseconde énergétique, avant de détailler le dispositif expérimental et le spectromètre KIRK, créé dans le but de faciliter la manipulation et l'implantation de la spectrométrie des X mous à cristal plan. Enfin, nous analyserons les spectres issus de l'interaction laser optique kJ avec un jet de gaz d'argon et d'azote à partir de l'émission propre de la couche L vers la couche K pour en déduire la résolution spectrale des cristaux de THM et d'OHM. Cette étape sera menée à bien à l'aide d'une partie du code RAMA, détaillé au chapitre 5.1.7..

7.1. L'installation PICO2000 au LULI

7.1.1. Les caractéristiques du laser

Le Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, basé à Palaiseau, possède l'une des installations les plus énergétiques d'Europe, au travers du LULI2000. En effet, le LULI2000 regroupe *deux* chaînes amplificatrices d'impulsions nanosecondes pouvant délivrer 1 kJ. La longueur d'onde des photons des impulsions dans le fondamental est de $\lambda_0 = 1054$ nm (environ 80 fois plus longue que celle de FLASH où $\lambda_0 = 13.5$ nm), mais des dispositifs de conversion de fréquence peuvent produire des longueurs d'onde allant jusqu'à $\lambda_3 = \frac{\lambda_0}{3} \approx 350$ nm pour des expériences souffrant de la production d'électrons suprathermiques, par exemple. Deux oscillateurs créant une impulsion nanoseconde et femtoseconde sont couplés aux chaînes d'amplification permettant la production d'impulsions nanosecondes (NANO2000) et picosecondes (PICO2000) très énergétiques.

L'impulsion picoseconde est obtenue par compression temporelle grâce à l'amplification à dérive de fréquence (*Chirped Pulse Amplification*, CPA, en anglais), mise au point par [Strickland and Mourou](#) en 1985. PICO2000 délivre ainsi environ 50 à 60 J en 1 ps en sortie du compresseur et, lorsque l'impulsion est focalisée de manière appropriée, peut atteindre une intensité supérieure à 10^{19} W.cm⁻². Les deux chaînes laser (appelées chaînes *nord* pour NANO2000 et *sud* pour PICO2000) peuvent être utilisées simultanément pour réaliser des expériences de pompe-sonde ([Barbrel et al., 2009](#)).

En effet, l'impulsion délivrée par le pilote est séparée en deux impulsions distinctes à l'aide d'une lame de phase et d'une lame demi-onde, qui vont alors se propager dans la chaîne d'amplification qui leur est propre. L'impulsion kJ de la chaîne *nord* est ensuite directement envoyée dans la chambre expérimentale à l'aide d'un système particulier de transport de faisceau, alors que celle de la chaîne *sud* passe par une étape de compression pour atteindre 1 ps avant d'être transportée dans la chambre d'expérience ([Le Blanc et al., 2000a](#)). Les sections suivantes détaillent les éléments principaux de la chaîne *sud*.

7.1.2. La chaîne laser

7.1.2.1. Le pilote

Le pilote a pour but de générer l'impulsion laser femtoseconde (environ 80 fs), de la mettre en forme temporellement (profil trapézoïdal), puis de l'étirer jusqu'à environ 3 ns avant de la pré-amplifier jusqu'à 10 mJ. Ceci permet d'obtenir les conditions laser optimales en entrée de la chaîne d'amplification principale et de respecter la tenue au flux des optiques et des milieux amplificateurs. La figure 7.1 représente une vue de certains des composants primaires du pilote de PICO2000. L'ensemble des deux réseaux et du dièdre constitue un compresseur local à double passage permettant de diagnostiquer l'impulsion issue du pilote.

Le principe de fonctionnement du pilote est le suivant : l'oscillateur large bande basé sur une technologie Ti:Sapphire, de type *Tsunami*, est pompé par des diodes laser fournissant 10 W (*Millenia*). L'impulsion femtoseconde est envoyée dans un étireur Offner à huit passages pour obtenir une impulsion d'environ 3 ns. Elle est ensuite pré-amplifiée à l'aide d'un amplificateur régénératif en verre dopé au néodyme, lui aussi pompé par diode laser (de longueur d'onde 800 nm) à 1 Hz ([Le Blanc et al., 2000b](#)) qui permet d'extraire une énergie d'environ 10 mJ à la sortie du pilote. Le diamètre du faisceau à la sortie de la cavité est alors de 2 mm.

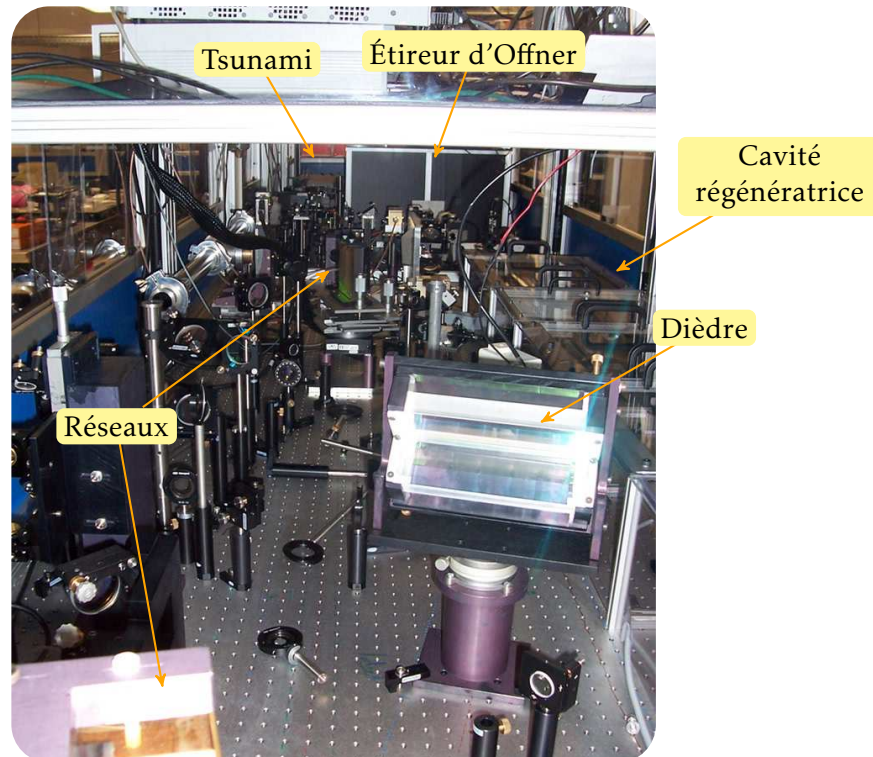


FIGURE 7.1 – Vue de l'intérieur d'une partie du pilote de la chaîne *sud*.

7.1.2.2. La chaîne d'amplification

L'impulsion laser délivrée par le pilote est ensuite injectée dans la chaîne d'amplification de puissance du PICO2000, dont le hall est représenté à la figure 7.2. Le processus d'amplification se fait en cinq étapes (Sauteret et al., 2000) :

- 1 – Amplification dans deux barreaux de diamètre 50 mm et de longueur 480 mm, séparés par une cellule de Pockels ;
- 2 – Filtrage spatial pour faire passer le diamètre du faisceau à 50 mm avant l'amplification de l'impulsion dans un 3^e barreau de mêmes caractéristiques, précédé par une autre cellule de Pockels ;
- 3 – Augmentation du diamètre du faisceau à 94 mm par filtrage spatial avant d'être amplifié par deux séries de six plaques de verre de 24 mm d'épaisseur, dopées au néodyme. Un rotateur de Faraday est placé à la fin de cet étage d'amplification ;
- 4 – Amplification par quatre disques de 30 mm d'épaisseur après avoir augmenté la taille du faisceau à 150 mm, toujours par filtrage spatial. Un rotateur de Faraday est placé juste avant ces disques ;
- 5 – Dernière phase d'amplification par trois séries de trois disques de 25 mm d'épaisseur et d'un diamètre de 208 mm. Chaque série contient trois disques composés de Nd:verre. Un rotateur de Faraday est placé entre les deux premières séries de disques pour protéger la chaîne des réflexions du laser par les cibles.

Les cellules de Pockels jouent le rôle d'interrupteurs optiques, grâce à la caractéristique de biréfringence qui apparaît dans l'un des cristaux de la cellule lorsqu'il est soumis à un champ électrique. Un miroir déformable est utilisé en milieu de chaîne afin de corriger le front d'onde de l'impulsion : un ensemble de petits vérins est placé derrière le miroir et est contrôlé à l'aide d'une boucle rétroactive d'un diagnostic placé en fin de chaîne. Le montage mécanique supportant le miroir déformable forme une petite dérivation de la chaîne laser (l'ensemble est d'ailleurs appelé « la tour Eiffel »). L'association de polariseur et analyseur avec les rotateurs de Faraday permet d'éviter qu'une réflexion de l'impulsion ne se rétro-propage dans la chaîne et s'amplifie de la même manière qu'à l'aller et dépasse le



FIGURE 7.2 – Hall où se trouvent les chaînes d’amplification du laser de puissance LULI2000 : trois blocs de 37.5 m de long pour NANO200, PICO2000 et pour quatre autres faisceaux moins énergétiques.

seuil d’endommagement des optiques, détruisant ainsi le dispositif d’amplification sur son passage.

Puisqu’une grande majorité des éléments de cette chaîne proviennent du laser PHEBUS du CEA à Limeil-Valenton, démantelé en 1999, l’usure des composants a été prise en compte dans les codes qui déterminent les paramètres nécessaires à l’obtention du kJ en fin de chaîne. Après cette phase d’amplification, l’impulsion d’environ 3 ns a emmagasiné 1 kJ. Il faut noter que la dernière étape d’amplification n’a été permise qu’au début de l’exploitation de PICO2000, car les ingénieurs se sont rendu compte que les réseaux du compresseur se détérioraient rapidement à une telle énergie. Cet étage n’est donc plus utilisé depuis (les lampes flash ne sont pas activées lors du passage du faisceau), ce qui ne permet d’utiliser qu’un peu plus de 10% de l’énergie nominale.

7.1.2.3. Le compresseur

L’enceinte en acier inoxydable sous vide, contenant les optiques permettant de compresser l’impulsion selon l’amplification à dérive de fréquence, a un diamètre intérieur de 2.96 m et une hauteur de 2.42 m pour un poids total à vide de près de 10 t. La figure 7.3(a) montre le positionnement de l’enceinte du compresseur dans les locaux exigus imposant certaines contraintes sur les distances maximales entre les réseaux. La géométrie retenue pour la compression est montrée à la figure 7.3(b). L’impulsion nanoseconde est en premier diffractée par une série de deux réseaux placés dans le bas de l’enceinte, avant d’être réfléchis sur un miroir envoyant l’impulsion laser sur un dièdre. Celui-ci transporte le faisceau dans la partie haute sur le même type d’optique qu’en bas : après une réflexion par un miroir à la sortie du dièdre, l’impulsion subit deux diffractions successives, achevant la compression temporelle jusqu’à 1 ps, avant d’être transportée jusqu’à la chambre d’expérience MILKA. Chaque réseau a pour dimensions 485 mm × 335 mm × 50 mm (L × l × h) et a la particularité d’être un réseau diélectrique dont les traits sont gravés par usinage ionique (Lagron et al., 2003; Le Blanc

et al., 2002). Le traitement diélectrique sur les substrats est composé d'une alternance de couches à haut indice (HfO_2 , dioxyde d'hafnium) et à bas indice de réfraction (SiO_2 , dioxyde de silicium) et, avec 1740 traits/mm, il présente une valeur de tenue au flux de 1.5 J.cm^{-2} (environ 50% plus importante que les réseaux en or) et une efficacité de diffraction homogène supérieure à 95%. D'un point de vue énergétique, la tenue au flux des réseaux de compression limite l'énergie de chaque impulsion *avant* le compresseur entre 100 et 120 J. *Après* compression, l'énergie de chaque impulsion est environ divisée par deux, donc la chaîne PICO2000 délivre des impulsions d'énergie comprises entre 50 et 60 J dans MILKA.

7.1.2.4. L'enceinte expérimentale

L'impulsion picoseconde compressée est alors transportée sous-vide (tube bleu sur la figure 7.4) vers la chambre d'interaction de la salle d'acquisition 1. Dénommée MILKA, de par sa couleur violette en référence à une célèbre marque de chocolat, cette enceinte expérimentale d'environ 2 m de diamètre dispose d'un ensemble complet de diagnostics de caractérisation de l'interaction entre les impulsions laser et la cible.

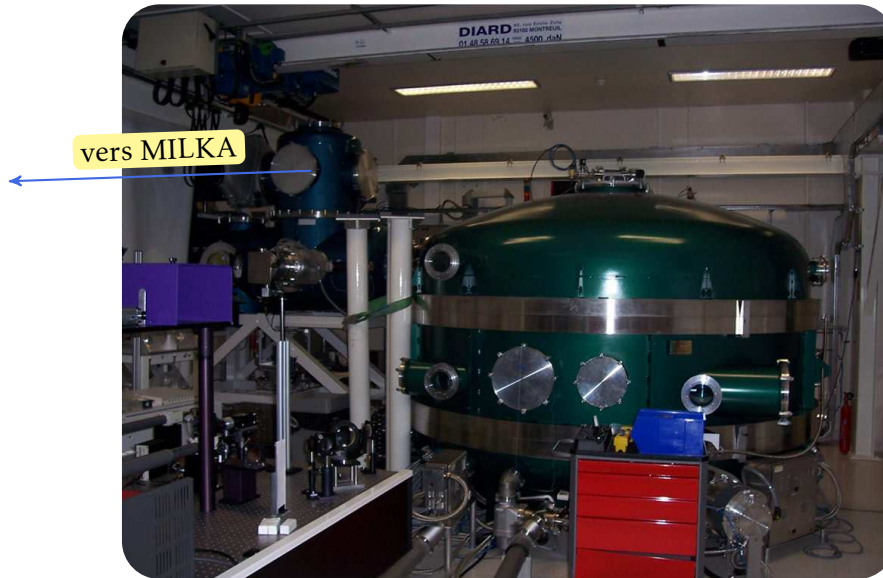
Sous un vide d'environ 10^{-6} mbar atteint en 30 min de pompage (Thébault and Godinho, 2003), un dispositif à six axes au milieu de l'enceinte vient supporter la cible qui peut être au préalable alignée sur un banc dédié, hors de la chambre : il est constitué de quatre télé-objectifs avec un fort grossissement, pointant selon les trois axes (deux télé-objectifs sont en opposition). Une base magnétique identique à celle dans MILKA est positionnée au milieu de ce dispositif et permet de faire correspondre avec une précision d'environ $10 \mu\text{m}$ la cible pré-alignée avec le centre de la chambre. Cette méthode est extrêmement flexible et permet de gagner un temps précieux sur l'alignement des cibles.

Nous pouvons voir sur la figure 7.4 la présence de deux télémicroscopes (les boîtes noire et jaune pointant vers le centre de la chambre), l'autre étant derrière la chambre, qui permettent de visualiser avec une grande précision la position du centre de la chambre, là où seront focalisées les impulsions laser. Bien sûr, MILKA est équipée de paraboles de focalisation indépendantes pour NANO2000 et PICO2000 qui permettent d'ajuster la tache focale en-dessous de $20 \mu\text{m}$. Suite à la réflexion des impulsions sur la parabole, l'énergie de l'impulsion est distribuée dans une tache d'Airy donc seule une partie de l'énergie ($\sim 40\%$) après compresseur est contenue dans la tache focale sur cible. Des sténopés permettent d'imager le plasma créé dans différentes gammes spectrales. Un dispositif de pointage est implanté dans l'axe de focalisation de la parabole du PICO2000 mais derrière le centre afin de contrôler au mieux le lieu géométrique de la focalisation du laser dans la chambre. D'autres diagnostics de contrôle et de conversion de fréquence sont disposés dans les tubes de transport et autour de la chambre sur des tables optiques.

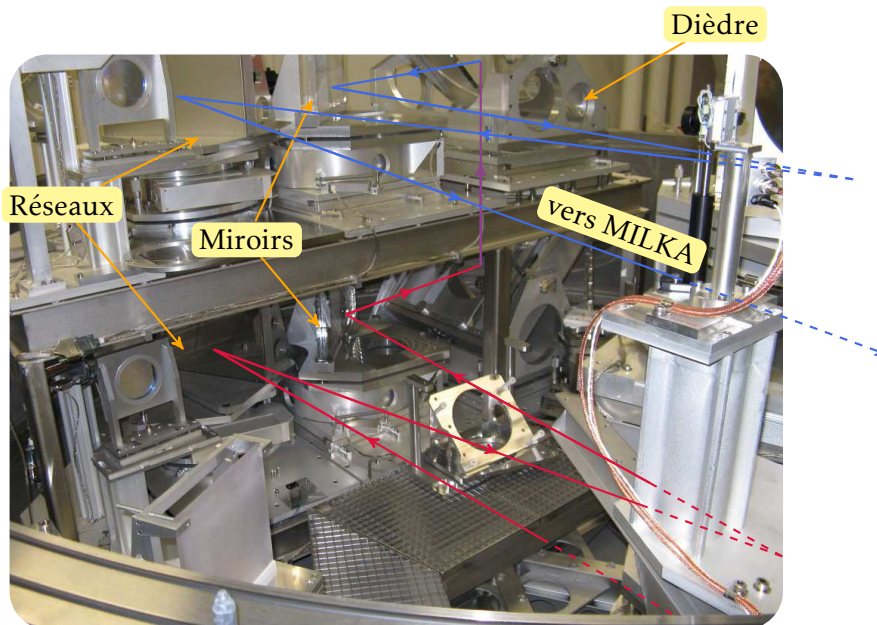
7.2. Dispositif expérimental

7.2.1. Le spectromètre KIRK

Pour avoir accès à un intervalle spectral le plus important possible afin de tirer partie de la plus grande surface du cristal possible, les cristaux plans doivent être placés le plus près possible de la cible. Ceci pose de sérieux problèmes d'encombrement, de protection face aux signaux parasites et d'alignement. Le design qui permet de s'affranchir de tous ces aspects est celui du triangle, tel qu'il



(a) Le compresseur



(b) L'intérieur du compresseur

FIGURE 7.3 – (a) : le compresseur en fin de chaîne *sud*, relié au système de transport (sur la gauche) du faisceau compressé vers MILKA. (b) : intérieur du compresseur avec les réseaux et le dièdre permettant d'avoir un système de compression compact. En rouge, violet et bleu : trajet de l'impulsion dans le bas, puis dans le haut du compresseur. Sur la droite, là où se croisent les rayons en pointillés, se trouvent les autres réseaux du système de compression de l'impulsion (ils sont hors champ).

est représenté à la figure 7.5 : une face contient l'ouverture par laquelle passe le signal filtré, la face suivante contient le support pour le cristal plan et la dernière face le support pour le détecteur. Afin de pouvoir tester les cristaux de THM et d'OHM le plus facilement possible, nous avons donc créé un spectromètre de la sorte, en collaboration étroite avec le bureau d'étude mécanique du LULI, dont le détail est donné dans les figures 7.5(a) et 7.5(b).

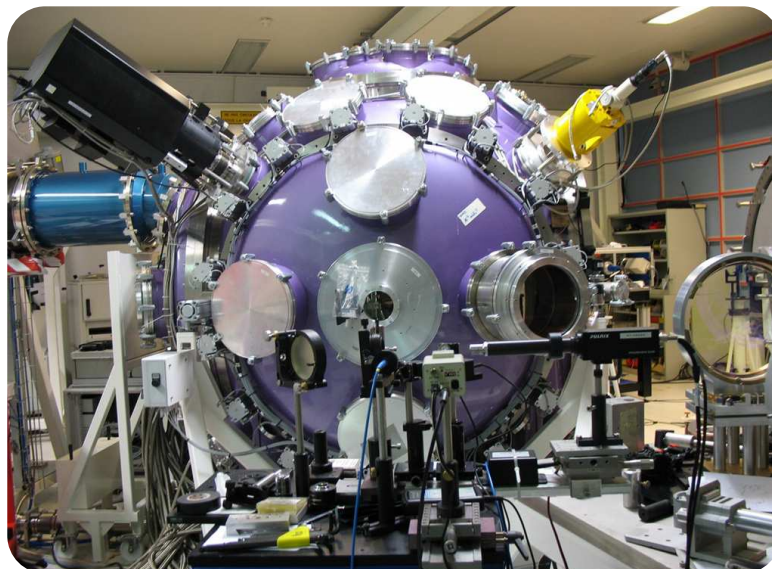


FIGURE 7.4 – L'enceinte expérimentale MILKA de l'installation LULI2000.

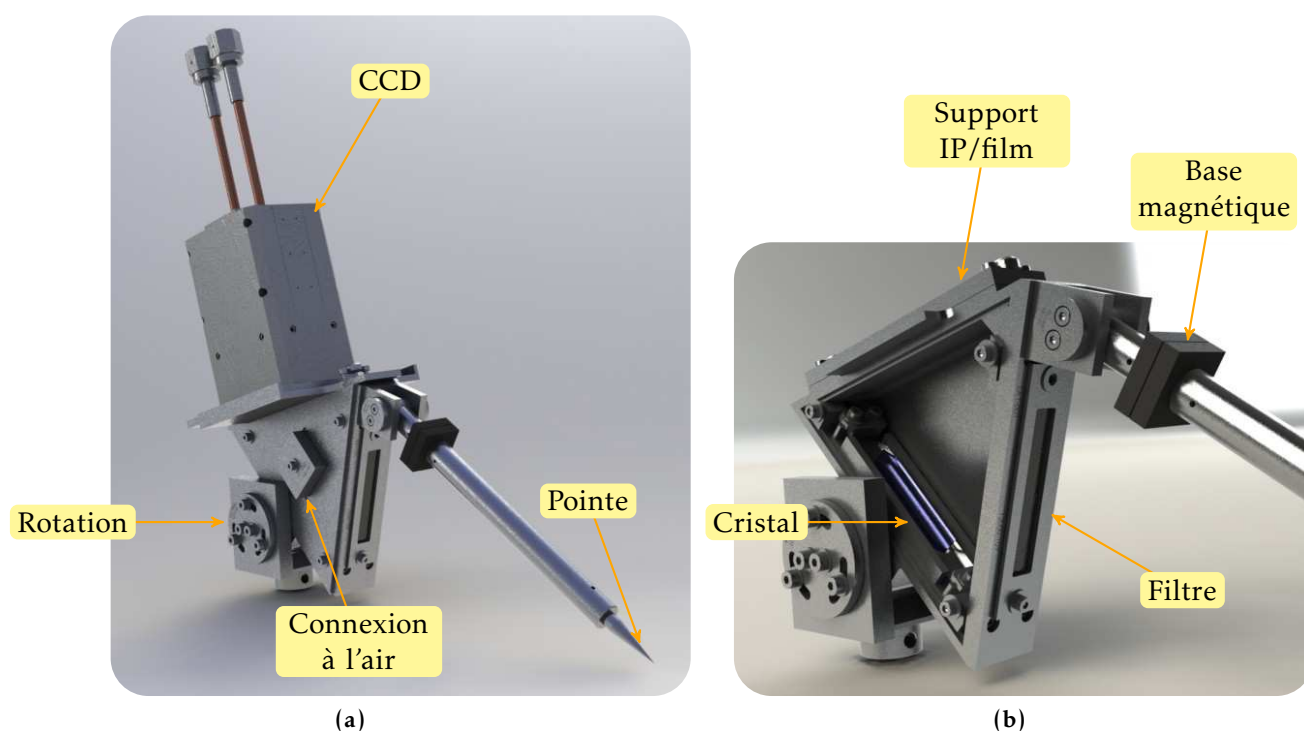


FIGURE 7.5 – (a) : KIRK avec une CCD PI-MTE et la pointe d'alignement en place.
 (b) : vue de l'intérieur du spectromètre KIRK avec le support IP/Film et un cristal plan (ici le THM) en place.

Le corps principal du spectromètre KIRK est fabriqué en aluminium sablé afin de minimiser les réflexions spéculaires sur les parois du spectromètre. Trois faces sont vissées ensemble avant d'être montées sur une base rotative permettant une grande flexibilité dans le positionnement du dispositif une fois aligné. Deux plaques triangulaires viennent assurer l'étanchéité à la lumière sur les côtés du spectromètre. L'ouverture principale est obstruée par un filtre monté sur support en aluminium et décrit à la section 6.3.1..

Les cristaux plans sont tenus par deux attaches qui appuient contre le support en verre sur lequel est collé le cristal de THM, ou alors sur le support en cuivre sur lequel est collé le cristal d'OHM. Chaque support a été produit de telle sorte que la surface du cristal se trouve à une côte précise sur le spectromètre. Le cristal plan est placé sur une cassette qui est vissée sur l'une des faces du spectromètre.

Le détecteur peut soit être une CCD (dans le cas où nous serions dans des conditions type laser à électrons libres), soit un film ou une Image Plate (IP) (dans le cas d'une configuration à impulsion picoseconde et très énergétique). La CCD peut être translatée sur l'ensemble de l'intervalle spatial couvert par les rayons diffractés provenant du cristal, ceci en fonction des longueurs d'onde observées. Le support IP/film n'a pas besoin de cette translation car la taille de ces détecteurs passifs est bien plus grande que celle de la zone active de la CCD, d'environ 2.66 cm × 2.66 cm pour une PIMTE. L'ensemble IP/film est cependant démontable indépendamment grâce à deux vis imperdables, ce qui facilite l'extraction de l'IP ou du film après le tir laser.

La dernière particularité de ce spectromètre est la pointe amovible qui équipe sa face avant : elle peut tourner autour d'un axe et peut être translatée sur une course finie. Une base magnétique est utilisée pour faciliter l'alignement du spectromètre. En effet, puisqu'à un intervalle spectral donné correspond un intervalle d'angles de Bragg particulier, la position exacte du détecteur et du spectromètre par rapport à la cible peut être pré-calculée. Ceci est effectué avec le logiciel de dessin technique SolidWorks et a l'avantage de reporter instantanément toute modification sur le design intrinsèque du spectromètre au niveau des valeurs d'alignement. Une fois que ces chiffres sont reportés sur KIRK hors de la chambre d'expérience, il suffit de visser tous les axes libres et de faire coïncider la pointe avec le centre chambre. Une fois cette étape effectuée, il suffit de fixer les bases de translation et d'enlever la pointe de sa base magnétique. Lorsque nous changeons de cristal, il suffit de modifier les angles de Bragg correspondants dans le logiciel et les nouvelles valeurs d'alignement sont déterminées automatiquement. Ce spectromètre bénéficie ainsi d'une souplesse d'utilisation et d'une précision d'alignement tout à fait originale.

7.2.2. Le schéma de l'expérience sur PICO2000

7.2.2.1. Le dispositif expérimental

Comme nous l'avons dit au début de ce chapitre, nous avons implanté KIRK lors du temps laser sur PICO2000 début 2010. La figure 7.6 est une photo de l'intérieur de l'enceinte avec un certain nombre de diagnostics en place. Le but de cette campagne étant l'étude de l'énergie d'échange suite à l'explosion Coulombienne d'un gaz d'argon ou d'azote suite à l'irradiation à haute intensité de l'impulsion picoseconde, nous avons mis en place un dispositif de buse associé à une électrovanne afin de créer un jet de gaz dont les paramètres, tels que la densité du jet de gaz et ses dimensions, sont contrôlés. Ce dispositif a fait l'objet d'une caractérisation par Tresca en 2007 sous la direction de Romain Schott au sein du LULI. Les temps de montée en densité maximale (pour la synchronisation avec le laser) et la densité du jet de gaz ont été étudiés à l'aide d'un interféromètre Mach-Zender pour différentes tailles de buses. Dans notre cas où nous avons utilisé la buse de 3 mm de diamètre, le temps de montée est d'environ 40 ms et la densité du gaz en particules neutres en fonction de la pression du gaz est approchée par l'expression linéaire :

$$n_a = (9.3 \times 10^{17} P) + 4.9 \times 10^{17} \quad (7.1)$$

où n_a est la densité d'atomes neutres du gaz en cm^{-3} et P la pression à l'entrée de la bouteille de gaz en bar. Le jet cylindrique est long d'environ 4 mm et a un diamètre équivalent à celui de la buse. À

titre d'exemple, pour une pression de $P = 90$ bars, la densité de neutre est d'environ $n_a \approx 8.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

À l'époque où nous avons effectué cette campagne, la parabole de focalisation de la chaîne *sud* était en fin de vie. En effet, même si à faible énergie nous arrivions à obtenir une tache focale relativement homogène et inférieure à $20 \mu\text{m}$, dès que nous passions en énergie maximale autorisée avant le compresseur (environ 120 J), il était impossible de faire passer le faisceau dans un trou de moins de $400 \mu\text{m}$ de diamètre. La parabole a essuyé de nombreux tirs de puissance qui l'ont affaiblie et, malgré tous les efforts de l'équipe d'exploitation, n'a pas pu être remplacée avant notre campagne. Même si focaliser dans du gaz est toujours plus facile puisqu'il y a forcément un lieu géométrique, même s'il n'est pas connu au micron près, où la tache focale est très petite (inférieure à $10 \mu\text{m}$), à haute énergie il y a une plus forte probabilité que les photons de l'impulsion rencontrent une zone abîmée et soient alors réfléchis de manière non contrôlée. Cependant, l'énergie était suffisante pour au moins ioniser l'argon de numéro atomique $Z = 18$ jusqu'à la couche L et totalement l'azote de $Z = 7$, comme nous allons le voir.

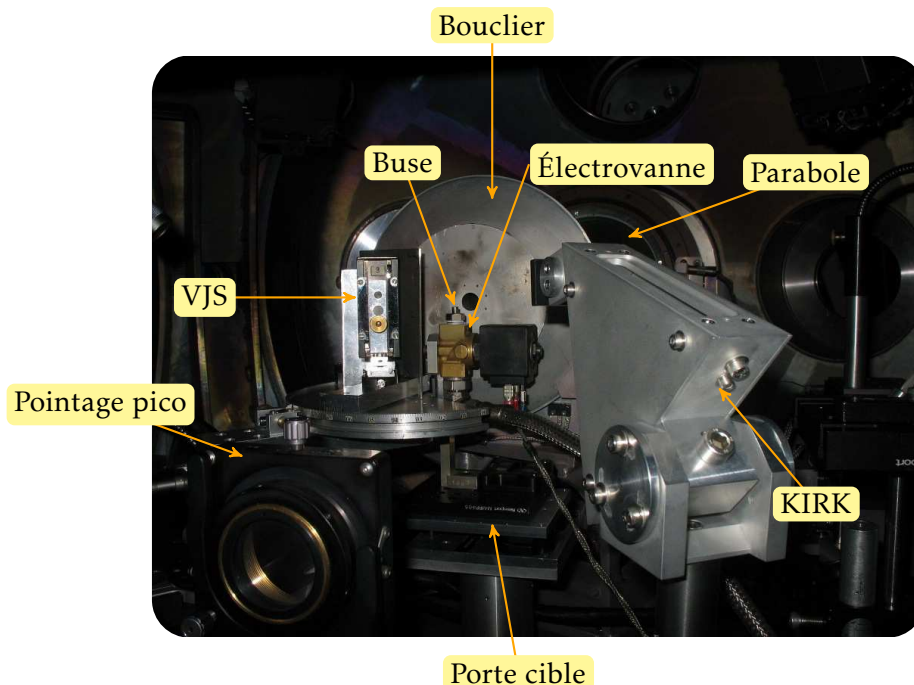


FIGURE 7.6 – Intérieur du dispositif expérimental dans l'enceinte MILKA de l'installation LULI2000.

En moyenne, l'énergie produite après le compresseur était d'environ 70 J , et avec une tache focale probablement supérieure à $300 \mu\text{m}$, nous ne pouvions espérer avoir une intensité sur cible de plus de $10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ (en prenant en compte la distribution de l'énergie dans une tache d'Airy) et en supposant une absorption de l'énergie de l'impulsion par la parabole d'environ 80% (basée sur des mesures au calorimètre de l'énergie de l'impulsion avant et après la parabole).

En plus du spectromètre KIRK, le dispositif expérimental était composé du spectromètre en configuration verticale de Johann (VJS) d'Oldrich Renner, comme nous pouvons le voir sur la figure 7.6. Ce spectromètre et sa nouvelle version seront présentés en détails dans le cas de l'étude des électrons supra-thermiques au chapitre 9. Un spectromètre à cristal sphérique, FSSR-2D (Young et al., 1998), non visible sur la photo a aussi été utilisé. Notons la présence d'un bouclier en plomb près de la cible pour protéger les occupants de la salle d'acquisition 1 d'éventuelles radiations trop énergétiques.

Tout dispositif électronique est à proscrire lorsqu'on utilise une impulsion picoseconde de plusieurs joules afin d'éviter de faire griller les circuits à cause d'impulsions électromagnétiques très énergétiques. C'est pour cette raison que nous avons utilisé des films et IP comme détecteurs. Dans la figure 7.6, la cassette IP/film n'est pas en place, mais l'alignement du spectromètre est effectué.

7.2.2.2. Les détecteurs

Nous avons utilisé deux types de détecteurs avec le spectromètre KIRK : des films sensibles aux rayonnements X et des *Imaging Plates* (IP). Les films ont l'avantage d'être très sensibles et de permettre une meilleure résolution que dans le cas des IP. Ces dernières présentent néanmoins une souplesse d'utilisation bien plus grande que les films, puisqu'elles peuvent être réutilisées et elles n'ont pas besoin d'être développées dans une chambre noire.

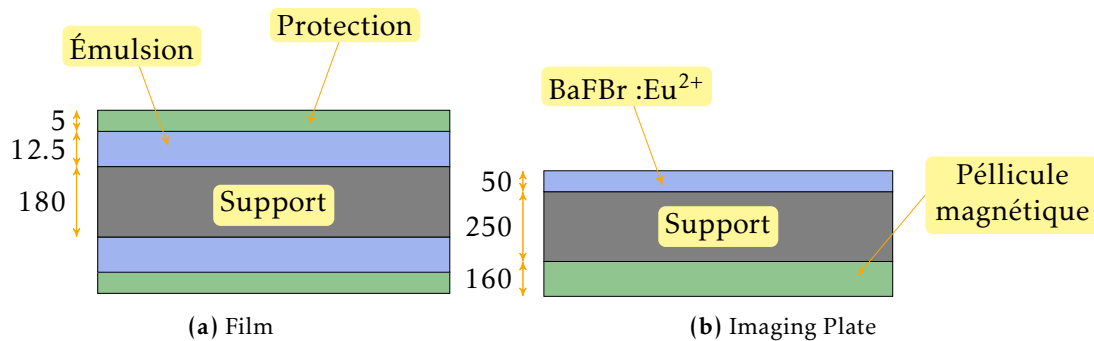


FIGURE 7.7 – Coupe des (a) films et des (b) Imaging Plates utilisés pour ces expériences. Les valeurs indiquées sont en μm .

Film Nous avons utilisé des films KODAK INDUSTREX HS800 en feuilles de 40 cm × 30 cm au début de la campagne pour l'observation de l'émission du plasma d'argon avec le cristal d'OHM. Nous avons l'habitude de manipuler ce type de détecteur qui permet de ne pas brider la résolution des spectromètres que nous mettons en œuvre. Une coupe de ces films est représentée à la figure 7.7(a). Chaque film est constitué d'un support rigide de 180 μm d'épaisseur, dont chaque face est recouverte d'une émulsion d'épaisseur de 12.5 μm sensible aux rayonnements X et d'une couche de protection de 5 μm d'épaisseur. L'émulsion est constituée de grains micrométriques d'halogénure d'argent dont la géométrie cristalline a été au préalable aplatie : ce sont les T-GRAIN[®] développés par KODAK et qui permettent une plus grande sensibilité aux faibles expositions et un temps de développement réduit.

Lorsque les photons X atteignent l'émulsion, ils produisent une paire électron-trou résultant en la libération d'un électron qui sera alors capturé par un ion Ag^+ . L'agrégation de quelques atomes d'argent autour du point d'impact constitue une image latente sur le film. Cette image est révélée dans le processus de fixation et de développement qui va nettoyer le film des ions qui n'ont pas réagi avec les électrons libérés lors de l'impact des photons sur l'émulsion.

L'intensité est ainsi codée dans le film sous la forme d'une densité optique D . L'opération de numérisation s'effectue avec le scanner à tambour rotatif Hi-SCAN de la société EUROCORE. Le film, une fois solidement fixé à un tambour rotatif vertical, est éclairé par une source lumineuse ponctuelle qui convertit la densité optique en une image 16 bits, dont les valeurs s'échelonnent entre 0 et 65535

en comparant la lumière transmise par le film à une valeur d'étalonnage. L'équation correspondante s'écrit :

$$D = (N \times 5.0508 \times 10^{-5}) - 0.21213 \quad (7.2)$$

où N est la valeur en intensité de gris d'un pixel du film. Pour obtenir le nombre de photons qui ont interagi avec l'impulsion par unité de surface, nous utilisons une courbe de la densité optique étalonnée pour des photons de 1.49 keV (Moinard, 2010) :

$$D = 11 \times \log(1 + 0.1 \times x + 0.009 \times x^2) \quad (7.3)$$

où x est en photons/ μm^2 . Nous corrigeons l'image de l'efficacité du film en calculant la densité optique selon l'équation 7.2, puis en utilisant cette valeur dans l'équation 7.3 pour en déduire le nombre de photons qui a atteint effectivement l'émulsion par unité de surface. La résolution utilisée est de 3600 dpi, c'est-à-dire une taille de pixel de 7.06 μm .

IP L'émission du gaz d'azote a été enregistrée à l'aide d'une IP de type BAS-TR 2025 bleu qui n'a pas de film de protection. Une IP est constituée d'un support rigide de 250 μm d'épaisseur sur lequel a été déposée une couche de barium fluorobromoiodide, dopée avec de l'euporium bivalent de formule brute BaFBr :Eu⁺² (Amemiya and Miyahara, 1988; FUJIFILM, 2010; KODAK, 2008). Une pellicule magnétique de 160 μm d'épaisseur soutient l'ensemble et permet un positionnement efficace et précis dans le scanner. Le principe de l'IP est de capturer les photons émis par la source étudiée dans un niveau d'énergie méta-stable du barium. Cet état se désexcite lentement au cours du temps (Paterson et al., 2008), mais n'est en général pas une limitation dans les dispositifs expérimentaux utilisés. L'étape de numérisation s'effectue en irradiant l'IP avec une lumière laser à 400 nm : cette interaction aura pour effet de relâcher l'électron capturé par le barium dans la bande de conduction en émettant une lumière caractéristique. Ce processus est connu sous le nom de luminescence photo-stimulée (*photo-stimulated luminescence*, PSL en anglais) et constitue l'unité de l'émission enregistrée par l'IP. Le scanner que nous avons utilisé est un BAS-1800II. Chaque image scannée est accompagnée d'un fichier rassemblant les détails des paramètres du scanner utilisé afin de pouvoir remonter à la valeur de la PSL donnée par (Ravasio, 2007) :

$$\text{PSL} = \left(\frac{\text{Res}}{100}\right)^2 \frac{4000}{S} 10^{L(\frac{QL}{G} - \frac{1}{2})} \quad (7.4)$$

où Res est la résolution de la lecture de l'IP en μm , S est la sensibilité, L est la latitude, G la valeur maximale de l'échelle en niveau de gris et QL représente la valeur courante d'un pixel après numérisation. Dans notre cas, nous avons Res = 50 μm , S = 4000, L = 5 et G = 65535. La résolution des images ainsi reconstruites est donc de 50 μm , ce qui est bien supérieur à celle des films ($\sim 7 \mu\text{m}$). Ces IP sont d'habitude utilisées dans les expériences produisant des particules très énergétiques, de l'ordre du MeV (Mančić et al., 2008; Mori et al., 2006), mais nous allons les utiliser dans le cas de l'émission de rayonnement X mou.

7.3. Analyse et discussion

7.3.1. OHM

Pour déterminer la résolution spectrale du cristal d'OHM de 25.6 mm \times 10.5 mm, nous avons focalisé le laser PICO2000 d'énergie 73 J après le compresseur dans un gaz d'argon alors à une pression de 98 bars ($n_a \approx 9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ d'après l'équation (7.1)) et observé l'émission propre du plasma

Algorithme 8 Pseudo-code associé à la reconstruction des spectres de KIRK pour le cristal d'OHM, de distance interplanaire $2d = 63.54 \text{ \AA}$. L'abscisse des spectres est exprimée à la fin de l'algorithme en \AA et l'ordonnée en photons/ μm^2 .

```

1:  $n \leftarrow 3696$ 
2:  $pix \leftarrow 7.0555555E - 6 \text{ m}$ 
3:  $L \leftarrow 368.898E - 3 \text{ m}$ 
4:  $ang \leftarrow \frac{67 \pi}{180} \text{ deg}$ 
5:  $\theta \leftarrow \frac{53 \pi}{180} \text{ deg}$ 
6: for  $i = 1$  to  $n$  do {Reconstruction géométrique en longueur d'onde}
7:    $c \leftarrow \sqrt{(i \times pix)^2 + L^2 - (2 \times i \times pix \times L \times \cos(ang))}$ 
8:    $\alpha \leftarrow \arccos\left(\frac{L^2 + c^2 - (i \times pix)^2}{2 \times L \times c}\right)$ 
9:    $\lambda_i \leftarrow (63.5 \times \sin(\theta - \alpha)) - 0.47$ 
10: end for
11: for  $i = 1$  to  $n$  do {Correction de la réponse spectrale du film}
12:    $D \leftarrow (I_i \times 5.0508 \times 10^{-5}) - 0.21213$ 
13:    $\Delta \leftarrow 0.01 + (4 \times 0.009 \times (10^{\frac{D}{11}} - 1))$ 
14:    $I_i \leftarrow \frac{-0.1 + \sqrt{\Delta}}{2 \times 0.009}$ 
15: end for
16: for  $i = 1$  to  $n$  do {Correction de la transmission du filtre}
17:    $I_i \leftarrow \frac{I_i}{144.958 - (4.55204 \times \lambda_i) + (0.0366911 \times \lambda_i^2)}$ 
18: end for
19: for  $i = 1$  to  $n$  do {Correction de la reflectivité du cristal}
20:    $I_i \leftarrow \frac{I_i}{-149.11983 + (14.70139 \times \lambda_i) - (0.21424 \times \lambda_i^2)}$ 
21: end for

```

créé. Le pseudo-code 8 correspond à la procédure de reconstruction des films enregistrés à cette occasion. La figure 7.9 décrit une coupe horizontale du spectre totalement reconstruit par la procédure précédente. Le spectre expérimental est placé au-dessus de la coupe correspondante. Notons que la première étape de la procédure de reconstruction en longueur d'onde est définie indépendamment de l'observation des raies : nous avons utilisé les données extraites de la modélisation 3D du diagnostic pour produire une reconstruction, et ce sans identifier les raies. La deuxième étape correspond à la prise en compte de l'incertitude sur l'alignement, et c'est à ce moment-là seulement que nous utilisons une transition de longueur d'onde connue. Le tableau 7.10 nous permet d'identifier les raies observées sur le spectre. À ce stade, nous pouvons commenter sur deux points :

- le tout premier tir laser en présence du nouveau spectromètre KIRK a déjà produit un spectre d'une bonne qualité ;
- les transitions se trouvaient aux positions attendues et pré-calculées avec l'outil numérique 3D mis en place.

Ceci constitue donc un autre succès de la méthode d'alignement et de production des spectromètres que nous avons mis en place dans ce travail de thèse.

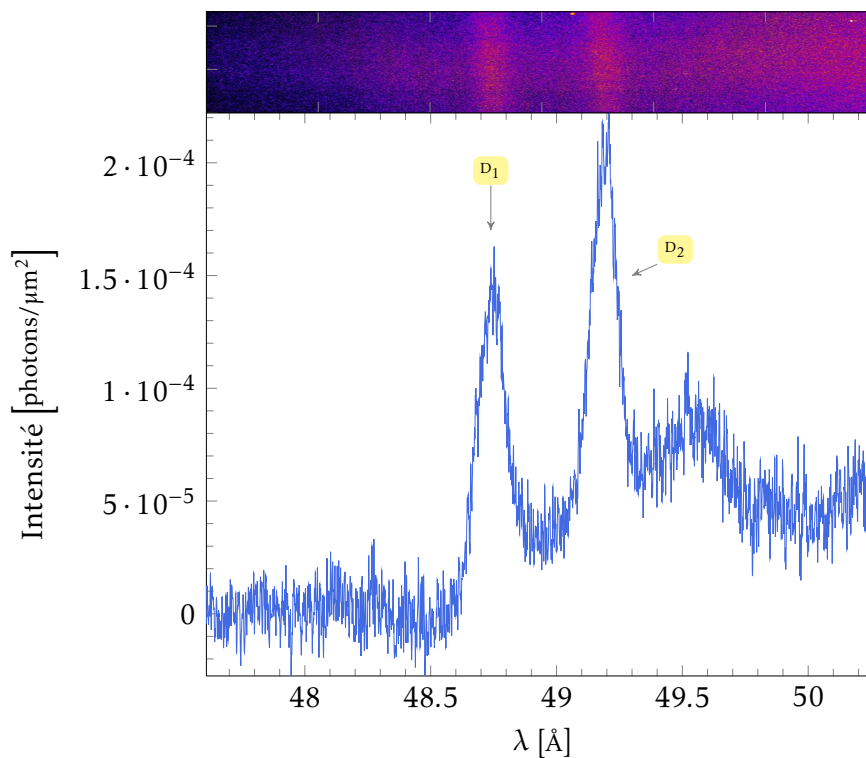


FIGURE 7.9 – En haut : spectre expérimental reconstruit et corrigé. En bas : coupe longitudinale du spectre présenté en haut, associé à l'émission d'un plasma produit par l'irradiation d'un gaz d'argon à 98 bars par une impulsion ps d'une énergie de 73 J après le compresseur.

Pour obtenir la résolution spectrale, nous allons déterminer la largeur à mi-hauteur (FWHM) d'une transition, par exemple D_1 , à l'aide du module de pré-processing de RAMA qui permet d'introduire une fonction d'appareil pour la production des spectres synthétiques. Avant cette étape, nous devons faire attention à l'élargissement « artificiel » dû à la taille de la source. Nous avons déjà vu à la section 7.2.2.1. que la taille de la tache focale était d'environ $400 \mu\text{m}$. Cette valeur peut être utilisée comme taille minimale de la source, le profil spatial du faisceau étant super-gaussien. Cette importante taille de source a un impact non négligeable sur l'élargissement des transitions et nous devons la prendre en compte pour la détermination de la fonction instrumentale. Pour ce faire, nous

TABLE 7.10 – Longueurs d’onde en Å, énergie associée en eV, taux d’émission radiative spontanée (coefficient d’Einstein \mathcal{A}) en s^{-1} et configuration des transitions principales de la figure 7.9. Données provenant de la base de données du NIST (Ralchenko et al., 2008).

n°	λ [Å]	Énergie [eV]	g_j^a	\mathcal{A} [s^{-1}]	niveau haut j → niveau bas i
D₁	48.739	254.4	3	1.69×10^{11}	[Ne]2p ⁵ 3s ¹ (¹ P) → [Ne]2p ⁶ (¹ S)
D₂	49.186	252.1	3	4.8×10^{10}	[Ne]2p ⁵ 3s ¹ (³ P) → [Ne]2p ⁶ (¹ S)

$$^a g_j = 2J_j + 1$$

utilisons une expression d’interpolation de la position x d’une raie sur le film en fonction de la longueur d’onde. Cette équation est facilement obtenue en utilisant le procédé numérique qui est à la base de notre démarche expérimentale. Nous lançons un rayon de la source vers le cristal à un angle donné (donc à une longueur d’onde donnée grâce à l’équation de Bragg) qui est ensuite diffracté à une certaine position x sur le film. Il nous suffit de mesurer cette position, de répéter l’opération pour le nombre de rayons qu’il faut pour une bonne précision et de porter les résultats sur un graphique $\lambda = f(x)$ (x est exprimé en mm). Ensuite, il nous suffit de trouver une expression numérique approchée. Notons que cette procédure aurait très bien pu être utilisée pour faire la reconstruction spectrale des films (Schott, 2003). Dans le cas présent nous obtenons :

$$\lambda_{\text{OHM}} = (-3.34895 \times 10^{-4} \times x^2) + (0.104327 \times x) + 47.7283 \quad (7.5)$$

Ensuite, nous faisons l’approximation que la taille de la source produit un élargissement égal sur le film : proche d’une longueur d’onde centrale, la dispersion du cristal peut être considérée comme étant linéaire. Ainsi, nous pouvons utiliser l’équation (7.5) qui nous donne le déplacement en longueur d’onde $\Delta\lambda_s$ (par rapport à un point de référence, ici nous avons pris le bord droit du film) correspondant aux émissions du plasma séparés par une distance Δx égal à 400 μm , c’est-à-dire la taille de la source. Nous en déduisons que $\Delta\lambda_s \approx 0.04$ Å pour $\Delta x = 400$ μm . Dans le cas de la transition **D₁**, dont la FWHM totale est d’environ 0.12 Å, l’élargissement dû à la source est donc de près de 30%.

Nous utilisons maintenant une partie du code MARIA pour calculer la largeur instrumentale de la transition **D₁**. La meilleure correspondance entre l’expérience et le calcul en prenant en compte la largeur de la source est obtenue pour $\Delta G = 1000$ et $\Delta L = 1000$, où G correspond à la partie Gaussienne et L la partie Lorentzienne du profil. Puisque dans le code les calculs sont effectués en fréquence angulaire, nous devons recalculer ces valeurs en longueurs d’onde pour en déduire la FWHM en Å selon :

$$\mathcal{G} = \frac{2\pi c}{2\sqrt{\ln 2} \times \lambda \times \Delta G} \quad (7.6)$$

$$\mathcal{L} = \frac{2\pi c}{\lambda \times \Delta L} \quad (7.7)$$

où λ est la longueur d’onde à laquelle est calculé le profil de raie. La convolution du profil Gaussien et du profil Lorentzien s’effectue par l’utilisation d’un profil de Voigt, dont la FWHM \mathcal{V} approchée s’écrit :

$$a = \frac{\mathcal{L}}{2\mathcal{G}} \quad (7.8)$$

$$\mathcal{V} = \left(\frac{\mathcal{L}}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4\ln 2}{a^2}} \right) \right) + \left(0.05 \times \frac{\mathcal{L}}{2} \times \left(1 - \frac{2}{1 + \sqrt{1 + \frac{4\ln 2}{a^2}}} \right) \right) \quad (7.9)$$

La résolution spectrale du cristal, calculée pour un profil de Voigt ΔV des transitions, s'écrit alors :

$$\Delta V = \Delta \lambda = \frac{2\pi c}{\lambda \mathcal{V}} \quad (7.10)$$

Pour la longueur d'onde de la transition D_1 , $\lambda = 48.739 \text{ \AA}$, nous obtenons au final une résolution spectrale du cristal d'OHM de $\lambda/\Delta\lambda \approx 810$. Cette valeur, qui constitue une limite inférieure du fait de l'importante taille de la source, est en bon accord avec celle déduite d'un dispositif similaire (Fan et al., 1996) où $\lambda/\Delta\lambda \approx 1100$.

7.3.2. THM

Pour étudier la résolution spectrale du cristal de THM, d'une dimension de $40 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$, nous avons focalisé le laser PICO2000 d'énergie 63 J après le compresseur dans un gaz d'azote à une pression de 90 bar ($n_a \approx 8.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Cette fois-ci, nous avons utilisé une IP en tant que détecteur, ce qui implique une procédure de reconstruction légèrement différente que dans le cas avec film. Cette procédure est résumée par le pseudo-code 11.

Algorithme 11 Pseudo-code associé à la reconstruction des spectres de KIRK pour le cristal de THM, de distance interplanaire $2d = 52.3 \text{ \AA}$. L'abscisse des spectres est exprimée à la fin de l'algorithme en \AA et l'ordonnée en PSL.

```

1:  $n \leftarrow 652$ 
2:  $pix \leftarrow 50.E - 6 \text{ m}$ 
3:  $L \leftarrow 218.1703E - 3 \text{ m}$ 
4:  $ang \leftarrow \frac{85.6 \pi}{180} \text{ deg}$ 
5:  $\theta \leftarrow \frac{34.4 \pi}{180} \text{ deg}$ 
6: for  $i = 1$  to  $n$  do {Reconstruction géométrique en longueur d'onde}
7:    $c \leftarrow \sqrt{(n \times pix)^2 + L^2 - (2 \times i \times pix \times L \times \cos(ang))}$ 
8:    $\alpha \leftarrow \arccos\left(\frac{L^2 + c^2 - (i \times pix)^2}{2 \times L \times c}\right)$ 
9:    $\lambda_i \leftarrow (52.3 \times \sin(\theta - \alpha)) + 0.2429$ 
10: end for
11: for  $i = 1$  to  $n$  do {Correction de la réponse spectrale de l'IP}
12:    $I_i \leftarrow \left(\frac{50}{100}\right)^2 \times \left(\frac{4000}{4000}\right) \times 10^{5 \times \left(\frac{I_i}{65535} - \frac{1}{3}\right)}$ 
13: end for
14: for  $i = 1$  to  $n$  do {Correction de la transmission du filtre}
15:    $I_i \leftarrow \frac{I_i}{144.958 - (4.55204 \times \lambda_i) + (0.0366911 \times \lambda_i^2)}$ 
16: end for
17: for  $i = 1$  to  $n$  do {Correction de la réflectivité du cristal}
18:    $I_i \leftarrow \frac{I_i}{-149.11983 + (14.70139 \times \lambda_i) - (0.21424 \times \lambda_i^2)}$ 
19: end for

```

La figure 7.12 donne un spectre expérimental et la coupe longitudinale associée. Nous pouvons d'ores et déjà voir que la qualité du signal sur l'IP est meilleure que celle dans le cas du film. L'identification spectrale est résumée dans le tableau 7.13 : nous observons la transition Ly_α et He_α de l'azote.

Nous effectuons la même analyse que dans le cas du cristal d'OHM, en commençant donc par la détermination de l'équation de dispersion du cristal de THM, déterminée de la même manière que

pour le cristal d'OHM, en lançant des rayons de la source et en mesurant la position du rayon sur l'IP par rapport à une référence (prise comme étant celle du rayon associé au bord du cristal) :

$$\lambda_{\text{THM}} = (-2.89537 \times 10^{-4} \times x^2) + (0.213853 \times x) + 23.2862 \quad (7.11)$$

Pour une taille de source de $\Delta x = 400 \mu\text{m}$, nous en déduisons une largeur introduite de $\Delta\lambda_S \approx 0.086 \text{ \AA}$, c'est-à-dire presque la moitié de la largeur à mi-hauteur pour la transition E_1 .

Pour cette même transition, nous effectuons le calcul de la résolution à l'aide des équations (7.6), (7.7), (7.9) et (7.10) pour $\lambda = 24.78 \text{ \AA}$. La partie du code de MARIA qui calcule les distributions spectrales nous permet d'obtenir $\Delta G = 800$ et $\Delta L = 400$. Nous en déduisons alors que la résolution spectrale du cristal de THM pour la longueur d'onde λ_{α} de l'azote est de $\lambda/\Delta\lambda \approx 330$.

Cette résolution spectrale constitue elle aussi une limite inférieure et explique en partie le fait que nous ne résolvons pas la transition Ly_{α} , qui nécessiterait une résolution spectrale d'environ $\lambda/\Delta\lambda \approx 5000$. Un spectromètre tel que le VJS ou bien un spectromètre à cristal sphérique (Young et al., 1998) serait plus adapté pour ce but.

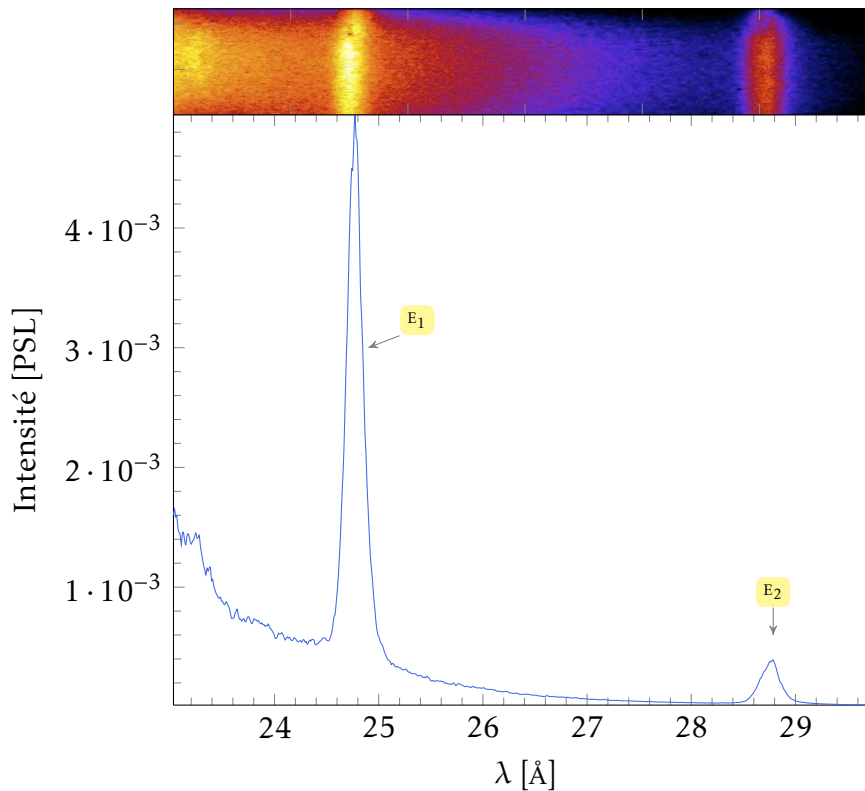


FIGURE 7.12 – En haut : spectre expérimental reconstruit et corrigé. En bas : coupe longitudinale du spectre présenté en haut, associé à l'émission d'un plasma produit par l'irradiation d'un gaz d'azote à 90 bars par une impulsion ps d'une énergie de 63 J après le compresseur.

7.4. Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, nous déterminons la résolution spectrale d'un cristal plan d'OHM et de THM pour l'émission X mou au moyen de l'émission propre d'un plasma créé par l'interaction entre le laser

TABLE 7.13 – Longueurs d’onde en Å, énergie associée en eV, taux d’émission radiative spontanée (coefficient d’Einstein \mathcal{A}) en s^{-1} et configuration des transitions principales de la figure 7.9. Données provenant de la base de données du NIST (Ralchenko et al., 2008).

n^o	λ [Å]	Énergie [eV]	g_j^a	\mathcal{A} [s^{-1}]	niveau haut $j \rightarrow$ niveau bas i
E₁	24.7792	500.34	4	1.505×10^{12}	$2p(^2P) \rightarrow 1s(^1S)$
	24.7846	500.25	2	1.504×10^{12}	$2p(^2P) \rightarrow 1s(^1S)$
E₂	28.787	430.7	3	1.809×10^{12}	$1s2p(^1P) \rightarrow 1s^2(^1S)$

$$^a g_j = 2J_j + 1$$

PICO2000 et différents gaz. Nous présentons tout d’abord les caractéristiques techniques de l’installation PICO2000 qui permet la production d’impulsions picosecondes multi-joules grâce à l’amplification à dérive de fréquence. Le faisceau est transporté après le compresseur par un ensemble de tubes sous vide vers la chambre d’interaction MILKA.

Nous décrivons ensuite le dispositif expérimental utilisé pour déterminer la résolution spectrale des cristaux plans : l’impulsion picoseconde est focalisée dans un jet de gaz d’argon pour étudier le cristal d’OHM et d’azote pour étudier celui de THM. Ces cristaux font partie d’un nouveau spectromètre, KIRK, développé dans le but de pouvoir utiliser facilement ces cristaux dans une grande variété de chambres expérimentales. Une approche entièrement numérique, basée sur le logiciel de dessin technique SolidWorks, est utilisée pour produire un alignement précis et rapide du spectromètre. Cette méthode permet aussi de faire la reconstruction spectrale indépendamment de l’identification des transitions sur l’enregistrement. Deux différents types de détecteurs sont utilisés, ceci afin de trouver une alternative efficace aux films photographiques très contraignants au niveau de la phase de mise en place dans le spectromètre et dans la phase de développement. L’ensemble de ce dispositif, matériel et numérique, nous a permis de déterminer la résolution spectrale des cristaux d’OHM et de THM : $\lambda/\Delta\lambda \approx 810$ pour l’OHM, et $\lambda/\Delta\lambda \approx 330$ pour le THM. Malgré la meilleure résolution spectrale du cristal d’OHM, ses dimensions ne lui permettent pas d’être utilisé dans le dispositif expérimental sur FLASH décrit au chapitre 6. Avec le cristal plan de THM, nous avons cependant accès à un outil dispersif de bonne résolution nous permettant de résoudre la transition He_α de l’azote en prenant compte des incertitudes de mesures.

Dans le chapitre suivant nous revenons à l’étude de l’interaction entre le laser XUV FLASH et une cible de nitrure de bore, à la lumière des résultats sur la résolution spectrale du cristal de THM. Nous effectuons une analyse préliminaire des spectres expérimentaux de l’azote lorsque la cible est irradiée à haute intensité et nous proposons une interprétation de l’évolution de l’interaction laser XUV-nitrure de bore.

Chapitre 8

Analyse de la transition He_α de l'azote

8.1. Les spectres expérimentaux	119
8.1.1. Identification	119
8.1.2. Analyse préliminaire	121
8.2. Simulations hydrodynamiques avec XRAD	122
8.3. Mécanisme de l'interaction laser XUV-azote	124
8.4. Conclusions du chapitre	127

Dans ce chapitre, nous présentons les premiers spectres X obtenus en irradiant une cible solide épaisse de nitrure de bore avec le laser XUV à électrons libres de Hambourg, FLASH. Les transitions observées sont He_α de l'azote à $\lambda = 28.787 \text{ \AA}$ (430.7 eV), les transitions satellites associées et une partie de l'émission des états d'ionisation inférieure.

Une première identification à l'aide du code PrismSPECT (MacFarlane et al., 2007) permet d'établir les conditions de température et de densité électroniques du plasma au moment de l'émission de la transition héliumnoïde. Des simulations hydrodynamiques sur 1.5 ps, effectuées avec le code XRAD (Gauthier, 1992; Gauthier and Geindre, 1988), nous permettent ensuite de comprendre les échelles de temps mises en jeu dans l'évolution de l'interaction entre le laser XUV et le solide. Nous finirons pas expliciter l'historique complet de cette évolution en mettant en évidence la nécessité d'un mécanisme supplémentaire pour le chauffage de la cible à l'aide du processus de recombinaison à trois corps, afin d'expliquer la température électronique importante observée au cours de ces expériences.

8.1. Les spectres expérimentaux

8.1.1. Identification

La figure 8.1 présente l'ensemble des courbes expérimentales obtenues sur l'installation FLASH en irradiant une cible solide de nitrure de bore avec une impulsion femtoseconde où l'énergie des photons est de 91.8 eV.

Chaque courbe a été produite en moyennant le signal de cinq groupes de mesures prises à une position z donnée. Chaque groupe correspond à l'émission propre enregistrée par la CCD pendant 150 secondes. La cible a bien sûr été déplacée continuellement, pour qu'à 5 Hz, le laser interagisse avec

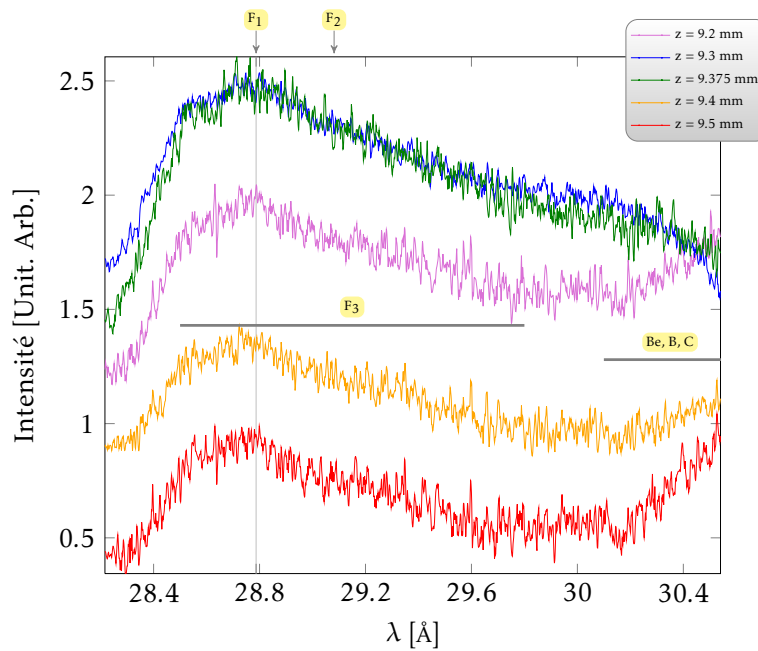


FIGURE 8.1 – Spectres expérimentaux de l'émission propre d'une cible de nitrure de bore pour différentes positions de la cible sur l'axe laser. La meilleure tache focale (la plus haute intensité) est obtenue pour $z = 9.3 \text{ mm}$ ($I = 7 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$).

une zone non ablatée. Chaque acquisition a fait l'objet d'un traitement numérique pour y soustraire le bruit de fond, bruit existant même lorsque le laser n'est pas activé. Finalement, chaque courbe a été corrigée selon la méthode décrite par l'algorithme 11.

Nous avons identifié le signal non pas en supposant que le signal était He_α de l'azote, mais en recalculant l'échelle spectrale à partir de la construction en 3D de l'ensemble du dispositif et de l'implantation du spectromètre. Une fois l'échelle reconstruite, indépendamment du résultat obtenu sur la CCD, nous avons juste translaté l'échelle de 0.1 \AA pour faire correspondre le signal observé avec les longueurs d'onde tabulées dans le NIST (Ralchenko et al., 2008). Cette différence provient de l'incertitude sur l'alignement du cristal par rapport à la source et à la CCD. Elle correspond d'ailleurs à la valeur de l'erreur, calculée d'après le modèle 3D lorsqu'on introduit de manière artificielle un décalage dans le positionnement du cristal. Cette procédure a l'avantage d'être rigoureuse et nous permet d'avoir un haut niveau de confiance quant à la provenance du signal observé.

Le tableau 8.2 donne une identification des transitions et groupes de raies observés sur la figure 8.1. La première observation que nous pouvons faire est que la transition résonante He_α , attribuée au groupe F_1 , est très élargie, ce qui empêche toute résolution de la raie d'intercombinaison, ainsi que des transitions satellites. La taille de la source (de l'ordre du micron) et la fonction d'appareil (d'une largeur d'environ 0.1 \AA) sont adaptées à la résolution de ces transitions satellites. Cependant, les spectres expérimentaux nous indiquent qu'elles ne sont pas résolues. Le matériel n'est donc pas à l'origine de cette largeur spectrale observée. Nous avons alors cherché l'origine de cet élargissement dans l'ensemble des différents processus de la physique atomique, tels que l'opacité ou l'effet Stark ionique. Déterminer le processus responsable de cet élargissement n'est pas facile, mais nous proposerons une interprétation préliminaire à la fin de ce chapitre.

La deuxième observation que nous pouvons faire concerne l'émission à plus grande longueur d'onde en fonction de l'intensité. Lorsque la cible s'éloigne de la meilleure tache focale, l'intensité di-

TABLE 8.2 – Longueurs d’onde en nm, énergie associée en eV, taux d’émission radiative spontanée (coefficient d’Einstein \mathcal{A}) en s^{-1} et configuration des groupes de raies principales de la figure 8.1. Données provenant de la base de données du NIST (Ralchenko et al., 2008). Nous utilisons la notation spectroscopique usuelle pour décrire les différentes configurations.

n°	λ [Å]	Énergie [eV]	g_j^a	\mathcal{A} [s^{-1}]	niveau haut $j \rightarrow$ niveau bas i
F ₁	28.787	430.7	1	1.809×10^{12}	$1s2p \left({}^1P_1^{\circ} \right) \rightarrow 1s^2 \left({}^1S_0 \right)$
F ₂	29.0815	426.3	1	1.03×10^5	$1s2p \left({}^3P_1^{\circ} \right) \rightarrow 1s^2 \left({}^1S_0 \right)$
F ₃	[28.5-29.8] ^b	[416-435]	-	-	$1s2nl^{'cd} \rightarrow 1s^2n1^{'cd}$

^a $g_j = 2J_j + 1$

^b Valeurs calculées avec le code collisionnel-radiatif MARIA

^c Nombre quantique principal : $2 \leq n \leq 4$

^d Nombre quantique orbital : $l = [s, p, d]$

minue et l’émission de l’azote dans les degrés d’ionisation plus faibles devient plus important. Nous n’observons malheureusement que le début de l’émission de l’azote ionisé une, deux ou trois fois (noté **Be, B, C** sur la figure 8.1), ceci étant dû aux importantes contraintes géométriques que nous avons décrites au chapitre 6. Plus la cible se rapproche du point de meilleure focalisation, plus les émissions lithiumnoïde et héliumnoïde deviennent importantes par rapport aux autres degrés d’ionisation. Ce comportement est très intéressant car il peut constituer un diagnostic de l’intensité et donc de l’énergie déposée dans la cible. Notons que le déplacement de la cible sur l’axe laser (et donc une légère perte d’alignement pour le spectromètre), d’environ 300 μm , ne peut expliquer une modification sur l’intensité observée car celui-ci devrait s’accompagner d’un déplacement total du spectre en longueur d’onde en fonction de l’intensité (la sensibilité du positionnement du spectromètre est suffisante pour le résoudre), or ce n’est pas observé expérimentalement.

8.1.2. Analyse préliminaire

Maintenant que nous avons identifié l’ensemble des transitions présentes dans les spectres expérimentaux de la figure 8.1, nous avons entrepris une première analyse sous la forme d’une confrontation des spectres expérimentaux avec des spectres numériques. Oldrich Renner a utilisé le code PrismSPECT dans sa version 2.2.0 pour produire un ensemble de spectres synthétiques dans le régime de température et de densité électroniques propre à notre dispositif expérimental. PrismSPECT est un code collisionnel-radiatif dépendant du temps développé par MacFarlane et al. en 2007. Les licences pour l’utilisation de ce code sont onéreuses et nous n’y avons pas directement accès lors de notre étude préliminaire des spectres issus de l’irradiation d’une cible de nitrure de bore par FLASH. La figure 8.3 propose un ensemble de simulations effectuées avec ce code qui sont comparées avec une partie du spectre expérimental dans le cas où $z = 9.5$ mm, c’est-à-dire pour une irradiation d’environ $I \approx 1 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$.

En effet, le code n’inclut pas les transitions de degrés d’ionisation supérieurs à lithiumnoïde, nous ne pouvons donc pas comparer les simulations avec la partie des spectres expérimentaux à plus grande longueur d’onde. Le meilleur accord entre l’expérience et la simulation est obtenu pour une température et une densité électroniques de $T_e = 90$ eV et $n_e = 1 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ respectivement. L’émission propre de la transition héliumnoïde a donc lieu lorsque le plasma est encore à une densité proche de celle du solide et à une température élevée.

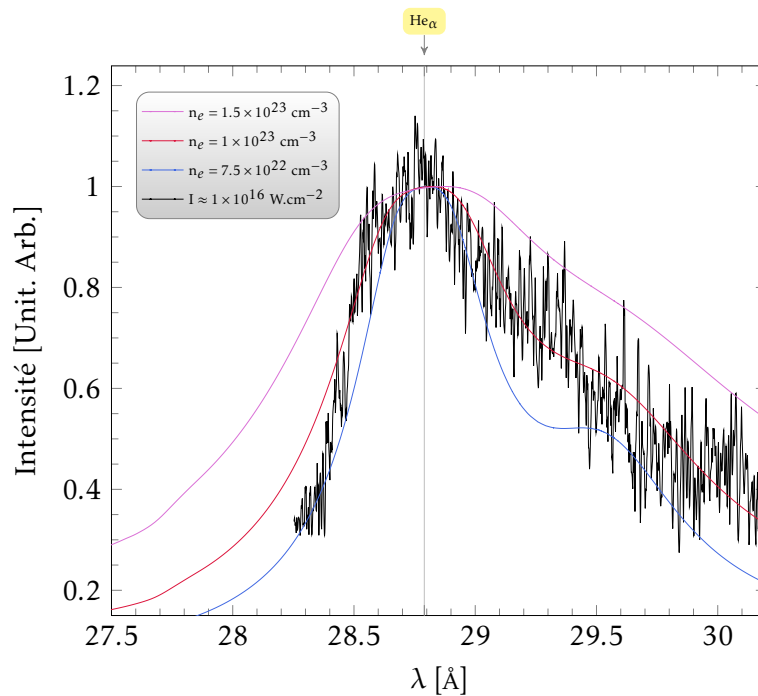


FIGURE 8.3 – Simulations collisionnelles-radiatives avec PrismSPECT de l'évolution de l'émission propre de la cible de BN à $T_e = 90$ eV pour différentes densités électroniques. Un degré d'ionisation moyen de $\bar{Z} = 5$, correspondant à l'état héliumnoïde, est supposé.

Nous préparons des simulations avec le code MARIA afin de prendre en compte l'ensemble des transitions pour les degrés d'ionisation de $Z \in [1 - 5]$ et pour $n \in [1 - 4]$. L'ajout des transitions appartenant aux degrés d'ionisation supérieurs à $Z = 5$ nous permettra de simuler l'émission propre sur l'ensemble de l'intervalle spectral expérimental, et donc de vérifier l'impact de l'intensité sur l'émission de ces degrés d'ionisation plus faibles par rapport à l'émission héliumnoïde. La détermination de la température et de la densité électroniques sera de cette manière plus précise.

8.2. Simulations hydrodynamiques avec XRAD

Afin de comprendre l'évolution temporelle de l'émission propre de l'azote, Jean-Claude Gauthier a effectué une série de simulations hydrodynamiques radiatives avec le code XRAD (Gauthier, 1992; Gauthier and Geindre, 1988). Nous avons rassemblé les résultats dans les figures 8.4 et 8.5.

Les simulations ont été effectuées sur une grille temporelle de 59 pas allant jusqu'à 1.478 ps, et une grille spatiale de 64 pas décrivant une cible d'épaisseur 2 μm . La maille spatiale est resserrée près de la surface de la cible pour une meilleure description de l'absorption de l'impulsion laser. L'impulsion laser, d'une durée de 25 fs (correspondant à la durée de l'impulsion de FLASH), est appliquée 50 fs à partir du premier pas de temps. Une cible solide de nitrure de bore de densité massique $\rho = 2.18 \text{ g.cm}^{-3}$ est utilisée, densité fournie par le fabricant des cibles, Goodfellow.

La figure 8.4(a) donne l'évolution de la température en fonction de la position en description lagrangienne (on suit l'évolution de la trajectoire de la particule fluide). Les couleurs correspondent à l'évolution prise en différents instants de la grille temporelle. La figure 8.4(b) donne l'évolution

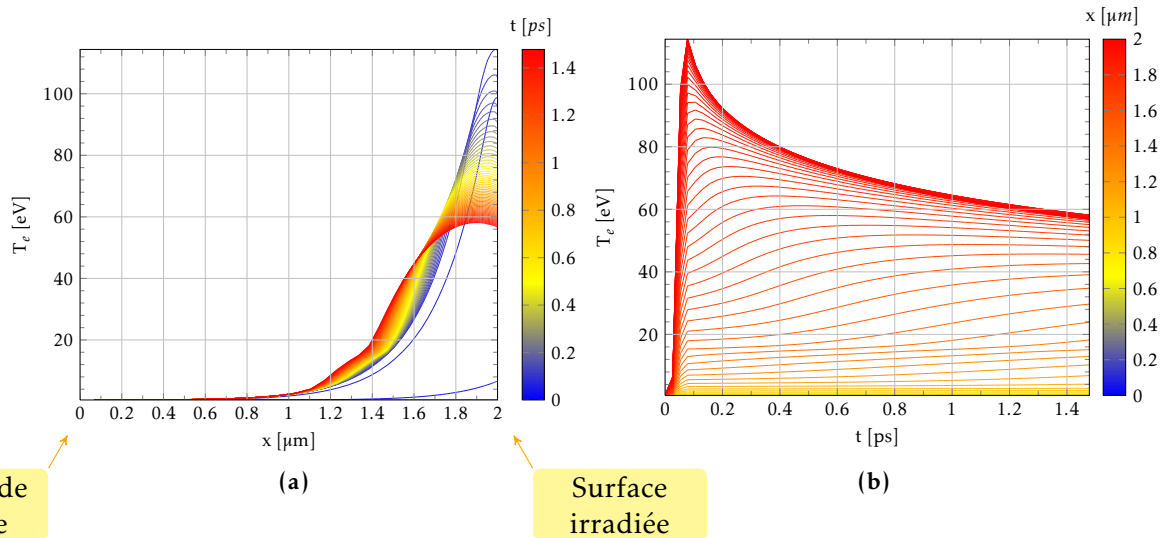


FIGURE 8.4 – Simulations hydrodynamiques de l'évolution de la température électronique en fonction de (a) la position (description lagrangienne) et (b) du temps. Le laser arrive par la droite.

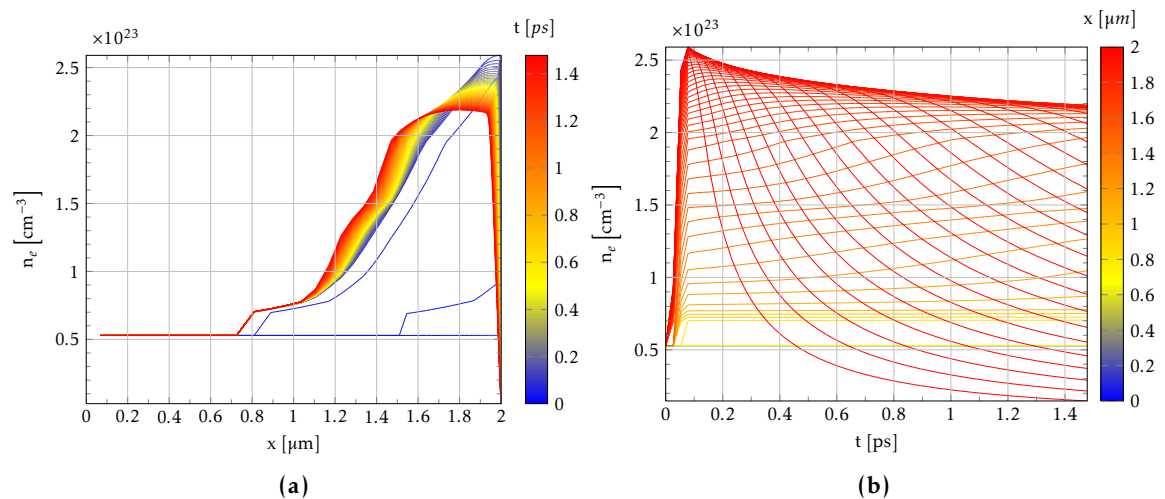


FIGURE 8.5 – Simulations hydrodynamiques de l'évolution de la densité électronique en fonction de (a) la position (description lagrangienne) et (b) du temps. Le laser arrive par la droite.

de la température en fonction du temps. Les couleurs correspondent à différentes cellules spatiales dans la cible. Les figures 8.5(a) et 8.5(b) ont les mêmes descriptions, si ce n'est qu'elles concernent la densité électronique d'une particule fluide.

Cet ensemble de figures nous donne plusieurs renseignements. Tout d'abord, la température maximale atteinte par l'irradiation de la cible sous une intensité d'environ $I \approx 1 \times 10^{16}$ $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ est d'environ 100 eV, ce qui est en accord avec la température déterminée par la confrontation entre les données expérimentales et le code PrismSPECT. Cette température est atteinte en quelques centaines de femtosecondes après l'impulsion laser, qui a par ailleurs pénétré la cible sur environ 1 μm . Le volume de matière solide ainsi chauffé par FLASH est donc d'environ 1 μm^3 . La densité électronique atteint $n_e \approx 2 \times 10^{23}$ cm^{-3} , ce qui là aussi est en bon accord avec les résultats présentés avec le code PrismSPECT.

Dans leur ensemble, les résultats produits indépendamment par un code collisionnel-radiatif (PrismSPECT) et un code hydrodynamique-radiatif (XRAD) ne semblent pas se contredire et indiquent tous les deux une température électronique élevée et une densité électronique proche de celle du solide.

8.3. Mécanisme de l'interaction laser XUV-azote

Les données de température et de densité électroniques dérivées à l'aide des codes décrits précédemment nous permettent de proposer un mécanisme d'interaction entre le laser XUV FLASH et une cible solide de nitrure de bore.

À la grande différence de l'irradiation d'une cible d'aluminium, où l'énergie des photons XUV était suffisante pour photo-ioniser un électron de couche interne (L en l'occurrence), le diagramme d'énergie de la figure 8.6 nous suggère que ce n'est pas possible dans le cas de l'azote. En effet, le potentiel d'ionisation d'un électron de la couche K est d'environ 430 eV, ce qui est largement supérieur à l'énergie des photons de FLASH, qui n'est que de 91.8 eV. FLASH ne pourra donc pas photo-ioniser directement un électron de la couche K.

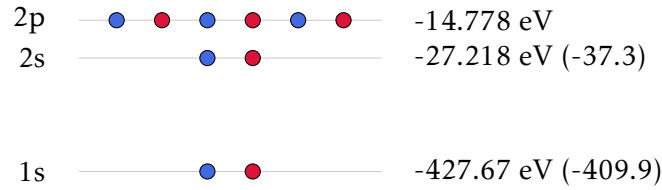


FIGURE 8.6 – Diagramme du potentiel d'ionisation pour les sous-couches électroniques de l'azote selon Cowan (1981). L'erreur avec les valeurs expérimentales tirées de Henke et al. (1993) (entre parenthèses sur le graphe) est inférieure à 20%.

Par contre, les photons pourront très facilement éjecter les électrons de la couche L, dont l'énergie d'ionisation est d'environ 20 eV. Ainsi, pendant toute la durée de l'impulsion laser, chaque atome d'azote va se voir arracher un électron des sous-couches externes 2s et 2p, laissant après environ 20 fs un volume de solide où les atomes, n'ayant en plus pas bougé de leur maille cristalline, ne contiennent plus que les deux électrons de cœur de la sous-couche K.

Les électrons du continuum vont alors commencer à se thermaliser. Ce temps de thermalisation t_c est donné par (Salzmann, 1998) :

$$t_c[s] = 3.3 \times 10^{-13} \left(\frac{T_e[\text{eV}]}{100} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{10^{21}}{n_i[\text{cm}^{-3}] \log \Lambda} \right) \quad (8.1)$$

où $\log \Lambda$ est le logarithme Coulombien, généralement compris entre 5 et 15. Pour une température électronique de $T_e = 90$ eV, une densité électronique de $n_e = 2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ et un logarithme Coulombien d'environ 10, nous obtenons un temps de thermalisation électronique d'environ $t_c \approx 1.4$ fs. La création d'une fonction de distribution d'énergie électronique de Boltzmann-Maxwell $f(E)$ est donc pratiquement instantanée par rapport aux durées d'émission mises en jeu. Pour

$$f(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{n_e}{k_B T_e} \sqrt{\frac{E}{k_B T_e}} e^{-\frac{E}{k_B T_e}} \quad (8.2)$$

environ 2.4% des électrons possèdent une énergie supérieure à $E > 425$ eV, comme le montre la figure 8.7.

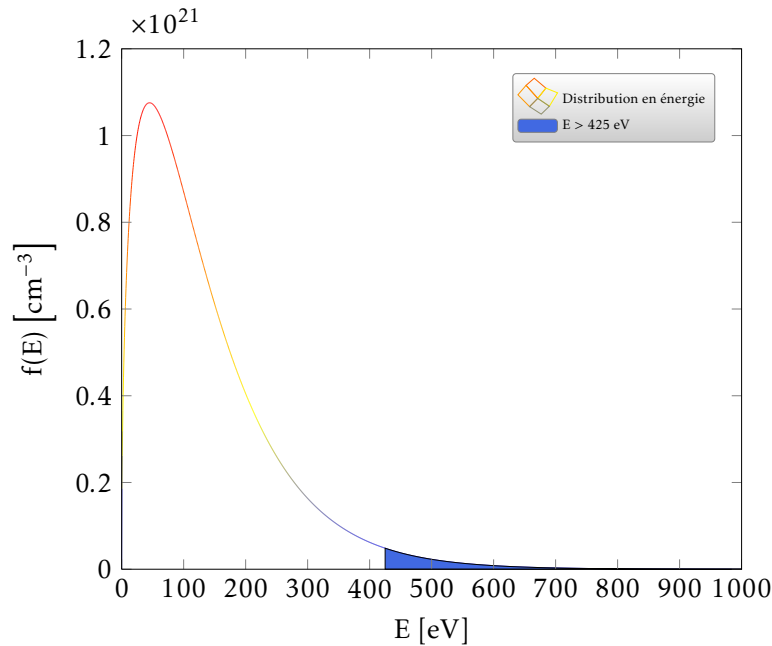


FIGURE 8.7 – Représentation de la distribution d'énergie électronique de Boltzmann-Maxwell selon l'équation (8.2) pour $k_B T_e = 90$ eV et $n_e = 2 \times 10^{23}$ cm⁻³. La zone en bleu correspond aux électrons dont l'énergie est supérieure à 425 eV.

Ces électrons ont suffisamment d'énergie cinétique pour peupler les niveaux de nombre quantique principal $n = 2$. Deux principaux mécanismes peuvent être à l'œuvre pour créer la configuration 1s2p responsable de l'émission de la raie de résonance et d'intercombinaison de l'azote :

- 1– Par *excitation collisionnelle* d'un électron de la couche K, telle que $1s^2 + e \rightarrow 1s2p + e$.
- 2– Par *ionisation collisionnelle* d'un électron de la couche K, telle que $1s^2 2p + e \rightarrow 1s2p + 2e$.

Comparons les taux de chacun de ces processus. Le taux d'excitation collisionnelle C_{ij} pour le premier point se calcule à l'aide de l'équation de H. Van Regemorter, donnée par l'équation (4.2) page 45, que nous rappelons ici afin de faciliter la lecture :

$$C_{ij} [cm^3.s^{-1}] = 3.15 \times 10^{-7} f_{ij} \left(\frac{13.6}{\Delta E} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\beta} e^{-\beta} p(\beta) \quad (8.3)$$

$$p(\beta) = 0.2757 e^{-1.3\beta} \left(\beta - \frac{\beta^2}{4} - \ln \beta - 0.5772 \right) + 0.2 (1 - e^{-4.5\beta})$$

$$\Delta E [eV] = E_i - E_j$$

$$\beta = \frac{\Delta E}{k_B T_e}$$

Nous calculons le taux d'ionisation collisionnelle \mathcal{I} en utilisant la formule de Lotz :

$$\mathcal{I}_n [cm^3 \cdot s^{-1}] = 6 \times 10^{-8} P_n \left(\frac{13.6}{E_n} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\beta_n} e^{-\beta_n} g(\beta_n) \quad (8.4)$$

$$g(\beta_n) = \ln \left(1 + \frac{0.562 + 1.4\beta_n}{\beta_n(1 + 1.4\beta_n)} \right)$$

$$\beta_n = \frac{E_n}{k_B T_e} \quad (8.5)$$

où P_n est le nombre d'électrons et E_n le potentiel d'ionisation de l'électron dans la sous-couche n . Les valeurs utilisées pour les calculs sont rassemblées dans le tableau 8.8. Nous en déduisons que

TABLE 8.8 – Grandeurs déterminées avec l'aide du code RCG de Cowan (1981) et utilisées pour le calcul des taux d'excitation collisionnelle \mathcal{C} et d'ionisation collisionnelle \mathcal{I} . Les taux sont calculés pour $k_B T_e = 90$ eV et $n_e = 2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$.

grandeur	$n_e \mathcal{C}_{ij}$	$n_e \mathcal{I}$	unité
ΔE	430	-	eV
f_{ij}	0.72895	-	-
E_n	-	520	eV
P_n	-	2	-
Taux	9.4×10^{11}	1.2×10^{11}	s^{-1}

le temps caractéristique associé à l'excitation collisionnelle est d'environ $\tau = \frac{1}{n_e \mathcal{C}_{ij}} \approx 1$ ps, alors que celui associé à l'ionisation collisionnelle est de $\tau = \frac{1}{n_e \mathcal{I}} \approx 10$ ps, c'est-à-dire un ordre de grandeur plus long. Nous pouvons donc dire que le mécanisme principal peuplant les niveaux responsables de l'émission de la raie He $_{\alpha}$ est celui de l'excitation collisionnelle des électrons de la couche K. Notons que la capture diélectronique de certains de ces électrons énergétiques provoque le peuplement des niveaux responsables de l'émission des satellites diélectroniques F $_3$.

Il nous manque toujours une explication concernant l'importante température électronique observée. Une photo-ionisation simple de chaque électron ne peut pas aboutir à une température de $T_e = 90$ eV car, par exemple, le premier photo-électron possède une énergie de $92 - 15 \approx 77$ eV, ce qui est l'énergie maximale d'un photo-électron puisque c'est l'électron le plus éloigné du noyau. Cette énergie est bien inférieure à celle de la température, donc ce mécanisme ne semble pas suffisant pour l'expliquer.

La recombinaison à trois corps, dont le mécanisme est détaillé à la figure 8.9, semble être un bon candidat pour expliquer cette haute température. En effet, lors de la capture électronique d'un électron libre, un deuxième électron présent en même temps que le premier absorbe le surplus d'énergie résultant de la capture électronique. Ceci a pour conséquence d'augmenter son énergie cinétique et, lorsque nous étendons ce mécanisme à tous les électrons à l'échelle du volume, la température électronique. Est-ce que les échelles de temps contredisent cette idée ? Pour cela, nous pouvons déterminer le taux de recombinaison à trois corps \mathcal{R} à l'aide du principe d'équilibre détaillé avec son processus inverse, l'ionisation collisionnelle. Ainsi :

$$\mathcal{R} = 2 \times 10^{-31} P_i \left(\frac{13.6}{E_i} \right)^3 \frac{g_i}{g_j} \beta^2 g(\beta_i)$$

$$\beta_i = \frac{E_i}{k_B T_e} \quad (8.6)$$

où i est l'état de l'ion après recombinaison, j celui avant la recombinaison, P_i est le nombre d'électrons dans la sous-couche après recombinaison et E_i l'énergie d'ionisation de la sous-couche après recombinaison. La fonction $g(\beta_i)$ est la même que l'équation (8.5). Nous avons calculé le potentiel d'ionisation du niveau après recombinaison d'un électron du continuum vers le niveau $2p$ à l'aide du code FAC (Gu, 2008) : $E_i = 87$ eV. Nous avons par ailleurs $g_i = g_j = 1$ et le niveau $2p$ n'est occupé que par le seul électron recombiné. Pour une température électronique de 90 eV et une densité électronique de $2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, le taux de recombinaison à trois corps est $n_e^2 \mathcal{R} \approx 1.7 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$. Donc le temps caractéristique est de $\tau = \frac{1}{n_e^2 \mathcal{R}} \approx 60$ fs. Ce temps est en accord avec la durée d'émission d' He_α calculée précédemment et qui est de l'ordre de plusieurs centaines de femtosecondes. Ainsi, la recombinaison à trois corps peut agir sur une durée très courte pour assurer une température électronique de $T_e = 90$ eV, qui produira alors une distribution Boltzmann-Maxwell nécessaire au peuplement des états $2p$ héliumnoïdes.

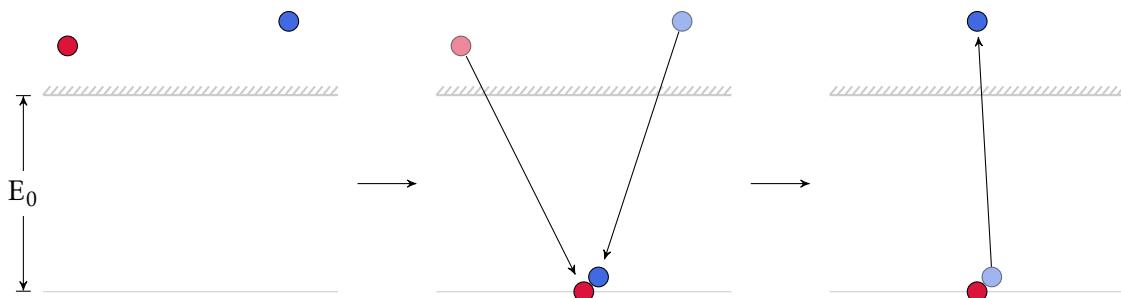


FIGURE 8.9 – Diagramme représentant la recombinaison à trois corps. Étape 1 : état initial où les électrons rouge et bleu possèdent l'énergie E_1 et E_2 respectivement. Étape 2 : les électrons se trouvent au même instant dans le volume de l'ion et l'électron rouge est capturé dans un niveau d'énergie. Étape 3 : l'électron rouge transfère l'énergie de sa capture à l'électron bleu, ce qui augmente son énergie cinétique, telle que $E'_2 = E_2 + (E_1 - E_0) > E_2$, et modifie son impulsion.

8.4. Conclusions du chapitre

Nous présentons une analyse préliminaire des spectres obtenus sur l'installation FLASH entre l'interaction d'un laser XUV et une cible de nitrure de bore. Les spectres expérimentaux, enregistrés entre 27.5 et 30.5 Å du fait des fortes contraintes géométriques dans la chambre d'expérience, exhibent la transition He_α de l'azote, les transitions satellites associées $1s2lnl' \rightarrow 1s^2nl'$, $l = [s, p, d]$ et le début de l'émission des états d'ionisation inférieurs de l'azote héliumnoïde dans les plus grandes longueurs d'onde.

Nous analysons l'émission de la transition He_α à l'aide de simulations produites par O. Renner avec le code collisionnel-radiatif PrismSPECT. Ces simulations suggèrent que l'émission s'est produite à une température électronique de $k_B T_e \approx 90$ eV et une densité électronique proche de celle du solide $n_e \approx 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ (Galtier et al., 2010b). Ces conditions de température et de densité électroniques semblent être en accord avec les calculs issus du code hydrodynamique radiatif XRAD de Jean-Claude Gauthier. Ce code annonce que l'émission de la raie He_α intervient environ 300 fs après l'impulsion laser XUV.

Dans le cadre de cette analyse préliminaire, nous proposons un mécanisme de chauffage de la cible de nitrure de bore par le laser FLASH. Après la photo-ionisation de tous les électrons de la couche L de l'azote pendant la durée de l'impulsion laser, une thermalisation des photo-électrons

en quelques femtosecondes produit une distribution Maxwélienne d'énergie cinétique des électrons libres. La production des configurations à l'origine de l'émission de la raie He_{α} peut s'effectuer soit par excitation collisionnelle, soit par ionisation collisionnelle. Les taux associés à ces deux mécanismes montrent que les configurations sont principalement formées par excitation collisionnelle d'un électron de la sous-couche 1s vers la sous-couche 2p. Il faut une température d'environ 100 eV pour produire une fraction d'électrons d'énergie au moins égale à l'énergie d'excitation d'un électron de la sous-couche 1s vers la sous-couche 2p. Nous émettons l'hypothèse de la recombinaison à trois corps pour la production d'une telle température, qui ne peut s'expliquer par le mécanisme de photo-ionisation simple des électrons des sous-couches externes. Même si nous ne connaissons pas encore tous les mécanismes de l'interaction laser XUV-nitride de bore, nous avons initié les démarches expérimentales qui viendront compléter et enrichir cette analyse.

Dans la partie suivante, nous établissons un parallèle entre le mécanisme de photo-ionisation des électrons de couches internes et celui provoqué par l'ionisation collisionnelle par les électrons supra-thermiques produits par l'interaction d'une impulsion haute intensité avec une cible solide.

émission λ de la
et θ_0 et de la position

$$(y', z') = \frac{\sin^2 \theta_0 + \frac{y' \cos \theta_0}{R_d}}{\sqrt{\sin^2 \theta_0 + \left(\frac{y'}{R_d}\right)^2 + \left(\frac{z'}{R_d}\right)^2}}$$
$$\lambda = 2d \times \sin \theta(y', z')$$

spectres reconst
met

III

Interaction laser KJ-matière

Chapitre 9

Électrons chauds et photo-ionisation

9.1. Motivations	131
9.2. Le dispositif expérimental	132
9.3. Le VJS	134
9.3.1. Le principe	134
9.3.2. Le spectromètre	136
9.3.3. Le logiciel de reconstruction spectrale	138
9.4. Conclusions au chapitre	139

9.1. Motivations

Nous l'avons vu dans les chapitres précédents, la photo-ionisation des électrons des couches internes par des photons très énergétiques d'une impulsion laser XUV/X est un processus important pour la compréhension de l'interaction laser XUV-matière. Il existe un phénomène jouant un rôle similaire dans le cas des lasers optiques de puissance : c'est l'ionisation collisionnelle par les électrons chauds, dits supra-thermiques. Leur caractéristique principale est leur très grande énergie cinétique, typiquement de plusieurs keV. Même s'ils sont générés en petits nombres (typiquement de l'ordre de quelques pour cents du nombre total d'électrons libres), ils ont un impact très important sur les degrés d'ionisation des ions, modifiant drastiquement l'équilibre des populations des niveaux à cause de la dépendance exponentielle des taux d'ionisation selon :

$$\tau \propto \frac{e^{-\frac{E_i}{k_B T_e}}}{\sqrt{k_B T_e}}.$$

De plus, cette grande énergie permet même d'ioniser de manière collisionnelle les électrons les plus liés au noyau, ceux de la couche K. Ce sont d'ailleurs les principaux responsables de l'émission de la série de raies $K_{\alpha, \beta, \text{etc.}}$ dans de nombreuses expériences d'interaction laser optique-matière.

Les électrons chauds peuvent aussi permettre de générer de la matière dense et tiède lorsqu'une impulsion ultra brève et très énergétique, typiquement de quelques cent femtosecondes et de quelques joules, est focalisée sur une cible solide. La durée de l'impulsion est tellement brève que la cible n'a pas le temps de subir une expansion hydrodynamique, ce qui a pour conséquence de concentrer l'énergie dans une fine épaisseur de peau à la surface du matériau et d'engendrer une distribution d'électrons libres dont une fraction non négligeable aura une énergie de plusieurs keV. Ceux-ci vont

pouvoir pénétrer dans la matière et la chauffer de manière isochore lorsque certaines conditions expérimentales sont réunies (Antici et al., 2008; Auguste et al., 2001). Il y a cependant un compromis à faire pour pouvoir à la fois créer cette matière et en même temps l'observer. En effet, seul le rayonnement X est suffisamment énergétique pour s'échapper d'un plasma dense. Or la génération de rayonnement X implique une température très élevée, ce qui a pour conséquence de diminuer la valeur du paramètre de couplage Γ_{ii} , de telle sorte que la matière ne soit plus dense et tiède à la fois. Une parade à ce problème complexe est l'utilisation d'électrons supra-thermiques pour chauffer la matière et produire en même temps les configurations responsables de l'émission X. Dans ce schéma d'irradiation, le transport des électrons supra-thermiques dans la matière est un point critique, pourtant encore mal connu. Nous avons initié un projet d'étude détaillé à l'aide de spectromètres à très haute résolution spatiale et spectrale sur la nouvelle installation ELFIE du LULI afin de mieux comprendre l'ensemble de ces phénomènes (Rosmej et al., 2011).

Ces électrons supra-thermiques sont une menace dans presque l'ensemble des scénarii de fusion par confinement inertiel. En effet, dans le cas de l'attaque directe, une partie de l'énergie du laser est transférée à des électrons supra-thermiques, ce qui a pour effet de préchauffer la cible, donc de déplacer sa courbe d'adiabaticité, ce qui augmente le seuil de compression et donc la faisabilité de l'allumage de la cible. Ce phénomène existe aussi dans le schéma indirect, où les électrons supra-thermiques sont produits par les ondes plasmas issues de la rétrodiffusion Raman stimulée dans l'ablateur. Leurs effets sont cependant moindres du fait de la présence d'une couche d'ablateur plus épaisse que dans le schéma d'attaque directe, ce qui protège le cœur de la cible du préchauffage. De plus, dans le schéma de l'attaque indirecte, l'absorption des lasers se fait dans un matériau favorisant la dilution géométrique des électrons chauds en son sein, ce qui diminue encore l'effet des électrons chauds sur la compression (Lindl, 1995; Lindl et al., 2004).

Par contre, dans le schéma de l'allumage rapide, les électrons chauds sont *nécessaires*. Une fois la cible précomprimée par un ensemble de faisceaux en attaque directe sur l'ablateur de la cible, une autre impulsion laser est utilisée pour générer un faisceau d'électrons chauds par impact de ce laser sur une feuille de matériau placé près du centre de la cible. La génération d'un faisceau collimaté d'électrons chauds va permettre de pénétrer profondément dans la matière, même très dense, et d'y déposer son énergie pour amorcer les réactions thermonucléaires (Haines et al., 2009; Tabak et al., 1994).

La compréhension des mécanismes de génération d'électrons chauds est donc d'un intérêt fondamental dans la fusion par confinement inertiel et joue le rôle de diagnostic de la température et de la densité (Rosmej, 1997) lors de la transition de phase telle que nous la décrivons dans l'introduction de ce travail de thèse.

Dans cet état d'esprit, nous avons effectué une série d'expériences sur l'installation NANO2000 du LULI concernant la création et la caractérisation des électrons supra-thermiques lors de l'interaction laser optique-matière. Dans ce chapitre, nous détaillons le processus expérimental nous ayant permis d'obtenir des spectres des transitions heliumnoïdes He_α et He_β pour le titane, souvent utilisé comme traceur dans les cibles d'implosion.

9.2. Le dispositif expérimental

Les expériences ont été effectuées au LULI sur l'installation NANO2000 lors de la campagne de septembre à octobre 2007 intitulée « Propriétés radiatives des plasmas d'inter-diffusion ». Nous avons déjà décrit les installations du LULI au chapitre 7 et nous invitons le lecteur à s'y référer pour plus

de détails sur les caractéristiques techniques de ces installations. Le dispositif expérimental implanté dans la chambre MILKA est schématisé à la figure 9.1.

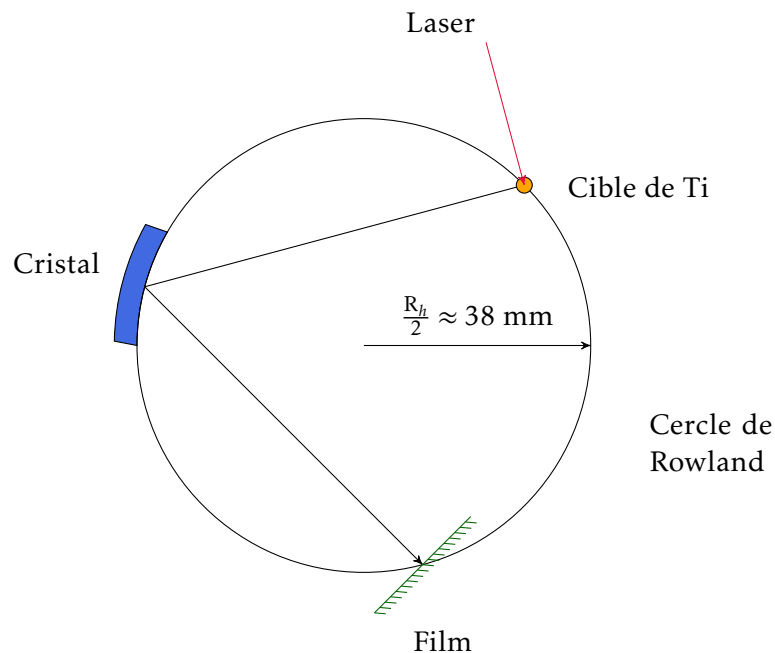


FIGURE 9.1 – Schéma de l'implantation du VJS dans la chambre d'expérience MILKA sur l'installation NANO2000. Vue de dessus.

L'impulsion laser, doublée en fréquence pour obtenir une longueur d'onde de $\lambda_2 = 527 \text{ nm}$, a une durée d'une nanoseconde. L'énergie d'une impulsion est de 266 J dans le fondamental (à $\lambda_1 = 2 \times \lambda_2$), donc en supposant un rendement de conversion en fréquence de 50% au maximum, l'énergie est de 133 J à λ_2 . Le laser est focalisé sur la cible solide dans une tache d'environ $120 \mu\text{m}$ de diamètre, donc l'intensité maximale atteinte sur cible est d'environ $I = 5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ (en prenant en compte la répartition de l'énergie dans une tache d'Airy après réflexion sur la parabole).

La cible est constituée d'une feuille de titane d'épaisseur $1 \mu\text{m}$, dont la face avant (c'est-à-dire celle qui est dirigée vers le laser) est recouverte par $1 \mu\text{m}$ de plastique de formule brute CH. Ce plastique fait office de tampon lors de l'irradiation laser. En effet, l'impulsion nanoseconde s'accompagne d'une pré-impulsion, suffisamment énergétique pour former un pré-plasma avant même l'interaction avec l'impulsion principale. Le plastique sert donc à absorber cette pré-impulsion et permettre au pic d'intensité d'interagir directement avec la cible solide de titane. De cette manière, la production d'électrons chauds est optimisée car, en général, la fraction d'électrons chauds et la température T_{hot} associée augmente si $I\lambda^2$ augmente, où I est l'intensité du laser et λ la longueur d'onde des photons de l'impulsion.

Diagnostiquer les électrons chauds s'effectue principalement en enregistrant l'émission X émise après l'ionisation collisionnelle des électrons de couche interne des ions par les électrons chauds. Ce rayonnement a pour avantage d'être faiblement absorbé (faible opacité) et peut donc servir de diagnostic d'un plasma, même très dense (voir équation (6.1)). Les électrons chauds ont un impact important sur les peuplements des niveaux, et par conséquent sur l'intensité des raies observées, notamment pour les satellites diélectroniques. Par ailleurs, l'importante énergie cinétique des électrons chauds fait qu'ils peuvent être présents même loin de leur lieu d'émission originel. Une cartographie spatiale de l'émission est donc nécessaire.

Nous devons donc utiliser un spectromètre dont le pouvoir de collection est important et possède à la fois une très bonne résolution spectrale et spatiale. Le spectromètre à géométrie verticale de Johann (*Vertical Johann Spectrometer*, VJS, en anglais), développé par Oldrich Renner, regroupe toutes ces caractéristiques. Nous avons donc utilisé ce spectromètre pour enregistrer l'émission propre de la cible de titane irradiée par NANO2000.

9.3. Le VJS

9.3.1. Le principe

Le VJS tire partie de la dispersion selon deux dimensions dans le cas où un cristal à courbure cylindrique (configuration de Johann) est utilisé verticalement. En effet, comme le montre la figure 9.2, nous disposons un cristal courbé cylindriquement de telle manière que son axe de révolution soit perpendiculaire au cercle inscrit, c'est-à-dire au cercle de Rowland (CR sur la figure). Si la source et le détecteur se trouvent aussi sur le cercle de Rowland, alors nous obtenons une dispersion selon deux directions :

- selon l'axe z' : la dispersion selon cet axe produit une échelle en longueur d'onde selon la loi de Bragg (équation (6.3)). La disposition particulière du cristal par rapport à la source crée un spectre symétrique par rapport au plan équatorial. Ceci permet une amélioration importante de la précision de la phase de reconstruction.
- selon l'axe y' : lorsque l'émission a lieu en dehors du cercle de Rowland, elle est imagée sur cet axe pour produire une échelle spatiale. La combinaison de la dispersion spectrale verticale et de la dispersion spatiale horizontale crée des enregistrements en forme d'arc, comme représenté à la figure 9.2.

Il est nécessaire de faire un compromis pour la taille du cristal afin de converger vers une solution économique et qui respecte les besoins scientifiques sur la résolution du diagnostic. Plus le cristal est grand, plus il collecte de photons et meilleur sera le contraste sur le détecteur. Ceci se fait au détriment de l'encombrement autour de la cible et du coût de fabrication et de maintenance d'un tel cristal. Pour le VJS, les cristaux ont une dimension verticale de 40 mm (selon l'axe z'), une largeur de 15 mm (selon l'axe y') et une épaisseur de substrat de 8 mm. Le rayon de courbure R_h typique des cristaux est de 76.6 mm (cette dimension est égale au diamètre du cercle de Rowland).

Les images produites par ces cristaux sont de dimensions relativement importantes, typiquement de 50 mm \times 20 mm. Un exemple est donné à la figure 9.3. Ces dimensions sont très grandes et, à l'époque de la construction du VJS, il n'existait pas de CCD avec une zone active aussi grande et une taille de pixel très petite, de dimension 13.5 μm \times 13.5 μm environ. C'est pour cette raison que le VJS original utilise des films au lieu d'une CCD.

La résolution spatiale de ce spectromètre est typiquement celle du scanner utilisé pour numériser les films. En effet, les films de type KODAK HS800 ont une taille de grain de l'ordre du micron et peuvent donc, en théorie, résoudre des détails de l'ordre du micron. Cependant, si le scanner qui numérise les films est utilisé à une résolution spatiale plus grande, alors la résolution spatiale effective du spectromètre est celle du scanner. Nous utilisons un scanner à tambour rotatif Hi-SCAN de la société EUROCORE pour numériser les films. La résolution utilisée est typiquement de 3000 dpi (*dot per inch*, point par pouce), c'est-à-dire 8.5 μm . Ceci est la résolution spatiale dans le cas où nous utilisons des films. Dans le cas d'une CCD dont les pixels font 13.5 μm \times 13.5 μm , cette résolution passerait à 13.5 μm . Le pouvoir de résolution spectrale est d'environ $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \in [5000 - 10000]$, ce qui permet de distinguer deux transitions séparées d'environ 0.001 Å.

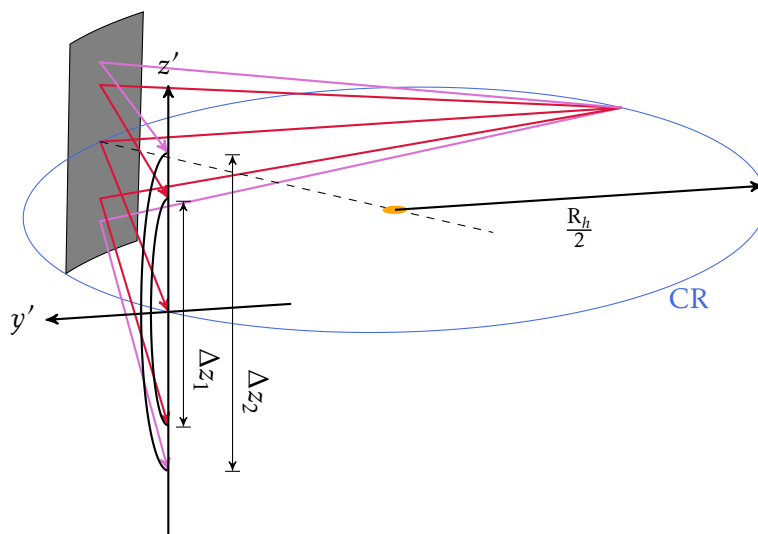


FIGURE 9.2 – Schéma de principe du fonctionnement de la spectroscopie en géométrie verticale de Johann.

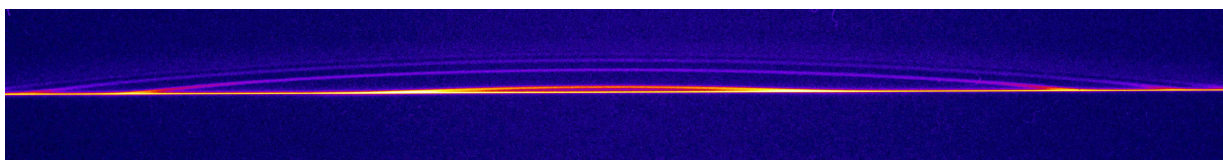


FIGURE 9.3 – Film densitométré de l'émission propre du Si d'une cible solide d'oxyde de silicium SiO_2 . La gamme spectrale est celle autour de Ly_e .

La description théorique de ce spectromètre se trouve dans l'article de [Renner et al.](#), écrit en 1997. Les spectres obtenus ont une forme arquée et nécessitent un traitement numérique pour constituer les spectres à exploiter. Cette déconvolution spectrale s'effectue en deux étapes.

Tout d'abord, nous déterminons la longueur d'onde centrale λ_0 , et par conséquent l'angle de Bragg θ_0 associé. Pour ce faire, nous mesurons les espacements Δz_1 et Δz_2 (voir figure 9.2) attribués à deux transitions dont les longueurs d'onde λ_1 et λ_2 sont bien connues. Ainsi, nous obtenons :

$$\lambda_0 = \sqrt{\frac{\frac{\Delta z_1^2}{\Delta z_2^2} - 1}{\frac{\Delta z_1^2}{\Delta z_2^2 \lambda_2^2} - \frac{1}{\lambda_1^2}}} \quad (9.1)$$

$$\theta_0 = \text{asin}\left(\frac{\lambda_0}{2d}\right) \quad (9.2)$$

La distance interplanaire du cristal est $2d$. Nous pouvons voir ici l'intérêt d'avoir des spectres symétriques : les valeurs Δz sont mesurées avec une meilleure précision car l'extension spatiale prise en compte est double. Ensuite, le reste du spectre, c'est-à-dire l'émission λ de la cible à différentes positions à partir de la surface, est recalculé en fonction de λ_0 et θ_0 et de la position (y', z') d'un pixel sur le film selon :

$$\sin\theta(y', z') = \frac{\sin^2\theta_0 + \frac{y' \cos\theta_0}{R_h}}{\sqrt{\sin^2\theta_0 + \left(\frac{y'}{R_h}\right)^2 + \left(\frac{z'}{2R_h}\right)^2}} \quad (9.3)$$

$$\lambda = 2d \times \sin\theta(y', z') \quad (9.4)$$

Ce processus produit un ensemble de deux spectres reconstruits en longueurs d'onde et symétriques par rapport à l'axe y' . Cette paire de spectres permet de vérifier si un signal peut être ou non associé à une transition, car si c'est un signal spectroscopique, alors il doit être présent sur les *deux* parties de spectres après reconstruction. Nous remarquons que l'équation (9.4) est tout simplement l'équation de Bragg donnée en (6.3).

9.3.2. Le spectromètre

La figure 9.4 est une représentation 3D du VJS tel qu'il a été conçu par O. Renner. Son design est compact mais la géométrie et ses qualités de collection de photons font qu'il doit être placé à environ 7 cm de la cible. Une fois les protections rajoutées, le spectromètre occupe une bonne partie de l'espace autour de la cible. La conception d'une expérience, c'est-à-dire l'implantation des spectromètres, doit donc se faire autour du VJS. L'alignement du VJS est l'étape très délicate de son utilisation. La

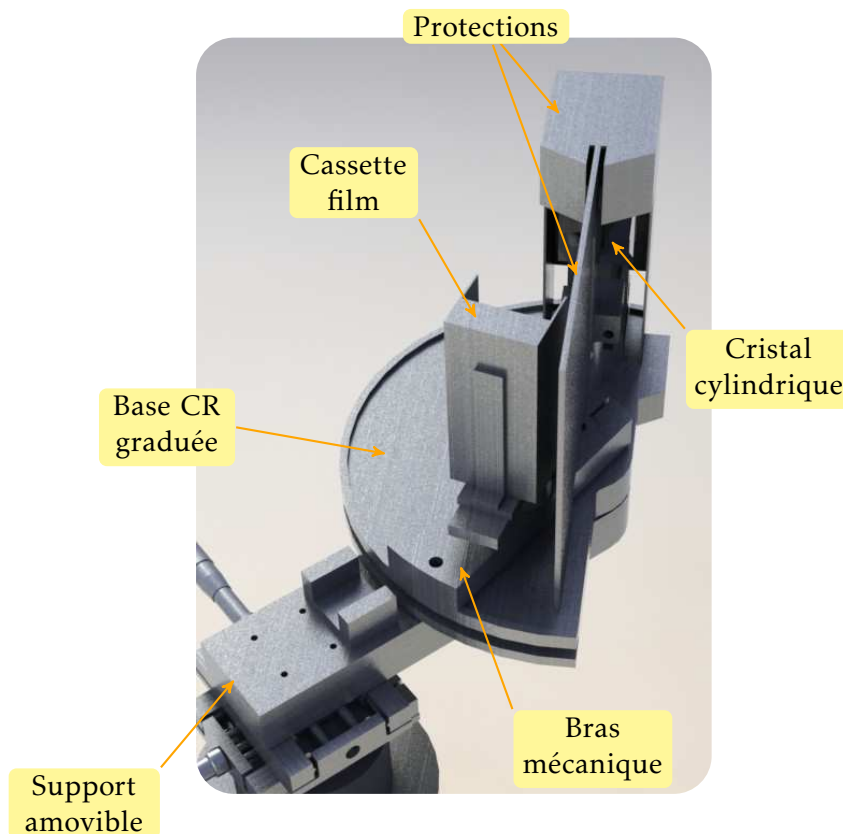


FIGURE 9.4 – Version *originale* du VJS sur son support.

qualité des spectres et les propriétés de résolution spatiale et spectrale imposent une rigueur dans la préparation de ce spectromètre. La procédure d'alignement s'effectue en plusieurs étapes :

- 1– Mise en place du cristal sur son support et alignement par rapport au cercle de Rowland par une méthode d'auto-collimation ;
- 2– Détermination de la zone active du cristal à utiliser pour la dispersion selon y' ;
- 3– Positionnement du détecteur par rapport au cristal ;
- 4– Détermination de la position angulaire du cristal par rapport à la cible à l'aide d'une pointe d'alignement rotative et démontable ;
- 5– Faire coïncider la pointe d'alignement avec la cible dans la chambre d'expérience ;

6– Placer le film dans son support et les protections adéquates.

Mise à part les deux dernières étapes, l'alignement peut se faire à l'extérieur de la chambre d'expérience.

Nous avons démarré un projet consistant en la fabrication d'un spectromètre type VJS, c'est-à-dire en utilisant un cristal cylindrique en géométrie verticale de Johann, mais dont certains points cruciaux sont améliorés. Les améliorations principales concernent la refonte de la procédure d'alignement à l'aide d'une rotation motorisée (afin de gagner du temps et de la précision dans l'alignement du cristal et du détecteur par rapport à la cible), la possibilité d'utiliser une CCD adaptée à la géométrie des spectres produits et enfin une protection accrue du cristal et du détecteur face aux débris et aux signaux parasites. La figure 9.5 est une vue en 3D du nouveau VJS.

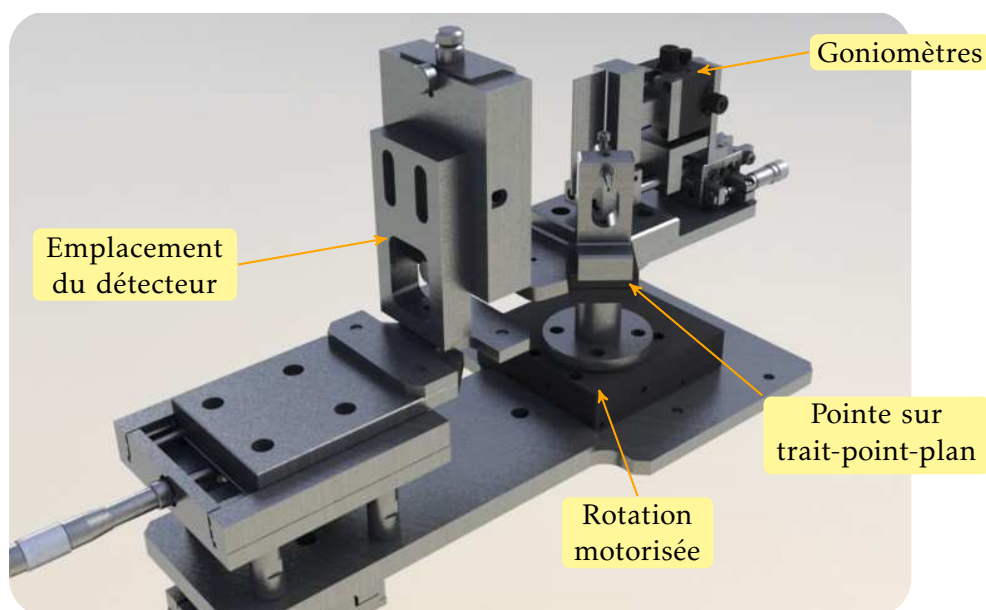


FIGURE 9.5 – La nouvelle version du VJS avec une cassette film en tant que détecteur.

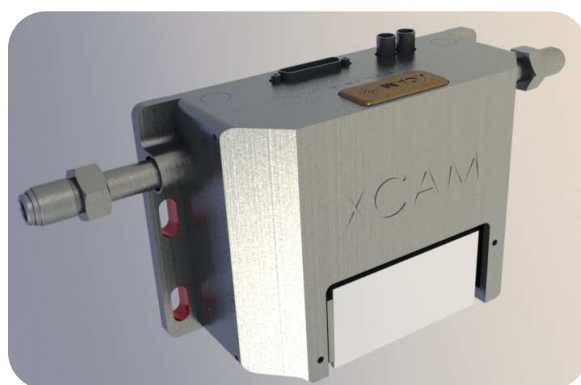


FIGURE 9.6 – CCD42-90 NIMO pour la nouvelle version du VJS. Les dimensions importantes de la zone active sont parfaitement adaptées à la spectroscopie très haute résolution du VJS.

L'utilisation d'une rotation motorisée permet de faciliter l'alignement du spectromètre tout en conservant une précision qui ne bride pas les capacités de la géométrie verticale de Johann. La fi-

gure 9.6 est une représentation de la CCD dont les caractéristiques correspondent aux exigences du VJS. Fabriquée par la société XCAM avec la technologie eVo, la CCD42-90 NIMO propose une zone active de 27.6 mm × 62.2 mm avec une taille de pixel de 13.5 μm × 13.5 μm. Cette CCD peut être adaptée au VJS à l'aide de colonnettes aux bonnes dimensions. La sensibilité spectrale de cette CCD va de quelques eV à plus de 2 keV.

9.3.3. Le logiciel de reconstruction spectrale

L'opération de numérisation des films est, comme nous l'avons vu, l'étape qui contraint la résolution spatiale du VJS. Avec 3000 dpi, la taille des fichiers numérisés avoisine les 10 Mo. Cette taille de fichier n'est pas supportée par le programme de déconvolution original utilisé par O. Renner et écrit en Pascal. Nous avons donc créé un nouveau logiciel de déconvolution spectrale associé au VJS qui permet d'absorber la taille importante des fichiers numérisés.

Appelé SVJS pour *Software for the VJS*, ce programme est écrit en FORTRAN 95 dans son ensemble. Il fait cependant appel à des fonctions écrites en OpenGL pour manipuler les films numérisés dans un environnement en 3D. Le logiciel bénéficie donc de l'accélération matérielle de l'ordinateur sur lequel il est exécuté. La figure 9.7 est une capture d'écran de la fenêtre du logiciel qui est en train d'être utilisé pour traiter un spectre.

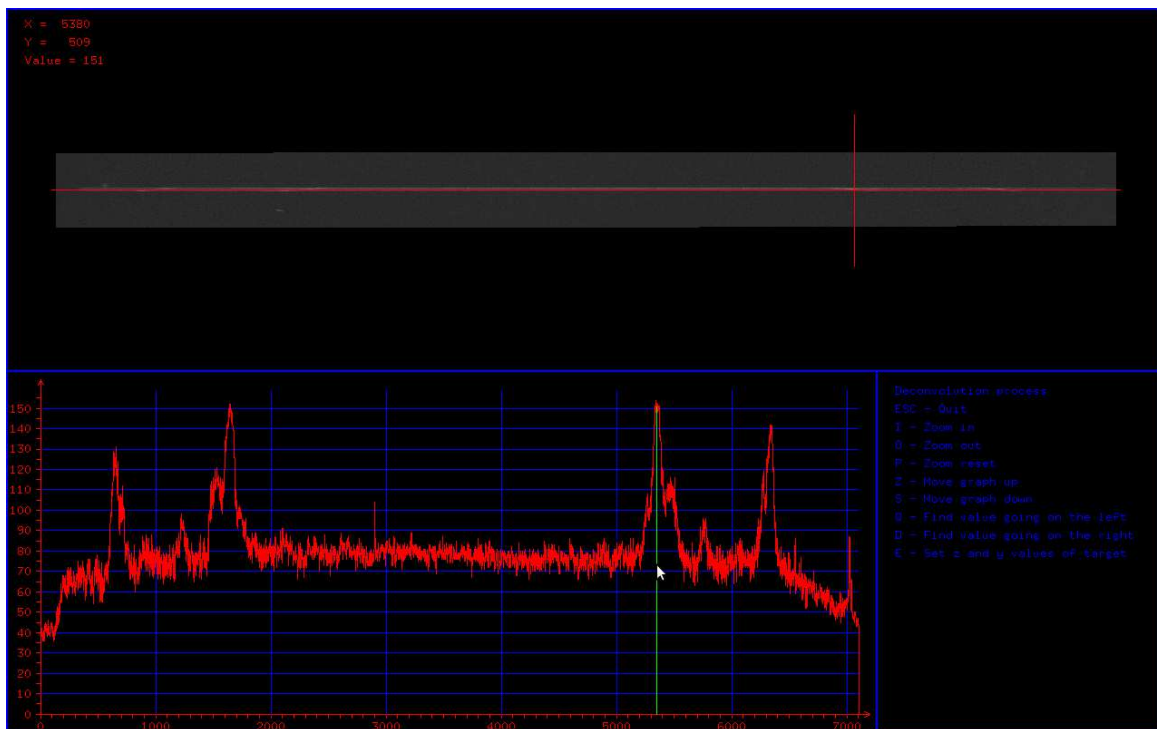


FIGURE 9.7 – Capture d'écran du logiciel SVJS pour la déconvolution spectrale.

Nous avons créé ce logiciel afin qu'il soit auto-suffisant pour traiter les images issues du VJS. Ceci signifie qu'il peut zoomer et se déplacer sur l'ensemble de l'image pour pouvoir sélectionner les coordonnées au pixel près. Il peut effectuer une rotation de l'image suivant des coordonnées définies par l'utilisateur dans le logiciel. Cette action est souvent nécessaire de par l'étape même de numérisation : la fixation du film sur le cylindre du scanner se fait à la main, ce qui implique qu'une légère inclinaison peut être donnée au film avant la numérisation. C'est bien entendu à éviter

au maximum afin de perdre le moins possible de pixels dans l'étape de rotation. À tout moment, l'utilisateur peut voir et sauvegarder une coupe transversale de l'image en bas à droite de la fenêtre, ceci pour vérifier le profil à différentes positions spatiales et le faire évoluer en direct grâce à un curseur qui peut se déplacer le long du film. Les déplacements du curseur peuvent se faire au clavier ou à la souris, et donc au pixel près. Finalement, le logiciel permet de faire la déconvolution spectrale des films dont la procédure est décrite à la section 9.3.1.. L'utilisateur définit dans un fichier de configuration les grandeurs fixes du problème, dans un fichier de ce type :

```

1  # File name
2  ./071002C.tiff
3
4  # Pixel size (cm):
5  dx = 8.466666e-4
6  dy = 8.466666e-4
7
8  # Crystal properties (cm):
9  2d = 3.3432e-8
10 R_h = 76.60e-1
11
12 # Calibration wavelength(s) (cm): find  $\Delta z_1$  and  $\Delta z_2$  values for these wavelengths
13 lambda1 = 2.2238e-8
14 lambda2 = 2.2213e-8

```

Il choisi ensuite dans le logiciel les coordonnées de Δz_1 et Δz_2 avant de lancer le calcul de la reconstruction. Bien sûr, une fois reconstruite, l'image peut être sauvegardée pour un traitement ultérieur dans d'autres logiciels.

9.4. Conclusions au chapitre

D'intérêt fondamental dans la fusion par confinement inertiel par allumage rapide, la compréhension de l'impact des électrons supra-thermiques sur la matière présente certaines similitudes avec la photo-ionisation. Nous présentons le dispositif expérimental que nous avons utilisé pour commencer l'étude des électrons supra-thermiques. Les expériences ont été effectuées au LULI, sur l'installation NANO2000. Nous avons utilisé une impulsion laser optique d'énergie environ égale à 300 J, doublée en fréquence et d'une durée d'une nanoseconde. Nous avons irradié une cible solide de titane et de plastique dont nous avons observé l'émission propre à l'aide d'un spectromètre à très haute résolution spectrale et spatiale, le VJS. Nous présentons les caractéristiques principales du VJS, dont la résolution spectrale est comprise entre 5000 et 7000 et dont la résolution spatiale est de 7 μm . Les spectres produits par le VJS ont une forme courbée qui nécessite un traitement numérique lourd avant d'être utilisés pour l'analyse spectrale. Nous avons développé un logiciel de déconvolution spectrale pour le VJS dans un langage de programmation moderne qui bénéficie de l'accélération matérielle de l'ordinateur utilisé. Les spectres traités par ce logiciel peuvent être enregistrés pour un traitement ultérieur par d'autres logiciels. Nous présentons aussi une version améliorée du VJS, développé lors de ces travaux de thèse. L'intérêt de cette nouvelle version est d'améliorer le principe d'alignement et le blindage contre l'émission parasite, ainsi que la possibilité d'utiliser une CCD à large zone active, telle que la CCD42-90 NIMO.

Dans le chapitre suivant, nous effectuons une première analyse des spectres expérimentaux de l'irradiation du titane par le laser nanoseconde du LULI à l'aide d'un code de physique atomique prenant en compte les effets collisionnels et les effets des électrons supra-thermiques.

Chapitre 10

Analyse préliminaire du titane

10.1. Identification spectrale	141
10.2. Interprétation et analogie avec la photo-ionisation	144
10.2.1. Validité du critère d'équilibre thermodynamique local	144
10.3. Conclusions du chapitre	146

10.1. Identification spectrale

Nous avons appliqué la procédure de déconvolution décrite au chapitre précédent dans le cas de l'irradiation d'une cible composée de μm de titane et d'un absorbeur en plastique de formule brute CH d'un μm d'épaisseur. Les paramètres utilisés pour la déconvolution sont rassemblés dans la figure 1. Le spectre de la figure 10.2 a été corrigé des multiples protections du cristal et de la cassette film. Au total, nous avons utilisé 22 μm de mylar (ou PET, poly-éthylène téréphtalate, de formule brute $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$), 0.436 μm d'aluminium et 25 μm de kapton (film de polyimide, de formule brute $\text{C}_{22}\text{H}_{10}\text{N}_2\text{O}_5$). Cette protection est nécessaire car le fort pouvoir de collection du VJS impose une distance minimale avec la source, et donc s'expose à plus de débris provenant de la cible. Le film étant proche de la source, il convient de le protéger contre le rayonnement X dur qui vient bruite le signal enregistré.

La figure 10.2(a) donne le résultat brut de la déconvolution d'un spectre du VJS. La forme en « V » est caractéristique de la symétrie du spectre. La direction donnée par le « V » nous indique dans quelle direction s'étendent les arcs selon y' . Dans notre cas, la face avant produit l'émission en haut de la figure alors que la face arrière produit le signal du bas. La géométrie verticale de Johann a cette autre particularité de pouvoir résoudre les plasmas en face avant et en face arrière *en même temps*. Il faut néanmoins vérifier que la zone utile du cristal est suffisamment étendue pour permettre d'enregistrer les deux plasmas dans leur totalité.

La figure 10.2(b) est un zoom d'une seule partie du spectre total. La démarcation entre la face avant et la face arrière est bien visible, de même que l'émission dans la direction des longueurs d'onde. Une coupe transversale à différentes positions sur l'axe vertical (selon y') correspond ainsi à l'émission intégrée temporellement et spatialement le long de l'axe de visée du plasma, et ce à la distance y' de la surface avant ou arrière de la cible. Dans notre cas, nous avons étudié le jet de plasma en face arrière à une distance de 40 μm de la surface. Le spectre ainsi produit est présenté à la figure 10.3.

Algorithme 1 Pseudo-code associé à la reconstruction des spectres du VJS pour un cristal de quartz Q(202), de distance interplanaire $2d=3.3432 \text{ \AA}$. L'abscisse des spectres est exprimée à la fin de l'algorithme en \AA et l'ordonnée en photons/ μm^2 .

```

1:  $n \leftarrow 7109$ 
2:  $m \leftarrow 509$ 
3:  $R_h \leftarrow 76.6 \text{ mm}$ 
4:  $\lambda_1 \leftarrow 2.2238 \text{ \AA}$ 
5:  $\lambda_2 \leftarrow 2.2213 \text{ \AA}$ 
6:  $\Delta z_1 \leftarrow$  calculé avec SVJS
7:  $\Delta z_2 \leftarrow$  calculé avec SVJS
8:  $\lambda_0 \leftarrow \sqrt{\frac{\frac{\Delta z_1^2}{\Delta z_2^2} - 1}{\frac{\Delta z_1^2}{\Delta z_2^2 \lambda_2^2} - \frac{1}{\lambda_1^2}}}$ 
9:  $\theta_0 \leftarrow \text{asin}\left(\frac{\lambda_0}{3.3432}\right)$ 
10: for  $j = 1$  to  $m$  do {Reconstruction géométrique en longueur d'onde}
11:   for  $i = 1$  to  $n$  do
12:      $\lambda_i \leftarrow 3.3432 \times \sin\left(\frac{\sin^2\theta_0 + \frac{\text{pixel}_j \cos\theta_0}{R_h}}{\sqrt{\sin^2\theta_0 + \left(\frac{\text{pixel}_j}{R_h}\right)^2 + \left(\frac{\text{pixel}_i}{2R_h}\right)^2}}\right)$ 
13:   end for
14: end for
15: for  $i = 1$  to  $n$  do {Correction de la réponse spectrale du film}
16:    $D \leftarrow (0.00594 * \text{pixel}_i) - 0.0334$ 
17:    $I_i \leftarrow 0.05871 + (0.96824 * D) + (0.37966 * D^2) - (0.03474 * D^3)$ 
18: end for
19: for  $i = 1$  to  $n$  do {Correction de la transmission du filtre}
20:    $I_i \leftarrow \frac{I_i}{0.9414 + (0.1033 * \lambda_i) - (6.145 * 10^{-2} * \lambda_i^2)}$ 
21: end for

```

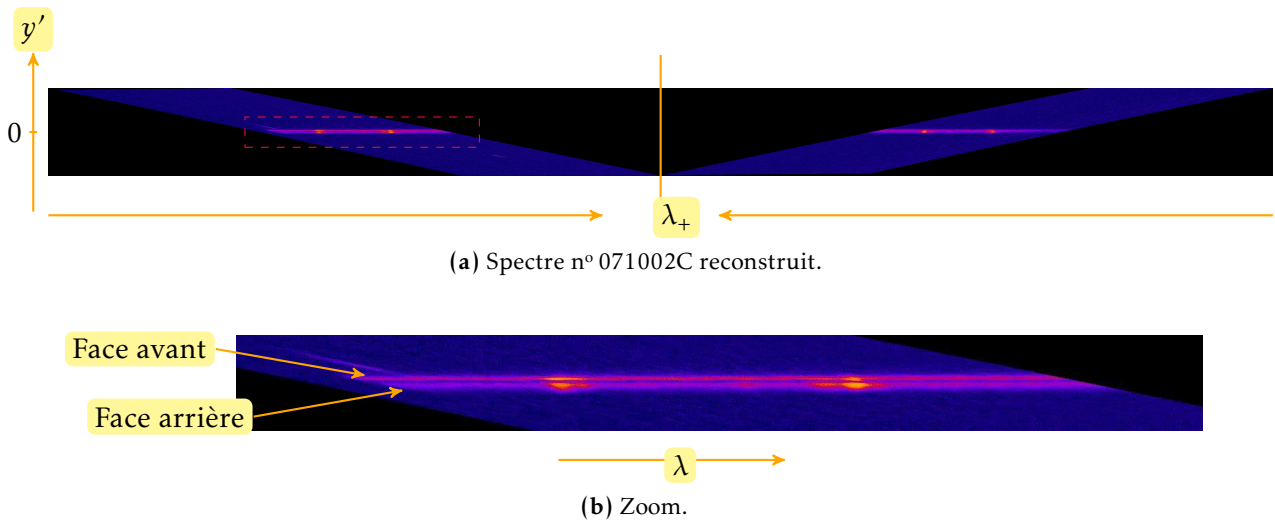


FIGURE 10.2 – Image (a) : spectre complet déconvolué du tir n° 071002C. L'échelle des longueurs d'onde, symétrique par rapport à λ_+ , croît de la gauche vers la droite pour la partie reconstruite de gauche. Image (b) : zoom de l'image précédente dans la partie rectangulaire rouge. L'échelle des longueurs d'onde croît de la gauche vers la droite. Nous pouvons observer l'émission de la face avant et de la face arrière de manière très distincte.

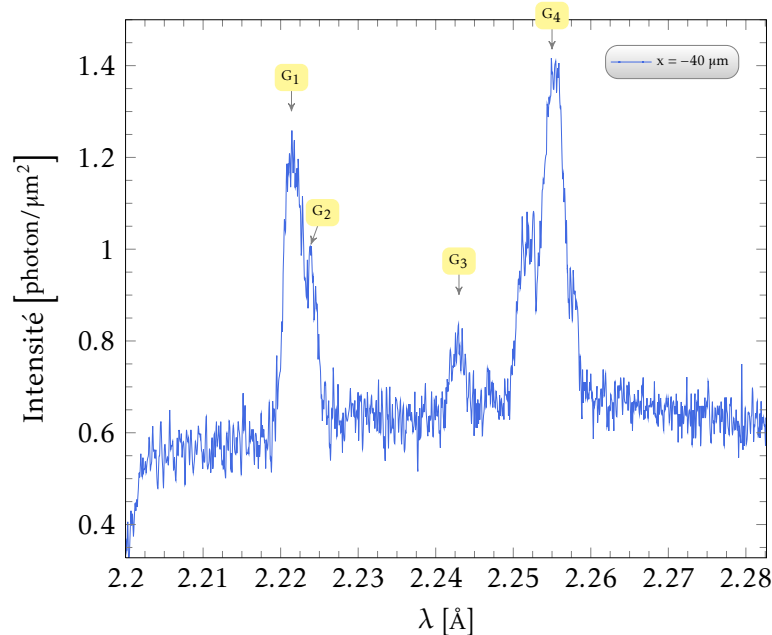


FIGURE 10.3 – Identification des raies sur le spectre n° 071002C corrigé de l'émission du plasma à 40 μm de la face arrière de titane.

Nous sommes en présence de la raie He_β du titane. La haute résolution spectrale permet de distinguer les niveaux dégénérés ^1P G_1 (raie de résonance) et ^3P G_1 (raie d'intercombinaison) autour de 2.222 Å. Par ailleurs, les raies satellites de la raie He_β sont visibles et très intenses.

TABLE 10.4 – Longueurs d’onde en Å, énergie associée en eV, taux d’émission radiative spontanée (coefficient d’Einstein \mathcal{A}) en s^{-1} et configuration des raies principales de la figure 10.3. Nous utilisons la notation spectroscopique usuelle pour décrire les différentes configurations.

Groupe	λ centrale [nm]	Énergie [eV]	\mathcal{A} [s^{-1}]	niveau haut $j \rightarrow$ niveau bas i
G ₁	2.2214	5581.4	6.35×10^{13}	$1s3p\ ^1P \rightarrow 1s^2\ ^1S$
G ₂	2.2239	5575.1	3.8×10^{12}	$1s3p\ ^3P \rightarrow 1s^2\ ^1S$
G ₃	2.243	5527.6	-	$1s2p3s \rightarrow 1s^23s$
G ₄	2.255	5498.2	-	$1s2p3p \rightarrow 1s^22p$

10.2. Interprétation et analogie avec la photo-ionisation

10.2.1. Validité du critère d’équilibre thermodynamique local

Avant toute interprétation, il convient de vérifier un certain nombre d’hypothèses. Un critère d’intérêt fondamental est celui de l’ETL. Nous allons donc comparer le taux d’excitation collisionnelle \mathcal{C} qui peuple un niveau haut, au taux radiatif \mathcal{A} qui le dépeuple. Nous avons utilisé le code de physique atomique relativiste FAC (Gu, 2008) pour déterminer le taux et les coefficients impliqués dans cette vérification. Comme le montre la figure 10.5, nous avons considéré le taux radiatif \mathcal{A} des états $1s2p3p$ vers $1s^22p$ et le coefficient d’excitation collisionnelle \mathcal{C} entre l’état $1s2p3p$ et $1s2p3d$ pour lesquels les taux sont les plus importants. Les résultats sont regroupés dans le tableau 10.6. Dans le cas où nous

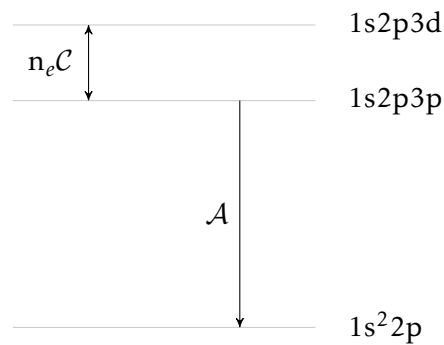


FIGURE 10.5 – États mis en jeu dans le calcul des taux pour valider la condition d’ETL dans le cas du titane irradié par une impulsion nanoseconde.

TABLE 10.6 – Valeur du taux radiatif et du coefficient d’excitation collisionnelle calculé avec FAC^a.

grandeur	valeur	unité
\mathcal{A}	5.44×10^{13}	s^{-1}
\mathcal{C}	4.9×10^{-9}	$cm^3 \cdot s^{-1}$

^a Gu (2008)

observons la face arrière de la cible, les simulations hydrodynamiques prévoient une température d’environ $T_e \approx 500$ eV et une densité électronique de $n_e = 1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Nous pouvons en déduire

que le taux radiatif est très supérieur au taux d'excitation collisionnelle :

$$n_e \mathcal{C} \ll A \quad (10.1)$$

Le taux de dépeuplement des niveaux excités est donc plus important que son taux de peuplement. Ceci implique que le plasma créé est extrêmement *hors équilibre* et nous ne pourrions pas considérer dans la suite un peuplement statistique des niveaux, comme il est d'habitude supposé sous condition d'ETL.

Pour analyser qualitativement les spectres expérimentaux du titane, nous avons utilisé un code créé par [Petitdemange](#). Il permet de générer un ensemble de spectres synthétiques à partir des données de physique atomique calculées par le code FAC ([Gu, 2008](#)). Plusieurs effets peuvent être ou non utilisés, ceci permettant de voir l'impact de tel ou tel processus sur les spectres. Dans notre cas, nous sommes intéressés par les processus d'excitation collisionnelle, notamment l'impact des électrons chauds sur le rapport des raies satellites de type $1s2l3l'$. Le code prend aussi en compte le processus de capture diélectronique, décrit à la figure 5.16. Ces processus sont pour le moment implantés pour les configurations de type K^2L^1 , K^2M^1 , K^1L^2 et $K^1L^1M^1$, c'est-à-dire bien adaptés à notre problème où le titane est ionisé entre 19 et 20 fois. La figure 10.7 montre l'influence des électrons chauds sur le processus d'excitation collisionnelle. La modification des spectres est significative, et ce même pour une faible proportion d'électrons chauds. La prise en compte des électrons chauds dans les calculs des spectres d'émission de l'irradiation d'un solide par un laser optique est donc nécessaire. De la même manière, nous pouvons noter la différence de comportement du processus d'excitation collisionnelle par rapport au processus de capture diélectronique seul.

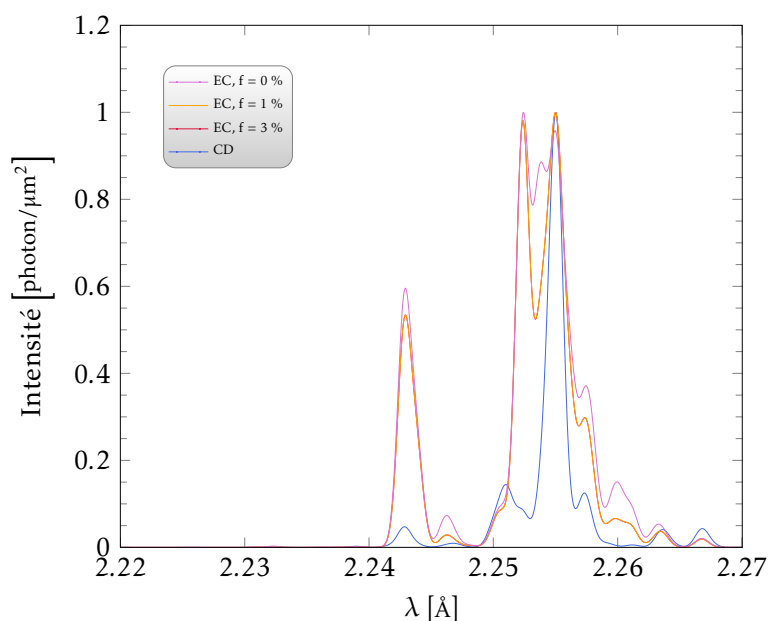


FIGURE 10.7 – Comparaison d'une distribution spectrale ne prenant en compte que la capture diélectronique (CD) avec une distribution spectrale ne prenant en compte que l'excitation collisionnelle (EC) et une fraction d'électrons chauds f égale à 0%, 1% et 3%.

Ces différentes contributions sont sommées pour produire une distribution spectrale totale prenant en compte la capture diélectronique *et* l'excitation collisionnelle avec différentes fractions d'électrons chauds f . Les résultats sont portés à la figure 10.8 et comparés qualitativement avec l'expérience. Ceci met en évidence le rôle important des électrons supra-thermiques pour rendre compte

des spectres expérimentaux. Même si les rapports de raies ne sont pas absolument identiques avec l'expérience, le comportement général est assez bien reproduit avec la distribution spectrale totale lorsqu'une fraction d'électrons chauds est prise en compte avec $1\% < f < 3\%$.

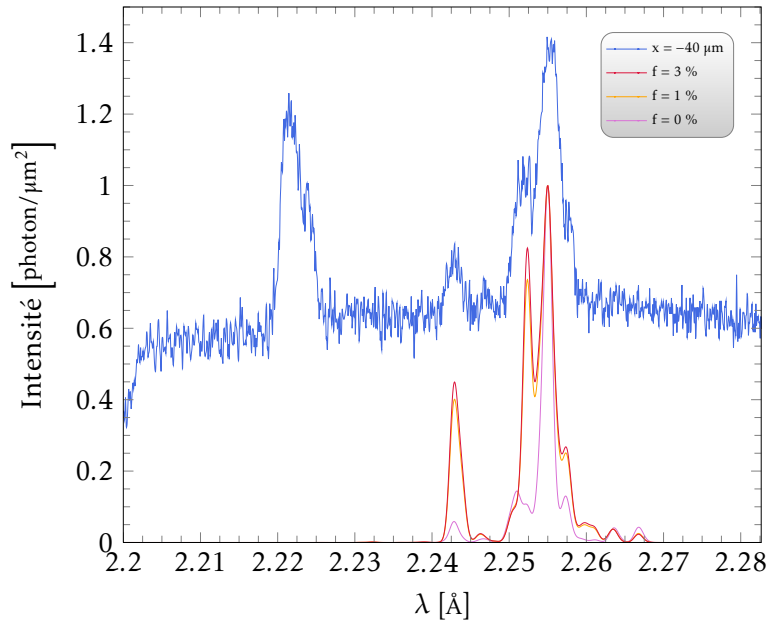


FIGURE 10.8 – Comparaison de l'expérience avec les processus de capture diélectronique ou d'excitation collisionnelle activés. f représente la fraction d'électrons chauds pris en compte dans les calculs. La densité électronique est de $n_e = 1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Dans le modèle à deux températures, nous avons pris $T_{bulk} = 500 \text{ eV}$ et $T_{hot} = 10 \text{ keV}$.

Attention : la largeur des satellites diélectroniques est fortement influencée par la densité du milieu. Une analyse détaillée de l'impact de la densité sur l'évolution des satellites diélectroniques est donc nécessaire ([Rosmej and Abdallah, 1998](#)).

Les électrons chauds peuvent donc modifier de manière significative le processus de chauffage de la cible, en redistribuant les électrons dans les niveaux d'énergie des ions du plasma, de la même manière que les photons peuvent influencer directement l'équilibre des populations électroniques, comme nous l'avons vu aux chapitres 6 et 8. La compréhension de l'impact des électrons chauds est une nécessité si nous souhaitons mener à bien les grands projets de fusion par confinement inertiel ou si nous souhaitons comprendre de manière exhaustive le comportement des ions et des électrons dans la matière.

10.3. Conclusions du chapitre

Nous effectuons une première analyse des spectres enregistrés par le VJS et issus de l'interaction entre le laser nanoseconde du LULI et une cible solide de titane et de plastique. Nous avons identifié la transition He_β du titane et les transitions satellites de type $1s2p3p \rightarrow 1^22p$. Nous mettons en évidence le caractère non-ETL du plasma étudié de par l'importance du taux radiatif par rapport au taux d'excitation collisionnelle. Puisque nous ne pouvons pas nous placer dans le cas ETL, nous effectuons une analyse qualitative avec un code développé par Frédéric Petitdemange dans

le cadre de sa thèse. Ce code utilise la physique atomique calculée par le code FAC, notamment les longueurs d'onde, les énergies de transitions, les taux radiatifs et les taux d'excitation collisionnelle. Une particularité de ce code est l'ajout possible d'une fraction d'électrons supra-thermiques dans les processus collisionnels pour les configurations de type K^2L^1 , K^2M^1 , K^1L^2 et $K^1L^1M^1$. Nous présentons une comparaison entre les spectres synthétiques lorsque seule la capture diélectronique peuple les niveaux et lorsqu'elle est couplée à l'ajout d'une fraction d'électrons supra-thermiques. Pour les transitions satellites de la raie He_{β} , l'accord qualitatif avec l'expérience n'est obtenu que pour le cas où une fraction d'électrons supra-thermiques d'environ 1-2 % est prise en compte. Les électrons supra-thermiques ont donc une influence importante sur les transitions satellites.

Chapitre 11

Conclusion

11.1. Travail réalisé	149
11.2. Perspectives	151

11.1. Travail réalisé

Nous avons mis à profit l'émergence des nouvelles sources de lumière de 4^e génération, les lasers à électrons libres tels que FLASH à Hambourg, pour créer et caractériser un état de matière transitoire encore mal connu, la matière dense et tiède. Nous avons aussi étudié la transition de la phase solide à l'état dense et tiède puis vers la phase plasma par les mécanismes de thermalisation de l'énergie du système, ce qui n'est pas possible dans le cas d'un laser optique. Une impulsion laser XUV d'une durée d'environ 20 femtosecondes est micro-focalisée sur une cible solide pour chauffer isochoriquement la matière à haute intensité, encore jamais atteinte en laboratoire. Nous avons mis en évidence que l'étude du chauffage d'une telle cible par une impulsion XUV femtosecondes à haute intensité, où $I > 10^{16}$ W.cm⁻², produit une matière dense et tiède très homogène (Nagler et al., 2009) qui rayonne dans la gamme XUV (conséquence de la photo-ionisation des couches *internes* de la cible). Nous avons ensuite proposé une analyse détaillée de l'émission propre de la cible en utilisant une spectroscopie passive à haute résolution. Cette analyse nous a permis, pour la première fois, de remonter à l'évolution *temporelle* complète de l'interaction entre le laser XUV et la matière solide, et ceci *malgré* l'intégration temporelle des spectres expérimentaux (Galtier et al., 2010a). Nous avons utilisé des cibles solides d'aluminium et de nitrure de bore dont les structures électroniques, très différentes, mettent en exergue des phénomènes de chauffage très différents lorsqu'irradiées par le laser à électrons libres de Hambourg, FLASH. Nous avons ainsi établi la première preuve expérimentale de l'importance de l'effet Auger pour le chauffage isochorique d'une cible d'aluminium (Galtier et al., 2010a) et avons observé pour la première fois l'émission X de l'azote lorsque irradié sous conditions extrêmes (Galtier et al., 2010b). Nous avons aussi montré qu'il existe une étroite relation entre la photo-ionisation produite par les lasers XUV/X et l'ionisation collisionnelle des électrons de couches internes par les électrons supra-thermiques issus de l'interaction entre un laser optique à ultra haute intensité et une cible solide.

Chauffage de l'aluminium Dans cette première partie, nous avons étudié l'interaction entre les photons de longueur d'onde $\lambda = 13.5$ nm (91.8 eV) du laser à électrons libres FLASH avec une cible solide d'aluminium dont la structure électronique permet une absorption directe de l'énergie laser

par un *seul* électron de la sous-couche 2p. Ceci permet la création d'un état exotique de la matière qui va ensuite se relaxer principalement par effet Auger.

Le laser est focalisé avec une parabole hors-axe dans une tache focale d'environ $2.3 \mu\text{m}$ de diamètre. C'est la première fois qu'une impulsion XUV ultra brève ($\approx 20 \text{ fs}$) d'une énergie de $30 \mu\text{m}$ est micro-focalisée pour atteindre sur cible une intensité d'environ $2 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$. L'émission VUV de la cible, entre 10 et 30 nm, est ensuite diffractée par un réseau à champ plat vers une caméra CCD. Nous avons analysé les spectres expérimentaux (voir figure 5.10 et 5.11) en utilisant une partie du code collisionnel-radiatif MARIA, couplé à un algorithme génétique, amélioré au cours de ces travaux. Ce nouveau code, RAMA, nous a permis de montrer que les configurations écrantées à trous de l'aluminium $K^2L^7M^x$, $x \in [2, 3]$ contribuent significativement au signal enregistré. L'émission des satellites diélectroniques s'effectue lorsque la température électronique est d'environ 30 eV et la densité électronique voisine de $5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, c'est-à-dire bien au-delà des température et densité électroniques que nous attribuons à la phase de recombinaison, où $T_e \approx 8 \text{ eV}$ et $n_e \approx 3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

Nous avons proposé un mécanisme de l'interaction laser XUV-aluminium : le chauffage de la cible est initié par photo-ionisation directe de tous les électrons de la couche 2p de l'aluminium. Ensuite, l'effet Auger permet la relaxation de ce système, sur des échelles de temps de l'ordre d'une quarantaine de femtosecondes, soit lorsque presque tous les atomes sont *toujours* sur leur maille cristalline. Les électrons Auger chauffent alors efficacement la matière dense du fait de l'irradiation volumétrique de la cible, caractérisée par la saturation de l'absorption de l'onde laser (Nagler et al., 2009). Le couplage phonon-électron disloque ensuite la structure cristalline au bout d'environ 1 ps. L'émission observée a lieu juste après cette destruction du solide, ce qui correspond à un état d'aluminium dense et tiède (Galtier et al., 2010a; Vinko et al., 2010), fortement couplé et dégénéré. C'est la première preuve expérimentale de l'importance du chauffage par les électrons Auger (Galtier et al., 2010a) lorsque l'aluminium est irradié par un laser XUV à haute intensité.

Chauffage du nitrure de bore Dans la deuxième partie, le laser FLASH est cette fois-ci focalisé sur une cible de nitrure de bore. La structure électronique de ce matériau ne permet pas la création directe d'état à trous, comme dans le cas de l'aluminium, ce qui *inhibe* le mécanisme de chauffage par effet Auger. Expérimentalement, nous avons produit une intensité sur cible d'environ $5 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$ grâce à une focalisation sub-micrométrique. L'émission propre du nitrure de bore est enregistrée à l'aide d'un cristal plan de THM d'une distance interplanaire $2d = 52.3 \text{ \AA}$, couplé à une caméra CCD à tête déportée. Lors de cette campagne, nous avons développé une nouvelle approche pour le positionnement et l'alignement du spectromètre en modélisant l'ensemble de la chambre d'interaction et des diagnostics afin de répondre aux importantes contraintes géométriques du dispositif expérimental.

Nous avons pu observer les premiers spectres dans le domaine des X mous dont le signal est attribué à la transition He_α de l'azote, et ce pour différentes intensités laser. L'analyse spectrale préliminaire, effectuée avec le code collisionnel-radiatif PrismSPECT, révèle une température électronique d'environ 90 eV et une densité électronique proche de celle du solide où $n_e \approx 3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ au moment où les photons de 431 eV de l' He_α de l'azote ont été émis. Le code hydrodynamique XRAD nous a permis de montrer que cette émission a pris place environ 300 fs après l'impulsion laser, donc bien avant toute expansion hydrodynamique du solide. La différence des structures électroniques entre le nitrure de bore et l'aluminium nous impose de proposer un autre mécanisme de chauffage que celui initié par effet Auger.

Tout d'abord, les photons de FLASH photo-ionisent tous les électrons de la couche L de l'azote *sans* créer d'état à trous pendant la durée de l'impulsion (comme c'est le cas avec l'aluminium), laissant chaque atome dans la configuration K^2 . Nous pensons que la création des états responsables de

l'émission héliumnoïde de l'azote s'effectue alors principalement par excitation collisionnelle grâce à la fraction ($\approx 2\%$) d'électrons d'énergie supérieure à 430 eV après la thermalisation des photo-électrons, qui permet alors d'atteindre une température électronique de $k_B T_e = 90$ eV (Galtier et al., 2010b). Cependant, l'énergie de ces électrons ne permet pas d'expliquer à elle seule une température aussi élevée (par exemple, l'énergie d'un photo-électron 2p issu de la configuration K^2L^5 est d'environ $92 - 15 = 77$ eV). La recombinaison à trois corps semble pouvoir expliquer la haute température observée. Même si tous les mécanismes mis en jeu ne sont pas encore totalement compris, ces résultats expérimentaux ouvrent la voie à d'autres démarches qui viendront compléter ces travaux.

Parallèle entre les électrons supra-thermiques et la photo-ionisation Dans la dernière partie, nous effectuons une analogie entre le mécanisme de photo-ionisation par une impulsion laser XUV/X et l'ionisation collisionnelle par les électrons supra-thermiques générés lors de l'interaction d'un laser optique de puissance avec une cible solide. Dans les deux cas, ces mécanismes permettent d'ioniser des électrons de couches internes. Les expériences ont été réalisées sur l'installation du LULI, NANO2000, où les impulsions laser de près de 130 J doublées en fréquence et d'une durée de 1 ns ont été focalisées sur une cible solide de titane. L'émission propre du plasma a ensuite été observée à l'aide d'un spectromètre à géométrie Johann verticale (le VJS) permettant une très haute résolution spectrale *et* spatiale. Les spectres observés entre 2.2 et 2.28 Å révèlent une émission intense de la transition He_α du titane, mais aussi des satellites diélectroniques de type $1s2l3l'$.

Nous avons effectué une analyse préliminaire des spectres à l'aide d'un code de physique atomique prenant en compte les effets collisionnels pour le peuplement des niveaux, ainsi que la présence d'une population d'électrons supra-thermiques. Nous montrons qu'un accord qualitatif entre ce modèle et l'expérience n'est possible que lorsque la fraction d'électrons supra-thermiques est de l'ordre de 1-2%. Même en si faible proportion, l'impact de ces électrons très énergétiques (de l'ordre du keV) modifie profondément la structure de la distribution spectrale associée aux satellites diélectroniques.

En résumé, ce travail de thèse a permis de donner des éléments de réponse à la problématique de l'interaction entre un laser XUV à impulsion ultra courte et à haute intensité avec une cible solide. L'impact de l'effet Auger dans le chauffage de la cible d'aluminium est prouvé pour la première fois expérimentalement au moyen d'une spectroscopie à haute résolution. Cette étude détaillée, effectuée à l'aide d'un outil numérique innovant, conduit à la caractérisation de l'aluminium dense et tiède et permet de comprendre l'évolution temporelle de l'état de la cible là où aucun dispositif expérimental ne le permet (les meilleurs diagnostics ont une résolution de 0.5 ps et intègrent donc toute la partie d'interaction entre le laser XUV et la cible). Nous avons mis en évidence un mécanisme de chauffage différent lors de l'irradiation d'une cible de nitrure de bore. Ces travaux constituent une base de travail solide pour l'étude systématique de l'interaction laser XUV-matière et de la matière dense et tiède.

11.2. Perspectives

Dans l'expérience d'interaction laser XUV-aluminium, nous avons principalement étudié les transitions des couches $M \rightarrow L$ grâce aux caractéristiques de FLASH. Il est pourtant possible d'envisager l'émission X dur par photo-ionisation des électrons de la couche K pour produire des transitions $L \rightarrow K$. Les durées d'émission de ce rayonnement très énergétique sont de l'ordre de la dizaine de femtosecondes, ce qui permet d'étudier directement la phase d'interaction laser X-matière (Rosmej and Lee, 2007; Rosmej et al., 2007b). L'extension de l'analyse de l'interaction laser XUV-matière présentée

dans ce travail de thèse est possible dans le cas des lasers X durs pouvant produire ces configurations avec *un ou plusieurs* trous dans la couche K. En plus du LCLS (Arthur et al., 2002; Emma et al., 2010) aux États-Unis, déjà en opération depuis un an, deux autres installations lasers X durs à électrons libres, le SCSS (Tanaka and Shintake, 2005) au Japon et le XFEL (Altarelli et al., 2007; Materlik and Tschentscher, 2001) en Allemagne, sont en cours de construction. Ces installations proposent ou vont proposer des conditions expérimentales sans précédent : des impulsions d'une centaine de femtosecondes, d'une énergie de l'ordre du millijoule et dont l'énergie des photons s'étend jusqu'à plus de 10 keV. Ces énergies de photons vont permettre de photo-ioniser les électrons de couches internes K d'éléments même lourds. Avec un flux de photons suffisant, ces lasers vont pouvoir créer des *ions creux*, c'est-à-dire des ions ayant perdu *tous* les électrons d'une couche interne et dont l'émission X ultra rapide permet d'étudier l'évolution de la matière au tout début de son interaction avec le laser X. Des résultats très prometteurs (Young et al., 2010) nous permettent d'être confiants dans la faisabilité de telles expériences et dans l'ampleur de tels résultats. Dans cette perspective, nous prévoyons de développer l'analyse présentée dans ce texte sur trois fronts : expérimental, numérique et théorique.

Perspectives numériques L'analyse que nous avons présentée dans ce travail est basée sur le couplage partiel entre le code collisionnel-radiatif MARIA et un algorithme génétique. Nous prévoyons d'approfondir ce couplage pour permettre à l'algorithme génétique d'utiliser la température, la densité et l'opacité comme paramètres libres. Ceci assouplira considérablement notre travail d'analyse en mettant à notre disposition un outil d'analyse spectral puissant. La parallélisation du code sera une part importante de l'effort numérique mais permettra de produire un code rapide et performant, et ce même sur des ordinateurs portables. La précision atteinte par le code, notamment au niveau des déplacements en longueur d'onde, va nous permettre d'éprouver les théories encore mal connues, telles que celles sur la matière dense et tiède ou sur les déplacements de raies (en autorisant par exemple des déplacements relatifs différents pour des groupes de raies particuliers au sein d'une même configuration). Par ailleurs, nous prévoyons d'introduire une théorie des super-configurations qui nous permettra de prendre en compte des distributions spectrales détaillées décrivant les configurations à trous mais réduisant drastiquement leur temps de calcul.

Perspectives théoriques L'effet Stark semble jouer un rôle important dans l'émission propre de la cible irradiée par un laser XUV. Les effets du terme d'interférence dans l'expression de l'opérateur d'élargissement électronique sont très importants dans le cas des transitions intra-couches. C'est un effet qui ne semble pas être négligeable d'après une comparaison entre les spectres expérimentaux et synthétiques. Un travail important à ce sujet est d'ailleurs en cours (Calisti et al., 2011). Nous prévoyons donc de travailler en étroite collaboration avec les équipes qui travaillent sur l'effet Stark ionique et électronique afin de modéliser au mieux les spectres expérimentaux observés et d'améliorer notre compréhension de l'effet Stark dans l'interaction laser X-matière.

Perspectives expérimentales La production de données expérimentales propres et indiscutables sera une partie importante du travail expérimental à fournir pour l'étude de l'interaction laser X dur-matière. Nous allons profiter du temps laser que nous avons sur l'installation du LCLS à la fin de l'année 2010 et courant 2011 pour mettre en place des diagnostics performants et facilement utilisables en mettant en œuvre la méthode de conception 3D développée dans ce travail de thèse. La nouvelle version du VJS, construite au LULI, de par son importante résolution spectrale et spatiale, a toute sa place dans les dispositifs expérimentaux sur les lasers X et nous permettra de faire de l'analyse de profil de raies issues de l'émission X des cibles. Il pourra aussi être utilisé pour déterminer des déplacements de raies très faibles dans les expériences d'échange de charge. Afin d'améliorer la compréhension du lien étroit entre photo-ionisation et ionisation collisionnelle par les électrons

supra-thermiques, nous allons effectuer une campagne expérimentale sur la nouvelle installation multi-faisceaux du LULI, ELFIE, en début d'année prochaine en se focalisant sur l'étude de la propagation des électrons supra-thermiques *dans* une cible solide.



Annexe A

« Les espèces qui survivent ne sont pas les espèces les plus fortes ni les plus intelligentes, mais celles qui s'adaptent le mieux aux changements. »

Darwin (1859)

Code source du RGN et exemple basé sur le code RAMA

A.1. RGN en double précision	155
A.2. RAMA, un aperçu	157

A.1. RGN en double précision

Cette section présente le code en FORTRAN 95 du générateur de nombres aléatoires en double précision implémenté dans l'algorithme génétique utilisé par le code RAMA. Les commentaires sont en rouge. SWB et WL signifient *Substract-With-Borrow* et *Weyl sequence* respectivement.

```
1  ! -----
2  ! - Random Generator Number in double precision based on Marsaglia C version with a period of 2^53
3  ! -----
4  module double_kiss
5      implicit none
6
7      ! 64 bit words
8      integer, parameter ::      DBL = selected_real_kind(18), &
9                                INTDBL = selected_int_kind(18)
10
11     integer :: ju = 31
12     ! carry
13     real(DBL) ::      cc = 1._DBL / 9007199254740992._DBL, &
14                       z = 106614921776._DBL / 9007199254740992._DBL, & ! start of the Weyl sequence
15                       d = 362436069876._DBL / 9007199254740992._DBL, &
16                       p = 9007199254740881._DBL / 9007199254740992._DBL, & ! 2**53 - 111
17                       q = 9007199254740954._DBL / 9007199254740992._DBL, & ! 2**53 - 38, SWB
18                       r = 0._DBL, &
19                       s = 0._DBL, &
20                       c = 0._DBL ! c31 = 0. or cc
21     real(DBL), dimension(0:31) :: U
22     data U /
23         .3030699487579716_DBL , .4250299992842559_DBL , .6320435076950144_DBL , &
24         .2332885199467016_DBL , .1535963991600544_DBL , .4330273639545770_DBL , &
25         .2723117923538034_DBL , .7519604041036650_DBL , .3476426949136204_DBL , &
26         .6441704559106110_DBL , .2535049038922000_DBL , .8055503880672192_DBL , &
27         .3682567318051284_DBL , .8497221241431445_DBL , .9372705316702419_DBL , &
28         .2420469010643274_DBL , .1950797724803772_DBL , .3999255756501328_DBL , &
29         .07239949804511259_DBL , .06015726391412624_DBL , .4828450070015438_DBL , &
30         .04549005882636226_DBL , .3723528351847514_DBL , .5555158721817735_DBL , &
```

```

29         .9011322537502369_DBL , .3940550864168610_DBL , .3465014960965372_DBL , &
30         .4673943662751014_DBL , .4902330315253608_DBL , .7178350051344919_DBL , &
31         .2073143396315431_DBL , .8450205602321703_DBL /
32
33 contains
34
35     subroutine seedu(x, y)
36         integer :: i, j
37         integer(INTDBL) :: x, y
38         real(DBL) :: s, t
39
40         do i = 0, 31
41             s = 0._DBL
42             t = 0.5_DBL
43             do j = 1, 53
44                 x = (69069_INTDBL * x) + 123_INTDBL
45                 y = ieor(y, ishft(y, 13))
46                 y = ieor(y, ishft(y, -17))
47                 y = ieor(y, ishft(y, 5))
48                 if ( (iand(x + y, ishft(1, 27))) > 0) s = s + t
49                 t = t * 0.5_DBL
50             enddo
51             U(i) = s
52         enddo
53     end subroutine seedu
54
55     function dKISS()
56         real(DBL) :: dKISS
57
58         ! SWB
59         ju = iand(ju + 1, 31)
60         r = U(ju)
61         s = U(iand(ju + 1, 31)) + c
62         if (r < s) then
63             c = cc
64             U(ju) = r - s + q
65         else
66             c = 0._DBL
67             U(ju) = r - s
68         end if
69         r = U(ju)
70         ! WL
71         if (z < d) then
72             z = z - d + p
73         else
74             z = z - d
75         end if
76         s = z
77         ! dKISS
78         if (r < s) then
79             dKISS = 1._DBL + r - s
80         else
81             dKISS = r - s
82         end if
83         return
84     end function
85
86 end module double_kiss

```

Pour tester le code, ce module est appelé par un programme principal qui initialise le générateur de nombres aléatoires avant d'appeler la routine principale dKiss. Le programme « tet » est le suivant :

```

1  ! -----
2  ! driver program for double precision random generator number
3  ! based on dKISS from G. Marsaglia
4  !
5  ! compile using :
6  !   gfortran dkiss.f90 print-dkiss.f90 -o FOR
7  ! execute using :
8  !   ./FOR
9  ! -----
10
11 program main
12     use double_kiss
13
14     integer :: i
15     integer(INTDBL) :: seed1, seed2
16     real(DBL) :: t1, t2
17
18     ! if you want other initial sequence ---
19     seed1 = 123456789_INTDBL
20     seed2 = 987654321_INTDBL
21     call seedU(seed1, seed2)
22     ! -----
23     open(10, file='temp.txt', status='replace')
24     do i = 0, 99999999
25         t1 = dKiss()
26         if (i > 99999989) write(*, *) t1
27     end do
28     write(*, *) 'digits per number : ', digits(t1)
29     close(10)
30
31 end program main
32
33 ! should return in 3 sec:
34 !
35 ! 0.92880244816428703114
36 ! 7.40264024656773766964E-0002
37 ! 0.16428426263990547618
38 ! 0.66542186260917968177
39 ! 0.51405466168705060692
40 ! 0.34910367636775418987
41 ! 0.61359214926534999535
42 ! 0.63180497313183081598
43 ! 2.63349920489399647039E-0002
44 ! 2.50741261860345510115E-0002
45 ! digits per number :           64
46 !
47 ! same as C version

```

A.2. RAMA, un aperçu

Un exemple de sortie du code RAMA est donné dans la suite.

```

1  -----
2  -- Algorithmme genetic de fittage de donnees --
3  -----
4
5  Reading ag_process.txt file ....

```

```

6
7 Reading experimental profile ....
8                               --> Lecture profile experimentale terminee
9 Reading configuration files ....
10      Te =      8.5000000000000000
11 int error:          0
12 Number of transitions:  87
13 Convolution:
14 Convolution kkk =      1
15 Convolution kkk =      2
16 Convolution kkk =      3
17 Convolution kkk =      4
18 Convolution kkk =      5
19 Convolution kkk =      6
20 Convolution kkk =      7
21 Convolution kkk =      8
22 Convolution kkk =      9
23 Convolution kkk =     10
24 Convolution kkk =     11
25
26 Reference energy levels: -0.2411D+01 /  0.4464-307  1E3 cm-1
27                          -0.2989D+00 /  0.5535-308  eV
28
29
30 Reference line:
31 -----
32
33 cap = const*exp(-Es/Te)/T**1.5/g =  1.5288D-40
34 DR = n*Qd*cap                    =  0.0000D+00
35
36 reg = F(b)/g =  8.57256169908722821E-029
37 rate = n*K*reg =  0.0000000000000000
38                               --> Lecture configuration S1P53X terminee
39      Te =     25.0000000000000000
40 int error:          0
41 Number of transitions: 2946
42 Convolution:
43 Convolution kkk =      1
44 Convolution kkk =      2
45 Convolution kkk =      3
46 Convolution kkk =      4
47 Convolution kkk =      5
48 Convolution kkk =      6
49 Convolution kkk =      7
50 Convolution kkk =      8
51 Convolution kkk =      9
52 Convolution kkk =     10
53 Convolution kkk =     11
54
55 Reference energy levels: -0.2561D+01 /  0.4461-307  1E3 cm-1
56                          -0.3175D+00 /  0.5531-308  eV
57
58
59 Reference line:
60 -----
61
62 cap = const*exp(-Es/Te)/T**1.5/g =  1.5288D-40
63 DR = n*Qd*cap                    =  0.0000D+00
64
65 reg = F(b)/g =  8.57256169908722821E-029
66 rate = n*K*reg =  0.0000000000000000
67                               --> Lecture configuration S1P53XY terminee
68      Te =     25.0000000000000000
69 int error:          0

```

```

70 Number of transitions:55694
71 Convolution:
72 Convolution kkk = 1
73 Convolution kkk = 2
74 Convolution kkk = 3
75 Convolution kkk = 4
76 Convolution kkk = 5
77 Convolution kkk = 6
78 Convolution kkk = 7
79 Convolution kkk = 8
80 Convolution kkk = 9
81 Convolution kkk = 10
82 Convolution kkk = 11
83
84 Reference energy levels: -0.9015D+01 / 0.4465-307 1E3 cm-1
85 -0.1118D+01 / 0.5536-308 eV
86
87
88 Reference line:
89 -----
90
91 cap = const*exp(-Es/Te)/T**1.5/g = 1.5288D-40
92 DR = n*Qd*cap = 0.0000D+00
93
94 reg = F(b)/g = 8.57256169908722821E-029
95 rate = n*K*reg = 0.0000000000000000
96 --> Lecture configuration S1P53XYZ terminee
97 --> Lecture des fichiers input terminee
98 Post-processing files .....
99 ---> End of post-processing
100 Number of parameters : 6
101 Number of generations : 1000
102 Mode Verbose (0/1/2) : 2
103
104
105 *****
106 * PIKAIA Genetic Algorithm Report *
107 *****
108
109 Number of Generations evolving: 1000
110 Individuals per generation: 150
111 Number of Chromosome segments: 6
112 Length of Chromosome segments: 15
113 Crossover probability: 0.8500
114 Initial mutation rate: 0.0050
115 Minimum mutation rate: 0.0005
116 Maximum mutation rate: 0.2500
117 Relative fitness differential: 1.0000
118 Mutation Mode:
119 Variable
120 Reproduction Plan:
121 Steady-state-replace-worst
122
123 1 146 0.003333 0.000000 0.000000 0.000000
124 910826447013088 758922017801468 700437300757967
125 690600985893450 808070546549690 255301782709784
126 420609649947866 124447849947866 441866663511618
127 33732074428287 33732074428287 135047929980795
128 742143903683777 742143903683778 611570082124670
129 164479678314136 164479678314137 205250076171137
130
131 2 130 0.002222 0.000000 0.000000 0.000000
132 910826447013088 910826447013088 412776473041834
133 690600985893450 690600985893450 606454347508206

```

```

134          420609649947866  420609649947866  328037296635221
135          33732074428287  33732074428287  72235153969071
136          742143903683777  742143903683777  440394511825946
137          164191605953436  164479678314136  277524138054872
138          .
139          .
140          .
141
142  999      0          0.250000          0.000000          0.000000          0.000000
143          976238376207557  973181455807960  974948821721552
144          999782505070144  999844384148271  999384009150640
145          999175748572889  998230661803940  998218638508480
146          25366532216168  25389089526801  25385978780870
147          10460589334      18648287335      71016122937
148          354474507        428578580        1329803233
149
150  1000     0          0.250000          0.000000          0.000000          0.000000
151          976238376207557  973181455807960  974948821721552
152          999782505070144  999844384148271  999384009150640
153          999175748572889  998230661803940  998218638508480
154          25366532216168  25389089526801  25385978780870
155          10460589334      18648287335      71016122937
156          354474507        428578580        1329803233
157  status:      0
158      x:      0.97623837620755705      0.99978250507014410      0.99917574857288904
159          2.53665322161680008E-002  1.04605893340000016E-005  3.54474507000000014E-007
160      f:      6.07373737579849290E-008
161
162      ctrl:      150.000000      1000.000000      15.000000      0.850000      2.000000      0.005000
163          0.000500      0.250000      1.000000      3.000000      0.000000      2.000000
164
165  Max accuracy :      64.865892977023464      %
166  Mean accuracy :      14.139591616086445      %
167
168  0.50000000000000000000 < a1 < 0.599999999999999998
169  2.50000000000000000000 < a2 < 2.600000000000000001
170  2.299999999999999998 < a3 < 2.399999999999999999
171  2.000000000000000004E-002 < a4 < 2.100000000000000001
172  8.99999999999999967E-002 < a5 < 0.100000000000000001
173  5.00000000000000028E-002 < a6 < 1.000000000000000000
174
175  a1 = 0.59762383762075566
176  a2 = 2.5999782505070144
177  a3 = 2.3999175748572887
178  a4 = 7.27623870096294478E-002
179  a5 = 9.00001046058933329E-002
180  a6 = 5.00003367507816515E-002
181
182  Elapsed time :
183      0 h          1 min          35 s          765 ms
184
185  End of simulation

```

Annexe B

Détails sur les fonctions test

B.1. Fonctions unimodales	163
B.1.1. Fonction sphère translatée	163
B.1.2. Fonction de Schwefel 1.2 translatée (1977)	165
B.2. Fonctions multimodales : basiques	167
B.2.1. Fonction de Rastrigin translatée et pivotée	167
B.2.2. Fonction de Weierstrass translatée et pivotée	168
B.3. Fonctions multimodales : hybrides	170
B.3.1. Construction	170
B.3.2. Fonction hybride 1 translatée et pivotée	173
B.3.3. Fonction hybride 2 translatée et pivotée	175

Cette annexe décrit l'ensemble des fonctions test utilisées pour identifier les propriétés de convergence du noyau génétique PIKAIA avec le générateur de nombres aléatoires en *double précision* développé dans cette thèse. La figure B.1 montre l'organisation hiérarchique des fonctions test utilisées. Comme il a été précisé dans la section 5.1.4., le dispositif de validation suit les règles imposées lors de

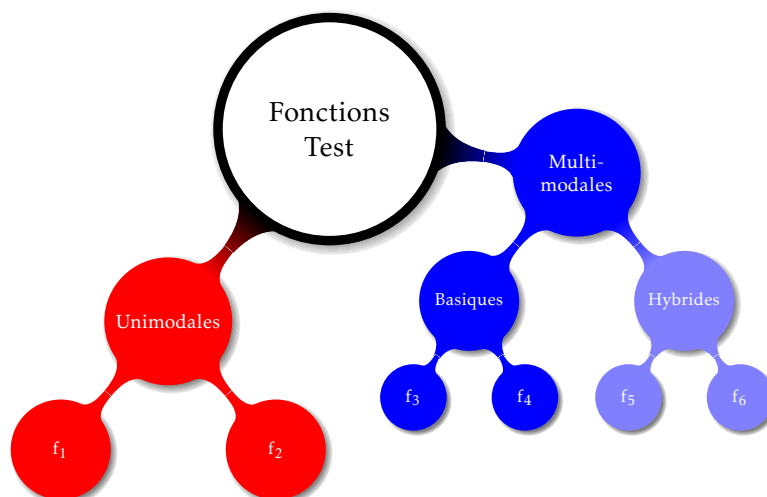


FIGURE B.1 – Répartition des fonctions de test suivant leur complexité.

la conférence CEC05 (Suganthan et al., 2005). Les algorithmes sont testés sur la rapidité et la qualité de la convergence pour chacune des fonctions test avec une complexité croissante des fonctions de f_1 à f_6 . Une quantité commune à chaque algorithme d'optimisation est le nombre d'évaluations de la fonction (*Function Evaluation*, FE en anglais) à optimiser : par exemple, dans le cas de l'algorithme

génétique, si le nombre d'individus dans une génération est de 100, alors il faudra 100 FEs pour initialiser aléatoirement le vecteur de population avant de rentrer dans la boucle générationnelle. Il y a deux critères d'arrêt pour les algorithmes :

1. Si l'erreur faite entre la meilleure valeur de l'algorithme au cours d'une génération et la valeur optimale de la fonction est inférieure ou égale à 10^{-8} , c'est-à-dire $f_n - f_{x^*} \leq 10^{-8}$ avant d'avoir atteint le nombre maximum de FEs.
2. Lorsque le nombre de FEs atteint la valeur maximale FE_{max} .

La valeur FE_{max} est fixée en fonction de la dimension D du problème posé tel que $FE_{max} = D \times 10^4$. Dans notre cas, $D \in [2, 10, 30]$. Chaque algorithme est exécuté vingt-cinq fois sur chaque fonction avec une initialisation aléatoirement différente à chaque exécution. Bien sûr, il est interdit de faire plusieurs exécutions de la totalité de ces vingt-cinq exécutions, puis de choisir le meilleur ensemble. Ceci ne refléterait pas la qualité de l'algorithme. Les populations initiales et les paramètres génétiques sont les mêmes pour chaque algorithme. À chaque exécution pour chaque fonction test, les résultats sont classés par ordre décroissant pour permettre d'extraire le 1^{er} (meilleur), le 7^e, le 13^e (moyen), le 19^e et le 25^e (le plus mauvais) résultat des vingt-cinq exécutions. Les résultats généraux donnant le taux de réussite et la performance sont alors regroupés dans des tableaux différents pour chaque dimension du problème, en séparant le cas des fonctions unimodales de celui des fonctions multimodales. Ce sont les tableaux 5.6 et 5.7 des sections 5.1.5. et 5.1.6. respectivement (se reporter aux libellés des tableaux pour plus de détails).

Dans la suite, chacune des six fonctions test utilisées est décrite par son expression mathématique, accompagnée des paramètres numériques utilisés pour le test. Un graphique en 3D représente la fonction en dimension 2. Chaque optimum global (dans notre cas un minimum) des six fonctions test est représenté sur les graphiques en projection par une croix noire. Pour toutes les fonctions, nous avons :

$$\vec{z} = (\vec{x} - \vec{\sigma}) \cdot M$$

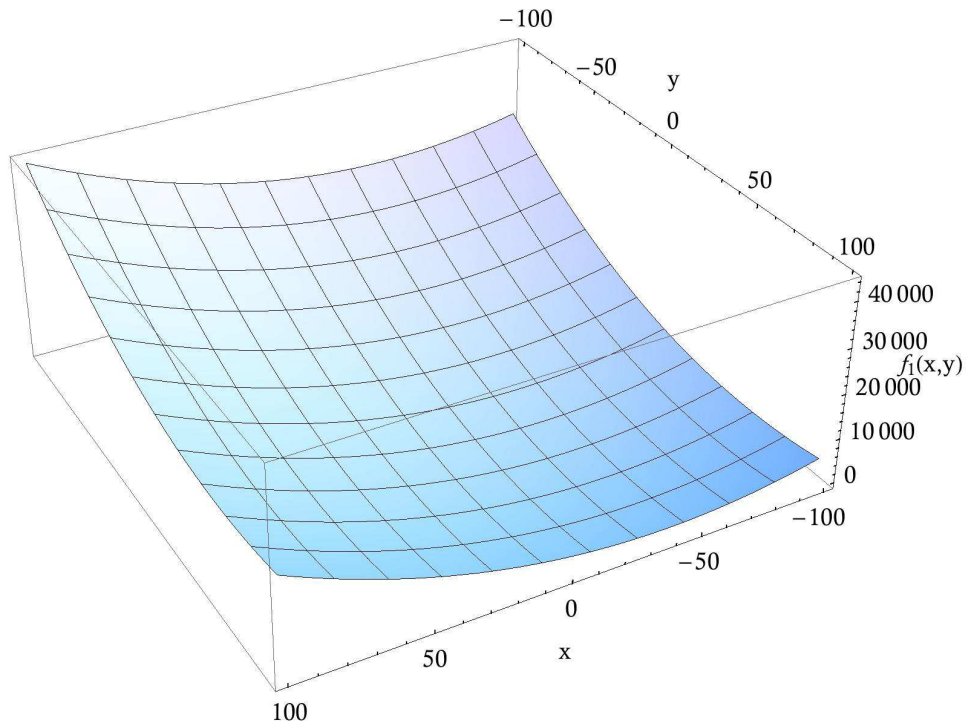
$$\vec{x} = [x_1, \dots, x_D]$$

où M est une matrice de rotation orthogonale déterminée selon la méthode de [Salomon](#) et dépendant du nombre de condition c . Dans le cas des fonctions f_1 et f_2 , où une rotation n'a aucun effet, M est égale à matrice unité \mathbb{I} . L'optimum global $f_n(\vec{x}^*)$ de la fonction n a pour coordonnées $\vec{x}^* = \vec{\sigma}$ et correspond aussi à la valeur de biais introduite f_bias_n . Chaque fonction est accompagnée d'un graphique de convergence du *meilleur* individu, pour chacune des dimensions. Un trait horizontal gris est représenté lorsque l'échelle le permet, symbolisant le critère d'arrêt 1 présenté plus haut et qui donne une différence entre meilleure solution et valeur optimale inférieure à 10^{-8} (signifiant que l'algorithme a résolu le problème d'optimisation). Un descriptif succinct de la complexité et de l'analyse de la convergence est présenté pour chaque fonction. La construction mathématique des fonctions hybrides est donnée en introduction des descriptions de ces deux fonctions, f_5 et f_6 . Pour plus de détails sur l'ensemble du processus de validation des algorithmes d'optimisation, voir [Suganthan et al. \(2005\)](#).

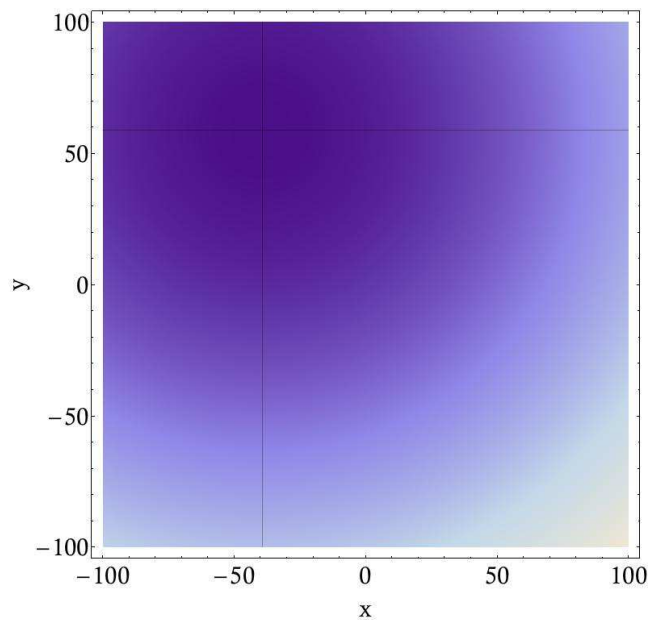
La conclusion de cette partie est que l'algorithme à double précision a le même comportement que PIKAIA, mais possède une précision doublée. Le noyau génétique avec RGN double précision est donc validé pour l'utiliser dans le code RAMA.

B.1. Fonctions unimodales

B.1.1. Fonction sphère translatée



(a) Représentation générale



(b) Courbe en densité

FIGURE B.2 – (a) : représentation 3D de la fonction sphère translatée f_1 . (b) : projection de la courbe 3D lorsqu'elle est vue de dessus.

L'équation de la fonction sphère translée et les paramètres utilisés pour la validation du noyau génétique sont :

$$f_1(\vec{x}) = \sum_{i=1}^D z_i^2 + f_bias_1$$

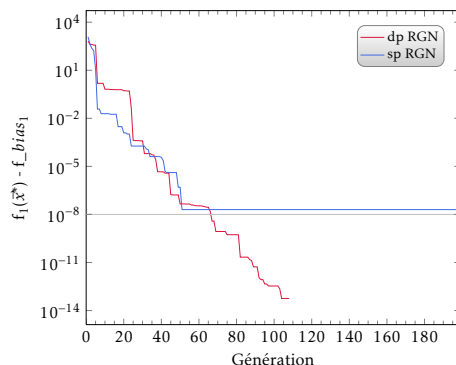
$$\vec{x} \in [-100, 100]^D$$

$$f_bias_1 = -450$$

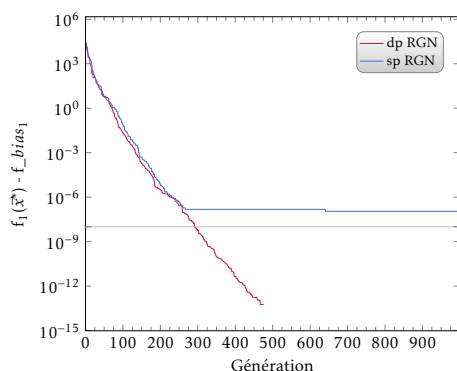
Cette fonction est en général utilisée comme vitrine pour les algorithmes d'optimisation de par sa simplicité : le paysage qu'elle propose est sans discontinuités et elle ne possède qu'un seul minimum. La figure B.3 révèle cependant des comportements importants entre les deux algorithmes, que nous retrouverons par la suite avec des fonctions plus complexes. La courbe rouge correspond au noyau génétique modifié pendant ce travail de thèse avec l'utilisation d'un générateur de nombres aléatoires en double précision, alors que la courbe bleue correspond au cas du générateur en simple précision original utilisé par [Charbonneau and Knapp](#).

Tout d'abord, d'un point de vue algorithmique, nous pouvons voir la progression par « palliers » de l'erreur commise sur la solution optimale, caractéristique des algorithmes génétiques : il faut attendre certaines modifications dans le génome de chaque individu pour que la solution se rapproche de la valeur optimale. De plus, l'évolution de l'erreur en fonction de la génération est très rapide au début du processus évolutif, puis ralentit au fur et à mesure de la convergence. C'est une autre caractéristique de PIKAIA qui intervient lorsque le taux de mutation devient trop faible (on parle alors de mutation uniforme) : dans notre cas, la variation du taux de mutation est basée sur l'évaluation de la fonction f entre le meilleur individu et l'individu moyen, ce qui fait varier le taux de mutation de manière non linéaire au début du processus, lorsque l'écart entre ces individus est encore important. Il fait ensuite tendre ce taux vers une valeur minimale, responsable donc d'une diminution de la diversification qui pourrait, dans le cas contraire, détruire une partie du génome propice à améliorer la convergence. Avec le RGN en simple précision, le résultat ne peut jamais dépasser la valeur de l'erreur permise par la CEC05, qui sous-entend des calculs en double précision. Cependant, cette valeur correspond à la valeur limite atteignable par un calcul en simple précision, l'algorithme peut donc quand même obtenir des succès sur la détermination de l'optimum. C'est d'ailleurs le cas avec cette fonction. Cet objectif n'est cependant pas atteint, même dans le cas de cette fonction unimodale. Là où PIKAIA avec le RGN en double précision crève la limite de précision en atteignant le nombre de chiffres significatifs maximum pour l'erreur en double précision, le RGN en simple précision n'atteint que 2×10^{-8} .

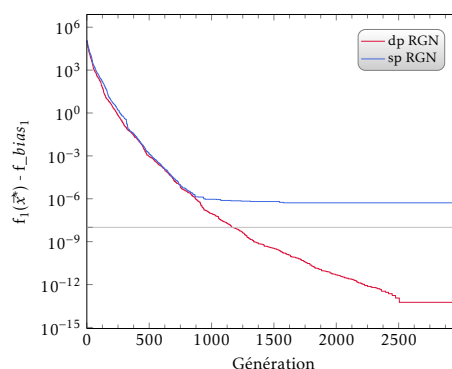
Avec les critères de sélection du CEC05 et dans les trois différentes dimensions, la version améliorée est plus performante et atteint dans les cas à 2 et 10 dimensions la précision maximale avant d'avoir atteint le nombre FE_{max} . Il est aussi important de noter l'évolution de l'erreur au début des générations : la progression de l'erreur jusqu'à environ 10^{-6} est équivalente dans les deux cas, en double précision et en simple, et pour toutes les dimensions. Ceci démontre bien que le noyau génétique est le même, c'est-à-dire que les opérateurs génétiques sont identiques. La démarcation s'opère réellement au niveau de la précision maximale atteignable.



(a) 2 dimensions



(b) 10 dimensions



(c) 30 dimensions

FIGURE B.3 – Évolution du meilleur individu en fonction des générations pour la fonction f_1 en 2, 10 et 30 dimensions.

B.1.2. Fonction de Schwefel 1.2 tradatée (1977)

L'équation de la fonction de Schwefel 1.2 tradatée (selon sa définition de 1977) et les paramètres utilisés pour la validation du noyau génétique sont :

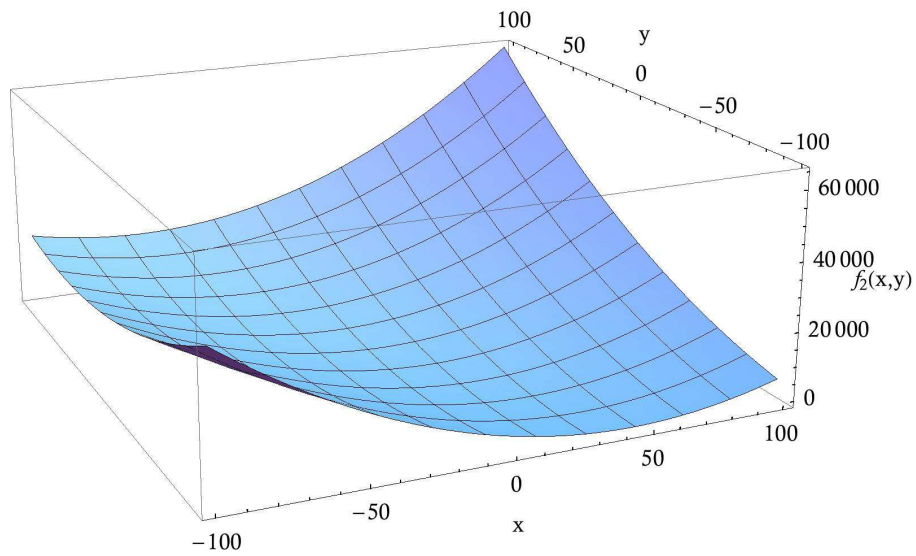
$$f_2(\vec{x}) = \sum_{i=1}^D \left(\sum_{j=1}^i z_j \right)^2 + f_bias_2$$

$$\vec{x} \in [-100, 100]^D$$

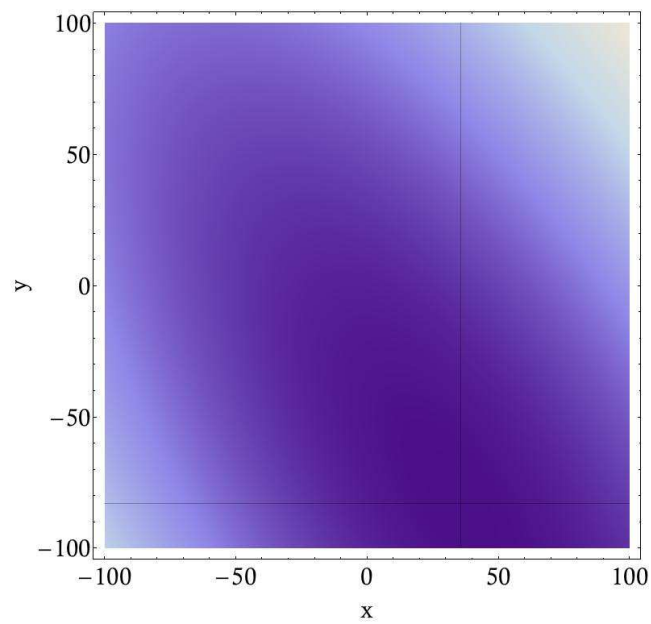
$$f_bias_2 = -450$$

Cette fonction est aussi unimodale avec une surface lisse, mais présente la particularité de la double somme, ce qui rend sa décomposition par certains opérateurs d'optimisation impossible. Comme nous pouvons le voir dans la figure B.5, les algorithmes ne parviennent à résoudre le problème qu'en 2 dimensions, et sont loin du critère d'arrêt du CEC05 dans le cas à haute dimension. On retrouve toujours le même comportement d'évolution, même dans l'échec de l'optimisation.

Clairement, l'algorithme échoue pour ce type de problème non-séparable en dimension élevée. Nous commençons à entrevoir le caractère imprégné par Charbonneau and Knapp à PIKAIA : c'est avant tout un algorithme « pédagogique » sur la manipulation des algorithmes génétiques dans les problèmes d'optimisation de fonction. Il est facilement compréhensible par l'utilisateur, mais ses opérateurs génétiques ne sont pas optimisés.



(a) Représentation générale



(b) Courbe en densité

FIGURE B.4 – (a) : représentation 3D de la fonction Schwefel 1.2 traduite f_2 . (b) : projection de la courbe 3D lorsqu'elle est vue de dessus.

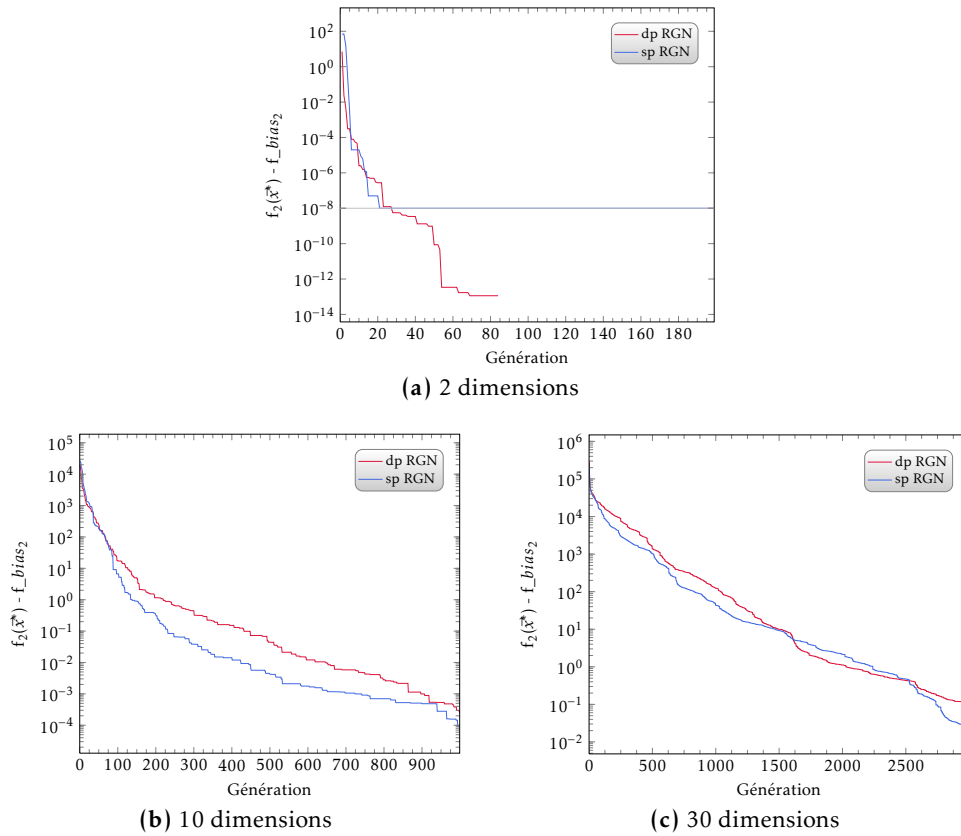


FIGURE B.5 – Évolution du meilleur individu en fonction des générations pour la fonction f_2 en 2, 10 et 30 dimensions.

B.2. Fonctions multimodales : basiques

B.2.1. Fonction de Rastrigin translaturée et pivotée

L'équation de la fonction de Rastrigin translaturée et pivotée et les paramètres utilisés pour la validation du noyau génétique sont :

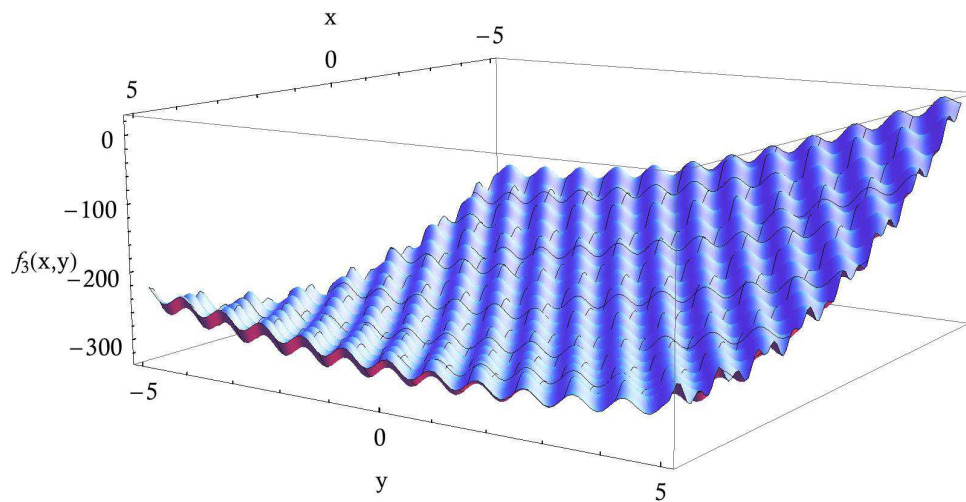
$$f_3(\vec{x}) = \sum_{i=1}^D (z_i^2 - 10 \cos(2\pi z_i) + 10) + f_bias_3$$

$$\vec{x} \in [-5, 5]^D$$

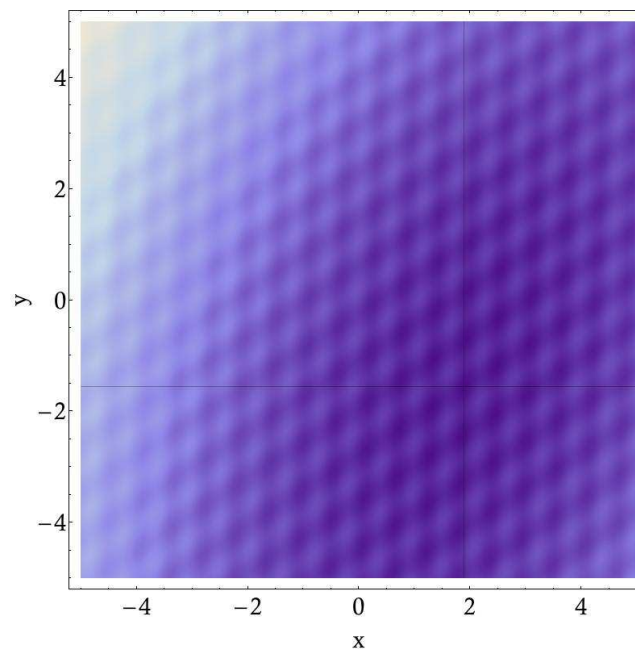
$$c = 2$$

$$f_bias_3 = -330$$

La fonction de Rastrigin est une fonction multimodale correspondant à peu près à une surface lisse telle que la fonction sphère dans laquelle on aurait introduit du bruit sinusoïdal. Dans le cas où $D = 2$, PIKAIA avec le RGN codé en double précision résout le problème, ce qui n'est pas le cas de la version en simple précision : le passage à la double précision modifie donc l'évolution de la convergence au-delà de la simple question de la précision. Les cas où $D = 10$ et $D = 30$ sont représentatifs de l'effet de la multiplication des coordonnées translaturées par une matrice orthogonale : là où l'algorithme en double précision parvient à résoudre le problème multimodal même à très haute dimension, il échoue dans le cas où la fonction est pivotée. La précision atteinte est d'ailleurs médiocre et témoigne du blocage du noyau génétique dans des optima *locaux*.



(a) Représentation générale



(b) Courbe en densité

FIGURE B.6 – (a) : représentation 3D de la fonction Rastrigin tradatée et pivotée f_3 . (b) : projection de la courbe 3D lorsqu'elle est vue de dessus.

B.2.2. Fonction de Weierstrass tradatée et pivotée

L'équation de la fonction de Weierstrass tradatée et pivotée et les paramètres utilisés pour la validation du noyau génétique sont :

$$f_4(\vec{x}) = \sum_{i=1}^D \left(\sum_{k=0}^{k_{max}} [a^k \cos(2\pi b^k (z_i + 0.5))] \right) - D \sum_{k=0}^{k_{max}} [a^k \cos(2\pi b^k \cdot 0.5)] + f_bias_4$$

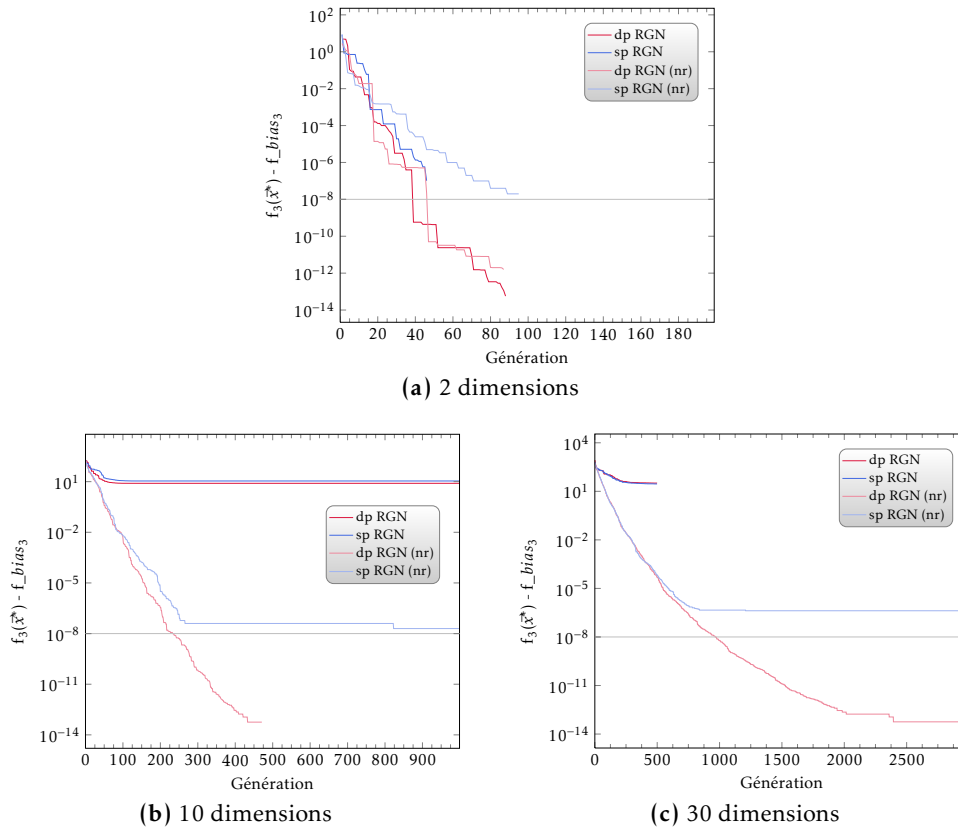
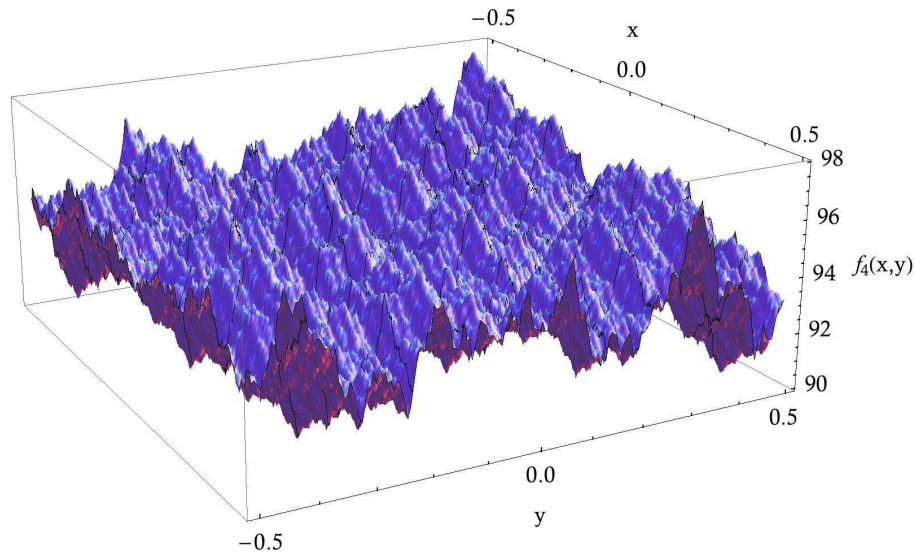


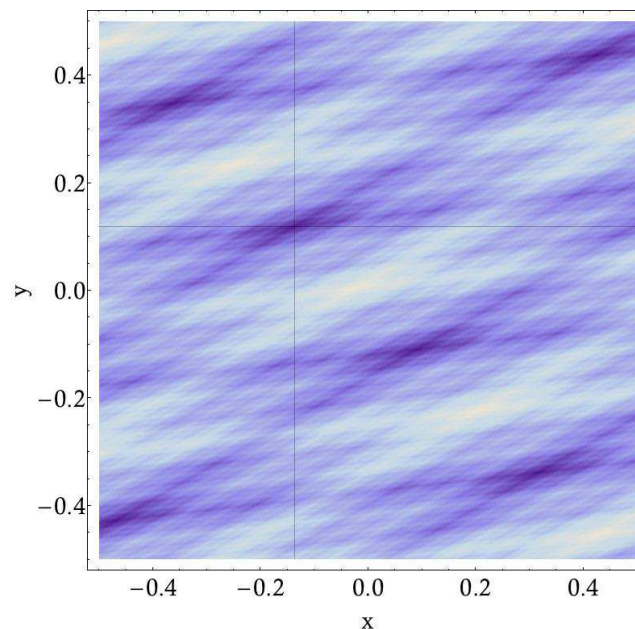
FIGURE B.7 – Évolution du meilleur individu en fonction des générations pour la fonction f_3 en 2, 10 et 30 dimensions. *nr* signifie *non-rotated*. Dans les figures B.7(a) et B.7(c) où la fonction est pivotée, les algorithmes sont exécutés sur 99 et 499 générations avec une population de 200 et 600 individus respectivement, afin de respecter le même FE_{max} .

$$\begin{aligned}
 a &= 0.5 \\
 b &= 3 \\
 k_{max} &= 20 \\
 \vec{x} &\in [-0.5, 0.5]^D \\
 c &= 5 \\
 f_bias_4 &= 90
 \end{aligned}$$

Cette fonction a un paysage extrêmement complexe et présente un nombre d'optima locaux très important, comme le montre la figure B.9. Le constat est rapide : les deux algorithmes ne parviennent pas à trouver de solution à ce problème, même dans le cas à 2 dimensions. Nous pouvons noter un comportement différent dans le cas où la rotation est absente : le RGN en double précision permet d'atteindre une meilleure performance, et ce dans toutes les dimensions, alors que le RGN en simple précision n'atteint pas une précision de 10^{-3} . Ceci permet de mettre en évidence l'importance de la rotation dans la validation et la création de bancs d'essais pour les algorithmes d'optimisation. Nous observons aussi que les algorithmes convergent de la même manière et restent tous deux bloqués au même optimum local dans le cas faisant partie du processus de test, c'est-à-dire lorsque la rotation est activée.



(a) Représentation générale



(b) Courbe en densité

FIGURE B.8 – (a) : représentation 3D de la fonction Weierstrass traduite et pivotée f_4 . (b) : projection de la courbe 3D lorsqu'elle est vue de dessus.

B.3. Fonctions multimodales : hybrides

B.3.1. Construction

Les fonctions multimodales hybrides ont pour but de créer des fonctions encore plus complexes que celles présentées auparavant et de permettre à l'utilisateur d'en faire varier les caractéristiques facilement à l'aide d'ensembles de paramètres clés.

C'est pour cette raison que les fonctions hybrides sont composées de fonctions basiques, unimodales et multimodales, pour permettre l'obtention de zones très piquées au milieu de zones plus

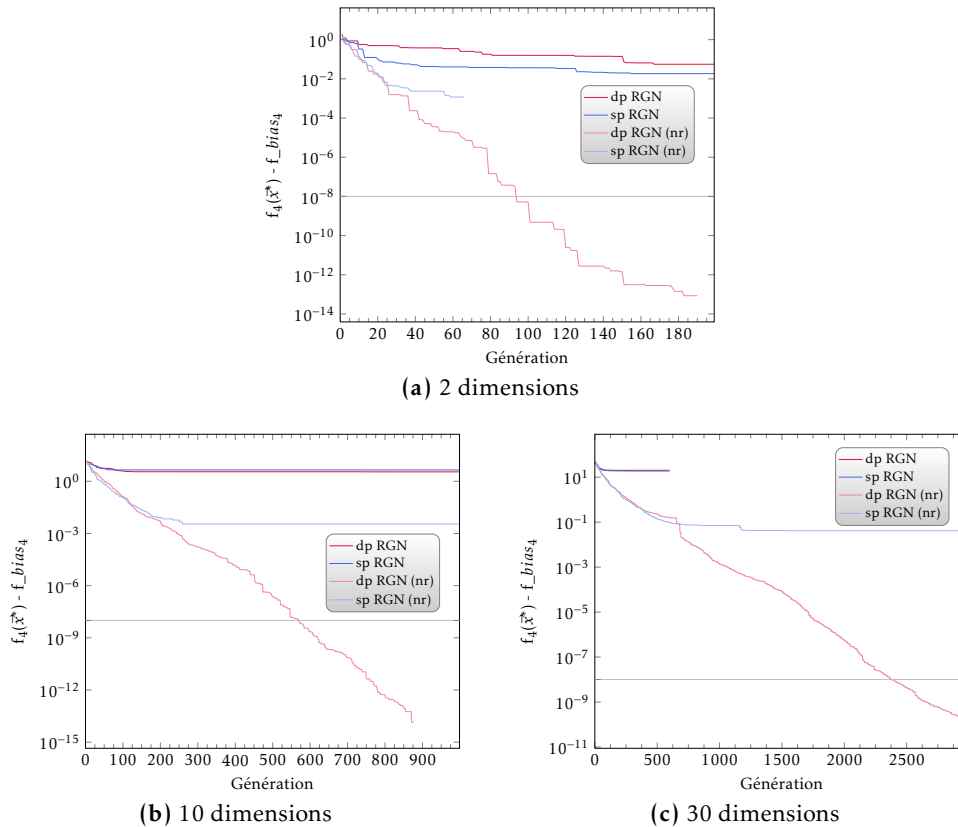


FIGURE B.9 – Évolution du meilleur individu en fonction des générations pour la fonction f_4 en 2, 10 et 30 dimensions. *nr* signifie *non-rotated*. Dans la figure B.9(c) où la fonction est pivotée, les algorithmes sont exécutés sur 599 générations avec une population de 500 individus afin de respecter le même FE_{max} .

plates afin d'induire les algorithmes en erreur lors de la détermination de la solution optimale globale au problème.

Le processus de construction des fonctions hybrides est basé sur la composition de $n = 10$ fonctions. Il est représenté par le pseudo-code 10, où σ et λ sont des paramètres à définir avant la construction. Les matrices de rotation M_i sont déterminées selon la méthode de Salomon (1995) pour un nombre de conditions à définir. Les vecteurs $\vec{\sigma}$ sont construits avec des valeurs aléatoires et sont différents pour chaque fonction f_i , et donc pour chaque fonction hybride. Les optima de la dernière fonction f_{10} sont cependant mis à 0 pour éviter de favoriser les opérateurs symétriques. Le vecteur de translation vertical introduit pour chaque fonction est :

$$\text{bias} = [0, 100, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900]$$

de telle manière que l'optimum global de la fonction hybride soit toujours celui de la fonction f_1 . Le vecteur \vec{v} comporte n éléments et est pris au bord de l'espace de recherche, tel que $\vec{v} = [5, 5, \dots, 5]$. On peut voir cette procédure comme une combinaison de chaque fonction f_i pondérée par w_i . Les fonctions f_i sont définies ci-dessous :

Fonction sphère :

$$f_i(\vec{x}) = \sum_{i=1}^D x_i^2$$

Algorithme 10 Pseudo-code associé à la construction des fonctions hybrides.

```

1: for  $i = 1$  to  $n$  do
2:    $w_i \leftarrow \exp\left(-\frac{\sum_{k=1}^D (x_k - o_{ik})^2}{2D\sigma_i^2}\right)$ 
3:    $\text{fit}_i \leftarrow f_i\left(\frac{(\vec{x} - \vec{o}_i)}{\lambda_i} \times \vec{M}_i\right)$ 
4:    $\text{fmax}_i \leftarrow f_i\left(\frac{y}{\lambda_i} \times \vec{M}_i\right)$ 
5:    $\text{fit}_i \leftarrow c \times \frac{\text{fit}_i}{\text{fmax}_i}$ 
6: end for
7:  $\text{SW} \leftarrow \sum_{i=1}^n w_i$ 
8:  $\text{MaxW} \leftarrow \max(w_i)$ 
9: for  $i = 1$  to  $n$  do
10:   $w_i \leftarrow w_i \times (1 - \text{MaxW}^{10})$  si  $w_i \neq \text{MaxW}$ 
11:   $w_i \leftarrow \frac{w_i}{\text{SW}}$ 
12: end for
13:  $f(\vec{x}) \leftarrow \sum_{i=1}^n w_i \times (\text{fit}_i + \text{bias}_i)$ 
14:  $f(\vec{x}) \leftarrow f(\vec{x}) + f\_bias$ 

```

Fonction de Ackley :

$$f_i(\vec{x}) = -20 \exp\left(-0.2 \sqrt{\frac{1}{D} \sum_{i=1}^D x_i^2}\right) - \exp\left(\frac{1}{D} \sum_{i=1}^D \cos(2\pi x_i)\right) + 20 + e$$

Fonction de Rastrigin :

$$f_i(\vec{x}) = \sum_{i=1}^D (x_i^2 - 10 \cos(2\pi x_i) + 10)$$

Fonction de Weierstrass :

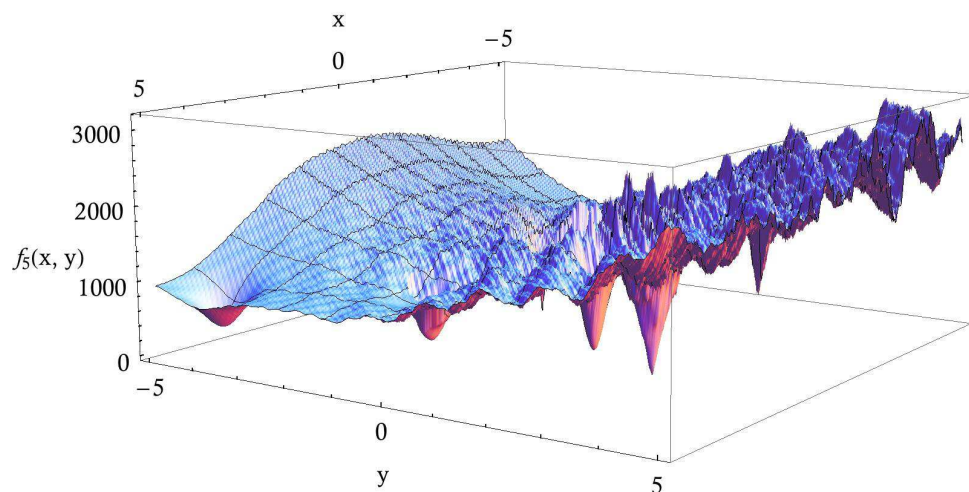
$$f_i(\vec{x}) = \sum_{i=1}^D \left(\sum_{k=0}^{k_{\max}} [a^k \cos(2\pi b^k (x_i + 0.5))] \right) - D \sum_{k=0}^{k_{\max}} [a^k \cos(2\pi b^k \cdot 0.5)]$$

avec $a = 0.5$, $b = 3$, $k_{\max} = 20$.

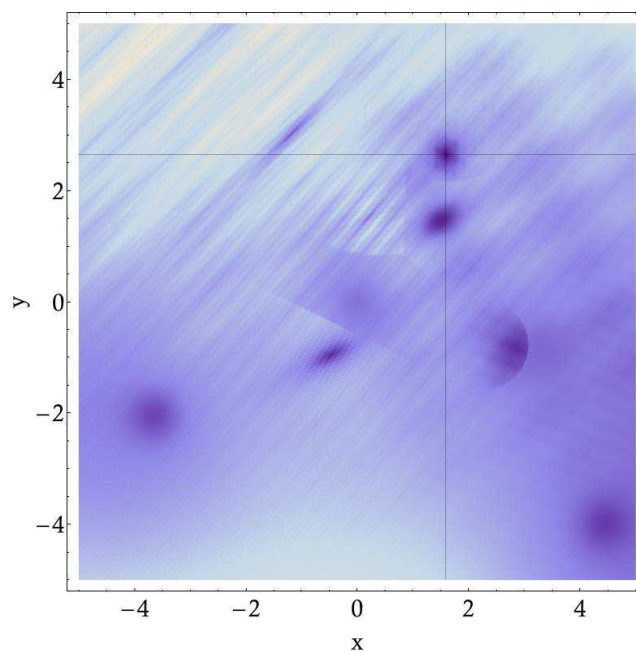
Fonction de Griewank :

$$f_i(\vec{x}) = \sum_{i=1}^D \frac{x_i^2}{4000} - \prod_{i=1}^D \cos\left(\frac{x_i}{\sqrt{i}}\right) + 1$$

B.3.2. Fonction hybride 1 tradatée et pivotée



(a) Représentation générale



(b) Courbe en densité

FIGURE B.11 – (a) : représentation 3D de la fonction hybride 1 tradatée et pivotée f_5 . (b) : projection de la courbe 3D lorsqu'elle est vue de dessus.

Les fonctions basiques utilisées pour la construction de la fonction hybride 1 translaturée et pivotée f_5 sont :

$$\begin{aligned} f_{1-2}(\vec{x}) &: \text{Ackley} \\ f_{3-4}(\vec{x}) &: \text{Rastrigin} \\ f_{5-6}(\vec{x}) &: \text{sphère} \\ f_{7-8}(\vec{x}) &: \text{Weierstrass} \\ f_{9-10}(\vec{x}) &: \text{Griewank} \end{aligned}$$

avec pour paramètres associés au processus de construction de la section B.3.1. :

$$\begin{aligned} \sigma &= [1, 2, 1.5, 1.5, 1, 1, 1.5, 1.5, 2, 2] \\ \lambda &= \left[2 * \frac{5}{32}, \frac{5}{32}, 2 * 1, 1, 2 * \frac{5}{100}, 2 * \frac{5}{100}, 2 * 10, 10, 2 * \frac{5}{60}, \frac{5}{60} \right] \\ \vec{x} &\in [-5, 5]^D \\ \vec{c} &= [2, 3, 2, 3, 2, 3, 20, 30, 200, 300] \\ f_bias_5 &= 10 \end{aligned}$$

Cette fonction hybride possède donc un nombre très important d'optima locaux. La fonction sphère permet de produire deux zones relativement plates, alors qu'un optimum local est imposé à l'origine. La figure B.12 montre que PIKAIA perd de l'efficacité avec un nombre croissant de dimensions et reste bloqué au niveau d'optima locaux, surtout avec $D = 10$. Le comportement du RGN en double précision est meilleur que celui en simple précision dans le cas $D = 30$, mais le critère d'arrêt défini pour la CEC05 est loin d'être atteint. La courbe d'évolution de l'erreur de PIKAIA avec RGN en simple précision pour le cas où $D = 2$ sur la figure B.12a présente une discontinuité sur plus de dix ordres de grandeur. L'erreur atteinte est exceptionnellement basse, et ce en une seule génération. Ce comportement est tout à fait inattendu, d'autant plus que ce phénomène se produit dans les deux cas, avec et sans rotation, et que les deux seuls chemins d'évolution amenant à cette solution présentent exactement la même discontinuité. La nature profondément stochastique des algorithmes génétiques a amené le génome d'un individu particulier à se trouver dans la bonne configuration pour correspondre à l'optimum global de la fonction. Il faut tout de même noter la rareté de l'évènement, ce qui renforce l'origine stochastique de ce comportement que l'on qualifierait certainement d'*anomalie génétique* dans le monde réel.

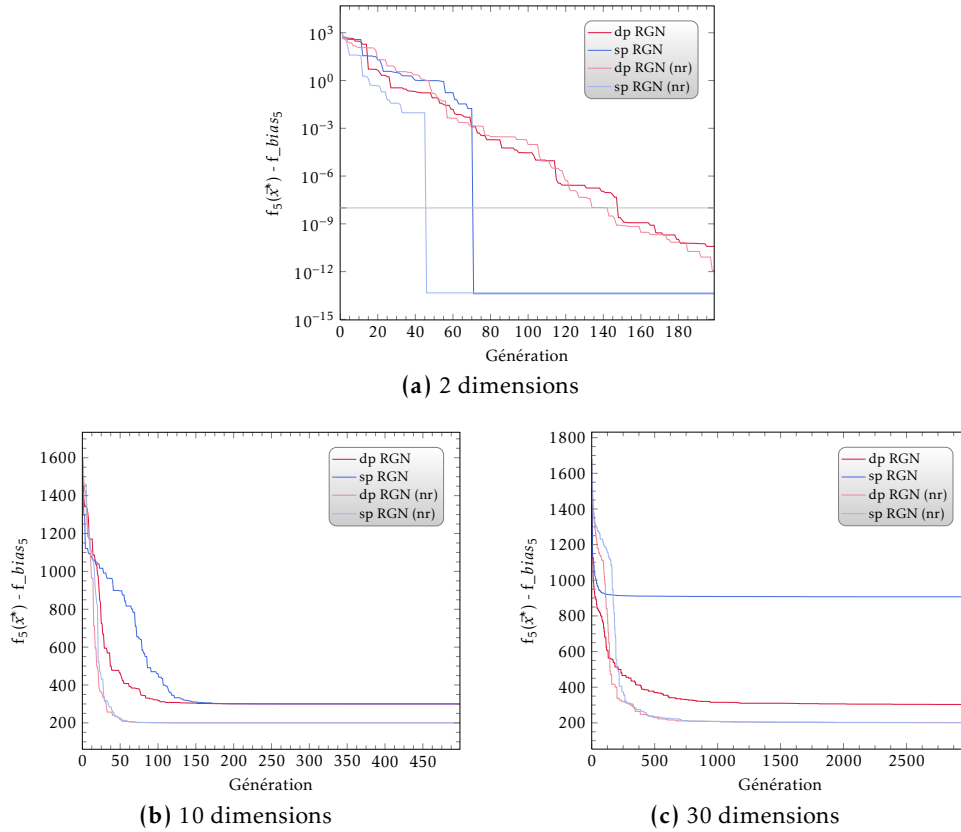


FIGURE B.12 – Évolution du meilleur individu en fonction des générations pour la fonction f_5 en 2, 10 et 30 dimensions. *nr* signifie *non-rotated*.

B.3.3. Fonction hybride 2 translée et pivotée

Les fonctions basiques utilisées pour la construction de la fonction hybride 2 translée et pivotée f_6 sont :

$$\begin{aligned}
 f_{1-2}(\vec{x}) &: \text{Rastrigin} \\
 f_{3-4}(\vec{x}) &: \text{Weierstrass} \\
 f_{5-6}(\vec{x}) &: \text{Griewank} \\
 f_{7-8}(\vec{x}) &: \text{Ackley} \\
 f_{9-10}(\vec{x}) &: \text{sphère}
 \end{aligned}$$

avec pour paramètres associés au processus de construction de la page 170 :

$$\sigma = [0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1]$$

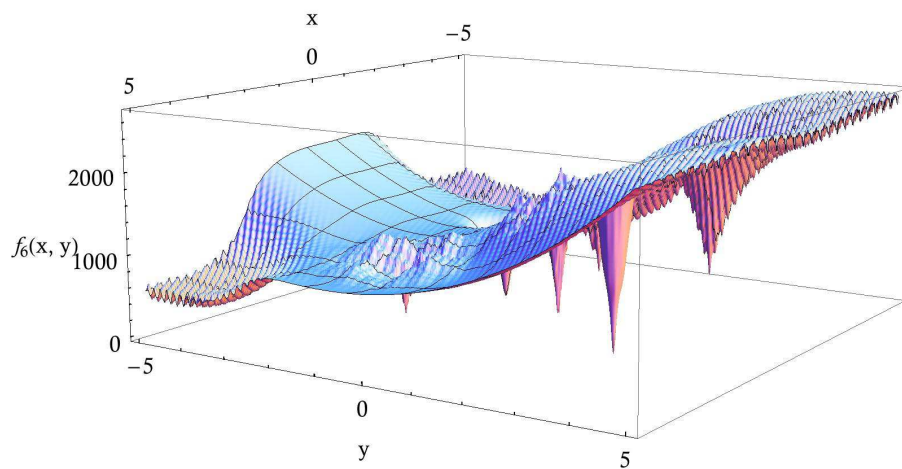
$$\lambda = \left[0.1 * \frac{1}{5}, 0.2 * \frac{1}{5}, 0.3 * \frac{5}{0.5}, 0.4 * \frac{5}{0.5}, 0.5 * \frac{5}{100}, 0.6 * \frac{5}{100}, 0.7 * \frac{5}{32}, 0.8 * \frac{5}{32}, 0.9 * \frac{5}{100}, 1 * \frac{5}{100} \right]$$

$$\vec{x} \in [-5, 5]^D$$

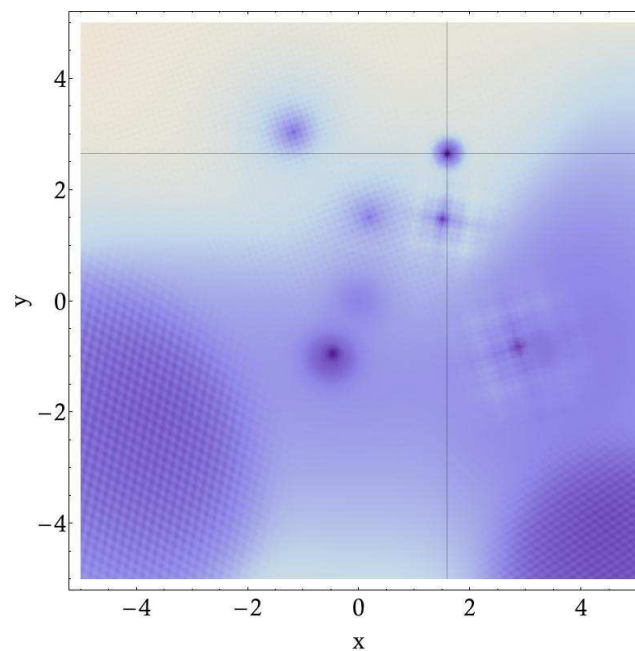
$$\vec{c} = 2000 \times \mathbf{1}^{10}$$

$$f_bias_5 = 0$$

Les valeurs de σ et λ créent de larges zones plates contenant les optima locaux alors que l'optimum global se trouve sur une zone très étroite parmi elles, ce qui crée le paysage le plus complexe des fonctions multimodales proposées. Les algorithmes d'optimisation se font facilement piéger du fait



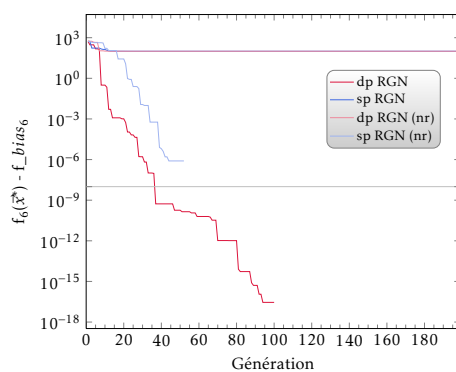
(a) Représentation générale



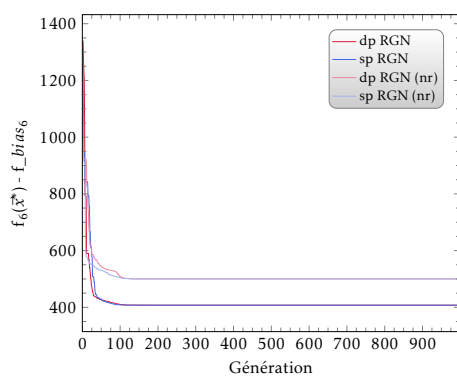
(b) Courbe en densité

FIGURE B.13 – (a) : représentation 3D de la fonction hybride 2 translaturée et pivotée f_6 . (b) : projection de la courbe 3D lorsqu'elle est vue de dessus.

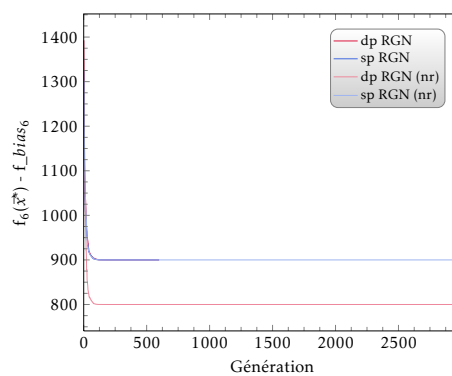
des larges variations de f autour du minimum global alors qu'un nombre très important d'optima locaux sont présents. Ce problème n'est résolu que pour le cas où $D = 2$ et uniquement une seule fois parmi les vingt-cinq exécutions. PIKAIA, avec le RGN en double précision, fournit cette solution dans le cas où la fonction est pivotée, mais échoue dans le cas où elle ne l'est pas. C'est dans ce cas le RGN en simple précision qui en donne la solution. Dans tous les autres cas, les algorithmes convergent très rapidement vers un minimum local et n'arrivent plus à en sortir. PIKAIA n'est donc pas adapté pour ce type de problème très complexe.



(a) 2 dimensions



(b) 10 dimensions



(c) 30 dimensions

FIGURE B.14 – Évolution du meilleur individu en fonction des générations pour la fonction f_6 en 2, 10 et 30 dimensions. *nr* signifie *non-rotated*.

Bibliographie

Note : les numéros et les chiffres romains *après* le texte des références ci-dessous correspondent aux pages du présent texte où les articles sont cités. Dans la version informatique, ils constituent de plus des hyper-liens vers les pages en question.

- Abreu, E., Bajt, S., Bornath, T., Burian, T., Chalupsky, J., Chapman, H., Cihelka, J., Döppner, T., Düsterer, S., Dzelzainis, T., Fajardo, M., Fäustlin, R. R., Förster, E., Fortmann, C., Galtier, E., Glenzer, S. H., Göde, S., Gregori, G., Hajkova, V., Heimann, P., Juha, L., Jurek, M., Khattak, F. Y., Khorsand, A. R., Klinger, D., Kozlova, M., Krzywinski, J., Laarmann, T., Lee, H. J., Lee, R. W., Meiwes-Broer, K.-H., Mercere, P., Murphy, W. J., Nagler, B., Nelson, A. J., Przystawik, A., Redmer, R., Reinholz, H., Riley, David Röpke, G., Rosmej, F., Saksl, K., Schott, R., Sobierajski, R., Thiele, R., Tiggesbäumker, J., Toleikis, S., Tschentscher, T., Uschmann, I., Vinko, S. M., Vollmer, H. J., Wark, J. S., Whitcher, T., and Zastra, U. (2005). *Peak Brightness Collaboration author list*. http://hasylab.desy.de/science/user_collaborations/peak_brightness_collaboration/index_eng.html. 26
- Altarelli, M., Brinkmann, R., Chergui, M., Decking, W., Dobson, B., Düsterer, S., Grübel, G., Graeff, W., Graafsma, H., Hajdu, J., Marangos, J., Pflüger, J., Redlin, H., Riley, D., Robinson, I., Rossbach, J., Schwarz, A., Tiedtke, K., Tschentscher, T., Vartanians, I., Wabnitz, H., Weise, H., Wichmann, R., Witte, K., Wolf, A., Wulff, M., and Yurkov, M., editors (2007). *XFEL, The European X-Ray Free-Electron Laser, Technical Design Report*. DESY XFEL Project Group, European XFEL Project Team, Deutsches Elektronen-Synchrotron, Member of the Helmholtz Association. <http://www.xfel.net>. 10, 17, 152
- Amemiya, Y. and Miyahara, J. (1988). Imaging plate illuminates many fields. *Nature*, 336 :89–90. 111
- Antici, P., Fuchs, J., Borghesi, M., Gremillet, L., Grismayer, T., Sentoku, Y., d’Humières, E., Cecchetti, C. A., Mančić, A., Pipahl, A. C., Toncian, T., Willi, O., Mora, P., and Audebert, P. (2008). Hot and cold electron dynamics following high-intensity laser matter interaction. *Phys. Rev. Lett.*, 101(10) :105004. 132
- Arber, J. M., Norman, P., Urch, D. S., and Bloor, D. (1987). Crystals for soft X-ray spectroscopy. *Journal of Crystal Growth*, 84(1) :145–150. 94, 96
- Arthur, J., Anfinrud, P., Anfinrud, P., Bane, K., Ben-Zvi, I., Bharadwaj, V., Bionta, R., Bolton, P., Borland, M., Bucksbaum, P. H., Cauble, R. C., Clendenin, J., Cornacchia, M., Decker, G., Den Hartog, P., Dierker, S., Dowell, D., Dungan, D., Emma, P., Evans, I., Faigel, G., Falcone, R., Fawley, W. M., Ferrario, M., Fisher, A. S., Freeman, R. R., Frisch, J., Galayda, J., Gauthier, J.-C., Gierman, C., Gluskin, E., Graves, W., Hajdu, J., Hastings, J., Hodgson, K., Huang, Z., Humphry, R., Ilinski, P., Imre, D., Jacobsen, C., Kao, C.-C., Kase, K. R., Kim, K.-J., Kirby, R., Kirz, J., Klaisner, L., Krejcik, P., Kulanter, K., Landen, O. L., Lee, R. W., Lewis, C., Limborg, C., Lindau, E. I., Lumpkin, A., Materlik, G., Mao, S., Miao, J., Mochrie, S., Moog, E., Milton, S., Mulhollan, G., Nelson, K., Nelson, W. R., Neutze, R., Ng, A., Nguyen, D., Nuhn, H.-D., Palmer, D. T., Paterson, J. M., Pellegrini, C., Reiche, S., Renner, M., Riley, D., Robinson, C. V., Rokni, S. H., Rose, S. J., Rosenzweig, J., Ruland, R., Ruocco, G., Saenz,

- D., Sasaki, S., Sayre, D., Schmerge, J., Schneider, D., Schroeder, C., Serafini, L., Sette, F., Sinha, S., van der Spoel, D., Stephenson, B., Stupakov, G., Sutton, M., Szöke, A., Tatchyn, R., Toor, A., Trakhtenberg, E., Vasserman, I., Vinokurov, W., Wang, X. J., Waltz, D., Wark, J. S., Weckert, E., Group, W.-S., Winick, H., Woodley, M., Wootton, A. and Wulff, M., Xie, M., Yotam, R., Young, L., and Zewail, A. (2002). *Linac Coherent Light Source (LCLS), Conceptual Design Report*. Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Lawrence Livermore National Laboratory, University of California, Argonne National Laboratory, University of Chicago. <http://www-ssrl.slac.stanford.edu/lcls/>. [xv](#), [10](#), [17](#), [152](#)
- Auger, A. and Hansen, N. (2005). A restart CMA evolution strategy with increasing population size. In McKay, B. et al., editors, *The 2005 IEEE International Congress on Evolutionary Computation (CEC'05)*, volume 2, pages 1769–1776. [68](#)
- Auguste, T., Faenov, A. Y., Fukumoto, I., Hulin, S., Magunov, A. I., Monot, P., D'Oliveira, P., Pikuz, T. A., Sasaki, A., Sharkov, B. Y., Skobelev, I. Y., Tajima, T., and Zhidkov, A. G. (2001). Observation of MeV multicharged ions and hot electrons accelerated by a 65-fs laser pulse. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 71(2-6) :147–156. [132](#)
- Bambynek, W., Crasemann, B., Fink, R. W. and Freund, H. U., Mark, H., Swift, C. D., Price, R. E., and Rao, P. V. (1972). X-ray fluorescence yields, auger, and coster-kronig transition probabilities. *Rev. Mod. Phys.*, 44(4) :716–813. [78](#)
- Barbrel, B., Koenig, M., Benuzzi-Mounaix, A., Brambrink, E., Brown, C. R. D., Gericke, D. O., Nagler, B., Rabec le Gloahec, M., Riley, D., Spindloe, C., Vinko, S. M., Vorberger, J., Wark, J., Wunsch, K., and Gregori, G. (2009). Measurement of short-range correlations in shock-compressed plastic by short-pulse x-ray scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 102(16) :165004. [2](#), [3](#), [102](#)
- Barricelli, N. A. (1954). Esempi numerici di processi di evoluzione. *Methodos*, 6 :45–68. [58](#)
- Barricelli, N. A. (1957). Symbiogenetic evolution processes realized by artificial methods. *Methodos*, 9(35-36) :143–182. [58](#)
- Bilderback, D. H., Elleaume, P., and Weckert, E. (2005). Review of third and next generation synchrotron light sources. *Journal of Physics B : Atomic, molecular and optical physics*, 38 :S773–S797. [3](#), [10](#), [17](#)
- Billardon, M., Elleaume, P., Ortega, J. M., Bazin, C., Bergher, M., Velghe, M., Petroff, Y., Deacon, D. A. G., Robinson, K. E., and Madey, J. M. J. (1983). First operation of a storage-ring free-electron laser. *Phys. Rev. Lett.*, 51(18) :1652–1655. [10](#)
- Blenski, T. and Cichocki, B. (2007). Variational theory of average-atom and superconfigurations in quantum plasmas. *Phys. Rev. E*, 75(5) :056402. [72](#)
- Bobin, J.-L. (1981). Le laser à électrons libres, une introduction théorique. *Rapport CEA-R-5141*, E.40. [13](#), [14](#)
- Bonifacio, R., Casagrande, F., and De Salvo Souza, L. (1986). Collective variable description of a free-electron laser. *Phys. Rev. A*, 33(4) :2836–2839. [13](#)
- Bonifacio, R., Pellegrini, C., and Narducci, L. (1984). Collective instabilities and high-gain regime in a free electron laser. *Optics Communications*, 50(6) :373–378. [9](#), [13](#)
- Calisti, A., Galtier, E., Rosmej, F. B., Ferri, S., Mossé, C., Talin, B., and Lisitsa, V. S. (2011). Detailed stark calculations of aluminium emission from holes states induced by XUV-free electron laser irradiations. In preparation. [82](#), [83](#), [152](#)

- Calisti, A., Godbert, L., Stamm, R., and Talin, B. (1994). Fast numerical methods for line shape studies in hot and dense plasmas. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 51(1-2) :59–64. Special Issue Radiative Properties of Hot Dense Matter. [7](#)
- Calisti, A., Khelifaoui, F., Stamm, R., Talin, B., and Lee, R. W. (1990). Model for the line shapes of complex ions in hot and dense plasmas. *Phys. Rev. A*, 42(9) :5433–5440. [51](#)
- Caridi, F., Torrisi, L., Mezzasalma, A. M., Mondio, G., and Borrielli, A. (2009). Al₂O₃ plasma production during pulsed laser deposition. *Eur. Phys. J. D*, 54(2) :467–472. [40](#)
- Chalupský, J., Juha, L., Kuba, J., Cihelka, J., Hájková, V., Koptyaev, S., Krása, J., Velyhan, A., Bergh, M., Coleman, C., Hajdu, J., Bionta, R. M., Chapman, H., Hau-Riege, S. P., London, R. A., Jurek, M., Krzywinski, J., Nietubyc, R., Pelka, J. B., Sobierajski, R., ter Vehn, J. M., Tronnier, A., Sokolowski-Tinten, K., Stojanovic, N., Tiedtke, K., Toilekis, S., Tschentscher, T., Wabnitz, H., and Zastra, U. (2007). Characteristics of focused soft x-ray free-electron laser beam determined by ablation of organic molecular solids. *Opt. Express*, 15(10) :6036–6043. [29](#), [30](#)
- Charbonneau, P. (2002). *Release notes for Pikaia 1.2*. Second Edition de 1992. [61](#), [64](#)
- Charbonneau, P. and Knapp, B. (1995). *A User's Guide To Pikaia 1.0*. Second Edition de 1992. [xix](#), [7](#), [60](#), [61](#), [63](#), [66](#), [68](#), [164](#), [165](#)
- Chung, H.-K., Chen, M., Morgan, W., Ralchenko, Y., and Lee, R. (2005). FLYCHK : Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements. *High Energy Density Physics*, 1(1) :3–12. [39](#), [52](#)
- Cihelka, J., Juha, L., Chalupsky, J., Rosmej, F. B., Renner, O., Saksl, K., Hajkova, V., Vysin, L., Galtier, E., Schott, R., Khorsand, A. R., Riley, D., Dzelzainis, T., Nelson, A., Lee, R. W., Heimann, P., Nagler, B., Vinko, S., Wark, J., Whitcher, T., Toilekis, S., Tschentscher, T., Fäustlin, R., Wabnitz, H., Bajt, S., Chapman, H., Krzywinski, J., Sobierajski, R., Klinger, D., Jurek, M., Pelka, J., Hau-Riege, S., London, R. A., Kuba, J., Stojanovic, N., Sokolowski-Tinten, K., Gleeson, A. J., Stormer, M., Andreasson, J., Hajdu, J., and Timneanu, N. (2009). Optical emission spectroscopy of various materials irradiated by soft x-ray free-electron laser. volume 7361, page 73610P. SPIE. [91](#), [92](#), [97](#)
- Colson, W. B., Dattoli, G., and Ciocci, F. (1985). Angular-gain spectrum of free-electron lasers. *Phys. Rev. A*, 31(2) :828–842. [9](#), [17](#), [18](#)
- Cowan, R. D. (1981). *The Theory of Atomic Structure and Spectra*. University of California Press, Berkeley. [xvi](#), [xviii](#), [xxi](#), [39](#), [42](#), [45](#), [47](#), [48](#), [55](#), [79](#), [124](#), [126](#)
- Cros, B., Mocek, T., Bettaibi, I., Vieux, G., Farinet, M., Dubau, J., Sebban, S., and Maynard, G. (2006). Characterization of the collisionally pumped optical-field-ionized soft-x-ray laser at 41.8nm driven in capillary tubes. *Phys. Rev. A*, 73(3) :033801. [5](#)
- Darwin, C. (1859). *On the Origin of Species by Means of Natural Selection, or the Preservation of Favoured Races in the Struggle for Life* (L'Origine des espèces). Londres, John Murray. [63](#), [155](#)
- De Jong, K. D. (1975). *An analysis of the behavior of a class of genetic adaptive systems*. PhD thesis, Department of Computer and Communication Sciences, University of Michigan. [67](#)
- Dimitrijević, M. S. and Konjević, N. (1987). Simple estimates for stark broadening of ion lines in stellar plasmas. *Astronomy & Astrophysics*, 172 :345–349. [51](#)
- Dufour, G., Mariot, J.-M., Nilsson-Jatko, P.-E., and Karnatak, R. (1976). K-LL auger spectrum of aluminium. *Physica Scripta*, 13(6) :370. [49](#)

- Dzelzainis, T., Chalupsky, J., Fajardo, M., Fäustlin, R., Heimann, P., Hajkova, V., Juha, L., Jurek, M., Khattak, F., Kozlova, M., Krzywinski, J., Lee, R., Nagler, B., Nelson, A., Rosmej, F., Soberierski, R., Toleikis, S., Tschentscher, T., Vinko, S., Wark, J., Witcher, T., and Riley, D. (2010). Plasma emission spectroscopy of solids irradiated by intense XUV pulses from a free electron laser. *High Energy Density Physics*, 6(1) :109–112. [27](#), [31](#), [32](#), [37](#), [45](#), [46](#), [50](#), [51](#)
- Eiben, A. E. and Bäck, T. (1997). Empirical investigation of multiparent recombination operators in evolution strategies. *Evolutionary Computation*, 5(3) :347–365. [66](#)
- Einstein, A. (1905). Zur elektrodynamik bewegter körper. *Annalen der Physik*, 322(10) :891–921. [9](#)
- Elias, L. R., Fairbank, W. M., Madey, J. M. J., Schwettman, H. A., and Smith, T. I. (1976). Observation of stimulated emission of radiation by relativistic electrons in a spatially periodic transverse magnetic field. *Phys. Rev. Lett.*, 36(13) :717–720. [10](#)
- Emma, P., Akre, R., Arthur, J., Bionta, R., Bostedt, C., Bozek, J., Brachmann, A., Bucksbaum, P., Coffee, R., Decker, F.-J., Ding, Y., Dowell, D., Edstrom, S., Fisher, A., Frisch, J., Gilevich, S., Hastings, J., Hays, G., Hering, P., Huang, Z., Iverson, R., Loos, H., Hessers Schmidt, M., Miahnahri, A., Moeller, S., Nuhn, H.-D., Pile, G., Ratner, D., Rzepiela, J., Schultz, D., Smith, T., Stefan, P., Tompkins, H., Turner, J., Welch, J., White, W., Wu, J., Yocky, G., and Galayda, J. (2010). First lasing and operation of an angstrom-wavelength free-electron laser. *Nature Photonics*, advance online publication. [10](#), [152](#)
- Faenov, A. Y., Magunov, A. I., Pikuz, T. A., Skobelev, I. Y., Loboda, P. A., Bakshayev, N. N., Gagarin, S. V., Komosko, V. V., Kuznetsov, K. S., Markelenkov, S. A., Petunin, S. A., and Popova, V. V. (2002). Spectr-W³ Online database on atomic properties of atoms and ions. *AIP Conference Proceedings*, 636(1) :253–262. [47](#), [48](#)
- Fan, P. Z., Fill, E. E., and Tietang, G. (1996). A soft x-ray octadecyl hydrogen maleate crystal spectrograph. *Review of Scientific Instruments*, 67(3) :786–788. [115](#)
- Feldhaus, J., Arthur, J., and Hastings, J. B. (2005). X-ray free-electron lasers. *Journal of Physics B : Atomic, molecular and optical physics*, 38 :S799–S819. [xvii](#), [9](#), [12](#), [18](#)
- Ferrante, G., Zarcone, M., and Uryupin, S. A. (2001). Inverse bremsstrahlung in a plasma with electron temperature anisotropy. *Physics of Plasmas*, 8(11) :4745–4752. [49](#)
- French, A. P. (1968). *Special Relativity*. The Massachusetts Institute of Technology Introductory Physics Series. W. W. Norton & Company. [16](#)
- Frühling, U., Wieland, M., Gensch, M., Gebert, T., Schutte, B., Krikunova, M., Kalms, R., Budzyn, F., Grimm, O., Rossbach, J., Plonjes, E., and Drescher, M. (2009). Single-shot terahertz-field-driven X-ray streak camera. *Nature Photonics*, 3(9) :523–528. [19](#)
- FUJIFILM (2010). What is imaging plate? Technical report. <http://home.fujifilm.com/info/products/science/ip/principle.html>. [111](#)
- Fujimoto, T. and McWhirter, R. W. P. (1990). Validity criteria for local thermodynamic equilibrium in plasma spectroscopy. *Phys. Rev. A*, 42(11) :6588–6601. [79](#)
- Galtier, E., Rosmej, F. B., Dzelzainis, T., Riley, D., Khattak, F. Y., Heimann, P., Lee, R. W., Nelson, A. J., Vinko, S. M., Witcher, T., Nagler, B., Wark, J. S., Tschentscher, T., Toleikis, S., Fäustlin, R., Sobierajski, R., Jurek, M., Juha, L., Chalupsky, J., Hajkova, V., Kozlova, M., and Krzywinski, J. (2010a). Decay of crystalline order and equilibration during solid-to-plasma transition induced by 20 fs microfocused 92 eV free electron laser pulses. *Phys. Rev. Lett.* To appear. [7](#), [37](#), [74](#), [80](#), [83](#), [149](#), [150](#)

- Galtier, E., Rosmej, F. B., Renner, O., Juha, L., Chalupsky, J., Gauthier, J. C., White, S., Riley, D., Vinko, S. M., Witcher, T., Wark, J., Nagler, B., Lee, R. W., Nelson, A. J., and Toleikis, S. (2010b). Observation of K-shell soft X ray emission of nitrogen irradiated by XUV-Free Electron Laser FLASH at intensities greater than 10^{16} W/cm². *Contributions to Plasma Physics*. To appear. [7](#), [91](#), [127](#), [149](#), [151](#)
- Gauthier, J. C. (1992). Dynamique d'ionisation et émission X des plasmas créés par laser. *Ann. Phys. Fr.*, 17(C1) :83–90. [119](#), [122](#)
- Gauthier, J.-C. and Geindre, J.-P. (1988). XRAD : A one dimensional lagrangian code with radiative transport. Technical report. [119](#), [122](#)
- Geloni, G., Saldin, E., Samoylova, L., Schneidmiller, E., Sinn, H., Tschentscher, T., and Yurkov, M. (2010). Coherence properties of the european xfel. *New Journal of Physics*, 12(3) :035021. [xv](#), [17](#)
- Gill, D., editor (1981). *Plasma physics and nuclear fusion research*. Academic Press Inc., New York. [79](#)
- Gordon, V. S. and Whitley, D. (1993). Serial and parallel genetic algorithms as function optimizers. In Forrest, S. and Kaufmann, M., editors, *Fifth International Conference on Genetic Algorithms*, pages 177–183. [67](#)
- Griem, H. R. (1964). *Plasma Spectroscopy*. McGraw-Hill Book Co., New York. [79](#)
- Griem, H. R. (1968). Semiempirical formulas for the electron-impact widths and shifts of isolated ion lines in plasmas. *Phys. Rev.*, 165(1) :258–266. [51](#)
- Gu, M. F. (2008). The flexible atomic code. *Canadian Journal of Physics*, 86(5) :675–689. [45](#), [46](#), [76](#), [127](#), [144](#), [145](#)
- Gutbrod, H. H., Augustin, I., Eickhoff, H., Groß, K.-D., Henning, W. F., Krämer, D., and Walter, G., editors (2006). *FAIR Baseline Technical Report*, volume 5. <http://www.gsi.de/fair/reports/btr.html>. [3](#)
- Haines, M. G., Wei, M. S., Beg, F. N., and Stephens, R. B. (2009). Hot-electron temperature and laser-light absorption in fast ignition. *Phys. Rev. Lett.*, 102(4) :045008. [132](#)
- Hannah, P. H. and Weightman, P. (1985). The spectrum of al $kl_{2,3} -l_{2,3}^2$ v satellite auger transitions. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 18(9) :L239. [49](#)
- Henke, B.-L., Gullikson, E.-M., and Davis, J.-C. (1993). *X-Ray Interactions : Photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E = 50 – 30,000 eV, Z = 1 – 92*, volume 54 of *Atomic Data Nucl. Data Tables*. Elsevier. <http://www-cxro.lbl.gov/>. [xviii](#), [xxi](#), [42](#), [98](#), [124](#)
- Holland, J. H. (1975). *Adaptation in natural and artificial systems : An Introductory Analysis with Applications to Biology, Control and Artificial Intelligence*. MIT Press, Cambridge, MA, USA, first edition. [58](#)
- Hubbard, W. B. (1981). Interiors of the giant planets. *Science*, 214 :145–149. [3](#)
- Ishimaru, S. (1982). Strongly coupled plasmas : high density classical plasmas and degenerate electron liquids. *Reviews of Modern Physics*, 54 :1017–1059. [2](#), [3](#)
- Kapitza, P. L. and Dirac, P. A. M. (1933). The reflection of electrons from standing light waves. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 29(02) :297–300. [9](#)
- Kim, K.-J. and Xie, M. (1993). Self-amplified spontaneous emission for short wavelength coherent radiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 331(1-3) :359–364. [13](#), [17](#)

- Kita, T., Harada, T., Nakano, N., and Kuroda, H. (1983). Mechanically ruled aberration-corrected concave gratings for a flat-field grazing-incidence spectrograph. *Appl. Opt.*, 22(4) :512–513. [32](#)
- KODAK (2008). Kodak industrex digital imaging plates. Technical Report TI-2632. [111](#)
- Kroll, N. M. and McMullin, W. A. (1978). Stimulated emission from relativistic electrons passing through a spatially periodic transverse magnetic field. *Phys. Rev. A*, 17(1) :300–308. [9](#), [13](#)
- Lagron, J. C., Sauteret, C., Timsit, H., and Le Blanc, C. (2003). Description du compresseur et de la distribution du laser pw. Technical Report D10, LULI, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France. [104](#)
- Lambert, G. (2008). *Harmoniques cohérentes du Laser à Electrons Libres générées à partir d'harmoniques produites dans les gaz sur le prototype de l'accélérateur SCSS*. PhD thesis, Université Paris XI Orsay. [9](#), [10](#), [12](#), [17](#), [18](#)
- Lambert, G., Hara, T., Garzella, D., Tanikawa, T., Labat, M., Carre, B., Kitamura, H., Shintake, T., Bougeard, M., Inoue, S., Tanaka, Y., Salieres, P., Merdji, H., Chubar, O., Gobert, O., Tahara, K., and Couprie, M.-E. (2008). Injection of harmonics generated in gas in a free-electron laser providing intense and coherent extreme-ultraviolet light. *Nature Physics*, 4 :296–300. [5](#)
- Le Blanc, C., Félix, C., Sauteret, C., and Migus, A. (2000a). Conception et réalisation du laser de puissance petawatt de LULI2000. Technical Report NTIS : PB2001-106320 E8, LULI, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France. [102](#)
- Le Blanc, C., Félix, C., Sauteret, C., and Migus, A. (2000b). Conception et réalisation du laser pilote pour le petawatt de LULI2000. Technical Report NTIS : PB2001-106320 E9, LULI, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France. [102](#)
- Le Blanc, C., Lagron, J. C., Sauteret, C., Félix, C., Audebert, P., Amiranoff, F., and Migus, A. (2002). Le compresseur du laser petawatt. Technical Report NTIS : PB2003-106434 E3, LULI, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France. [104](#)
- Lee, R. W., Moon, S. J., Chung, H.-K., Rozmus, W., Baldis, H. A., Gregori, G., Clauble, R. C., Landen, O. L., Wark, J. S., Ng, A., Rose, S. J., Lewis, C. L., Riley, D., Gauthier, J.-C., and Audebert, P. (2003). Finite temperature dense matter studies on next-generation light sources. *Journal of Optical Society of America B*, 20 :770. [2](#), [3](#)
- Liang, J. J., Suganthan, P. N., and Deb, K. (2005). Novel composition test functions for numerical global optimization. In *Swarm Intelligence Symposium, 2005. SIS 2005. Proceedings 2005 IEEE*, pages 68–75. [67](#)
- Lin, Z., Zhigilei, L. V., and Celli, V. (2008). Electron-phonon coupling and electron heat capacity of metals under conditions of strong electron-phonon nonequilibrium. *Phys. Rev. B*, 77(7) :075133. [79](#)
- Lindl, J. (1995). Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain. *Physics of Plasmas*, 2(11) :3933–4024. [3](#), [132](#)
- Lindl, J. D., Amendt, P., Berger, R. L., Glendinning, S. G., Glenzer, S. H., Haan, S. W., Kauffman, R. L., Landen, O. L., and Suter, L. J. (2004). The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the national ignition facility. *Physics of Plasmas*, 11(2) :339–491. [3](#), [132](#)
- Louisell, W. H., Lam, J. F., Copeland, D. A., and Colson, W. B. (1979). "exact" classical electron dynamic approach for a free-electron laser amplifier. *Phys. Rev. A*, 19(1) :288–300. [11](#)
- Luck, S. and Urch, D. S. (1990). Soft X-ray spectroscopy (20-150 Å) with a conventional X-ray spectrometer. *Physica Scripta*, 41(6) :749. [94](#)

- MacFarlane, J. J., Golovkin, I. E., Wang, P., Woodruff, P. R., and Pereyra, N. A. (2007). SPECT3D - A multi-dimensional collisional-radiative code for generating diagnostic signatures based on hydrodynamics and PIC simulation output. *High Energy Density Physics*, 3(1-2) :181–190. Radiative Properties of Hot Dense Matter. [119](#), [121](#)
- Madey, J. M. J. (1971). Stimulated emission of bremsstrahlung in a periodic magnetic field. *Journal of Applied Physics*, 42 :1906–1913. [10](#), [11](#), [15](#), [16](#)
- Mančić, A., Fuchs, J., Antici, P., Gaillard, S. A., and Audebert, P. (2008). Absolute calibration of photostimulable image plate detectors used as (0.5–20 MeV) high-energy proton detectors. *Review of Scientific Instruments*, 79(7) :073301. [111](#)
- Mančić, A., Lévy, A., Harmand, M., Nakatsutsumi, M., Antici, P., Audebert, P., Combis, P., Fourmaux, S., Mazevet, S., Peyrusse, O., Recoules, V., Renaudin, P., Robiche, J., Dorchie, F., and Fuchs, J. (2010). Picosecond short-range disordering in isochorically heated aluminum at solid density. *Phys. Rev. Lett.*, 104(3) :035002. [3](#)
- Marsaglia, G. (1968). Random numbers fall mainly in the planes. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 61(1) :25–28. [66](#)
- Marsaglia, G. (2003). Xorshift rngs. *Journal of Statistical Software*, 8(14) :1–6. [66](#)
- Marshall, T. C. (1985). *Free-Electron Lasers*. Macmillan Publishing Company. [9](#), [10](#), [14](#), [16](#), [17](#)
- Materlik, G. and Tschentscher, T., editors (2001). *Part V, The X-Ray Free electron Laser*. Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Member of the Helmholtz Association. http://tesla.desy.de/new_pages/TDR_CD/PartV/fel.html. [xvii](#), [4](#), [10](#), [152](#)
- Metcalfe, T. S. and Charbonneau, P. (2003). Stellar structure modeling using a parallel genetic algorithm for objective global optimization. *J. Comput. Phys.*, 185(1) :176–193. [65](#)
- Moinard, A. (2010). Rayonnement X et électrons supra-thermiques dans un X-pinch. *Rapport de stage de M2*. [111](#)
- Mori, M., Kando, M., Pirozhkov, A. S., Hayashi, Y., Yogo, A., Yoshimura, N., Ogura, K., Nishiuchi, M., Sagisaka, A., Orimo, S., Kado, M., Fukumi, A., Li, Z., Nakamura, S., Noda, A., and Daido, H. (2006). New detection device for thomson parabola spectrometer for diagnosis of the laser-plasma ion beam. *Plasma and Fusion Research*, 1 :042–042. [111](#)
- Motz, H. (1951). Applications of the radiation from fast electron beams. *Journal of Applied Physics*, 22(5) :527–535. [10](#), [14](#)
- Murillo, M. S. (2004). Strongly coupled plasma physics and high energy-density matter. *Physics of Plasmas*, 11(5) :2964–2971. [2](#)
- Murphy, J. B. and Pellegrini, C. (1985). Generation of high-intensity coherent radiation in the soft-x-ray and vacuum-ultraviolet region. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2(1) :259–264. [10](#)
- Nagler, B., Zastra, U., Fäustlin, R., Vinko, S., Whitcher, T., Nelson, A. J., Sobierajski, R., Krzywinski, J., Chalupsky, J., Abreu, E., Bajt, S., Bornath, T., Burian, T., Chapman, H., Cihelka, J., Döppner, T., Dusterer, S., Dzelzainis, T., Fajardo, M., Förster, E., Fortmann, C., Galtier, E., Glenzer, S. H., Göde, S., Gregori, G., Hajkova, V., Heimann, P., Juha, L., Jurek, M., Khattak, F. Y., Khorsand, A. R., Klinger, D., Kozlova, M., Laarmann, T., Lee, H. J., Lee, R. W., Meiwes-Broer, R. H., Mercere, P., Murphy, W. J., Przystawik, A., Redmer, R., Reinholz, H., Riley, D., Röpke, G., Rosmej, F. B., Saksl, K., Schott, R., Thiele, R., Tiggesbäumker, J., Toleikis, S., Tschentscher, T., Uschmann, I., Vollmer, H. J., and Wark, J. S. (2009). Turning solid aluminium transparent by intense soft X-ray photoionization. *Nature Physics*, (5) :693–696. [28](#), [47](#), [49](#), [78](#), [79](#), [83](#), [149](#), [150](#)

- Neely, D. (1992). *An Experimental study of ASE soft X-ray laser action exhibiting high gain-length products*. Ph.D. thesis, Queen's University Belfast. 32
- Nelson, A. J., Toleikis, S., Chapman, H., Bajt, S., Krzywinski, J., Chalupsky, J., Juha, L., Cihelka, J., Hajkova, V., Vysin, L., Burian, T., Kozlova, M., Fäustlin, R., Nagler, B., Vinko, S., Whitcher, T., Dzelzainis, T., Renner, O., Saksl, K., Khorsand, A. R., Heimann, P. A., Sobierajski, R., Klinger, D., Jurek, M., Pelka, J., Iwan, B., Andreasson, J., Timneanu, N., Fajardo, M., Wark, J., Riley, D., Tschentscher, T., Hajdu, J., and Lee, R. W. (2009). Soft x-ray free electron laser microfocus for exploring matter under extreme conditions. *Opt. Express*, 17(20) :18271–18278. 28, 34
- Ortega, J. M. (1996). Le laser à électrons libres (el). *Collection SFO*, 4 :233–257. 17
- Paterson, I. J., Clarke, R. J., Woolsey, N. C., and Gregori, G. (2008). Image plate response for conditions relevant to laser–plasma interaction experiments. *Measurement Science and Technology*, 19(9) :095301. 111
- Petitdemange, F. (2009 –). *In progress*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie. 145
- Press, W. H., Teukolsy, S. A., Vetterling, W. T., and Flannery, B. P. (1992). *Numerical Recipes for Fortran 77*. Second Edition in 1992. 61
- Press, W. H., Teukolsy, S. A., Vetterling, W. T., and Flannery, B. P. (1999). *Numerical Recipes for Fortran 90*. Second Edition in 1996. 66
- Ralchenko, Y., Kramida, A. E., Reader, J., and NIST ASD Team (2008). *NIST Atomic Spectra Database* (version 3.1.5), [Online]. Available : <http://physics.nist.gov/asd3> [2010, August 22]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. xv, xvi, 38, 39, 41, 47, 48, 114, 117, 120, 121
- Ravasio, A. (2007). *Novel diagnostics for Warm Dense Matter : Application to shock compressed target*. PhD thesis, École Polytechnique. 111
- Reiche, S. (2000). *Numerical studies for a single pass high gain free-electron laser*. PhD thesis, Universität Hamburg. 17
- Renner, O., Adámek, P., Angelo, P., Dalimier, E., Förster, E., Krousky, E., Rosmej, F. B., and Schott, R. (2006). Spectral line decomposition and frequency shifts in Al He $_{\alpha}$ group emission from laser-produced plasma. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 99(1-3) :523–536. Radiative Properties of Hot Dense Matter. 55
- Renner, O., Missalla, T., Sondhauss, P., Krousky, E., Forster, E., Chenais-Popovics, C., and Rancu, O. (1997). High-luminosity, high-resolution, X-ray spectroscopy of laser-produced plasma by Vertical-geometry Johann Spectrometer. *Review of Scientific Instruments*, 68(6) :2393–2403. 135
- Rosmej, F. B. (1997). Hot electron X-ray diagnostics. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 30(22) :L819–L828. 41, 47, 48, 132
- Rosmej, F. B. (2006). An alternative method to determine atomic radiative emission. *EPL (Europhysics Letters)*, 76(6) :1081–1087. 41, 47, 48
- Rosmej, F. B. (2011). X-ray emission spectroscopy and diagnostics of non-equilibrium fusion and laser produced plasmas. In Hutton, R., Zou, Y., Currell, F., Martinson, I., and Hagmann, S., editors, *Highly Charged Ions*. CRC Press LLC, NW, (Suite 300) Boca Raton, FL 33487, USA, first edition. 42, 58, 88
- Rosmej, F. B. and Abdallah, J. (1998). Blue satellite structure near He $_{\alpha}$ and He $_{\beta}$ and redistribution of level populations. *Physics Letters A*, 245(6) :548 – 554. 146

- Rosmej, F. B., Angelo, P., Schott, R., Galtier, E., Aouad, Y., Petitdemange, F., Tikhonchuk, V., Nicolai, P., Santos, J., Renner, O., Khattak, F. Y., Lisitsa, V. S., Honrubia, J. J., and Debayle, A. (2011). Ultra high resolution spectroscopy of hard X-ray line emission for diagnostics of suprathreshold electrons propagating in near solid density plasmas. *Projet accepté sur l'installation ELFIE du LULI*. 132
- Rosmej, F. B., Galtier, E., Riley, D., Dzelzainis, T., Heinmann, P., Khattak, F. Y., Lee, R. W., Nagler, B., Nelson, A., Tschentscher, T., Vinko, S. M., Whitcher, T., Toleikis, S., Fäustlin, R., Soberierski, R., Juha, L., Fajardo, M., Wark, J. W., Chalupsky, J., Hajkova, V., Krzywinski, J., Jurek, M., and Kozlova, M. (2010). XUV emission from autoionizing hole states induced by intense XUV-FEL at intensities up to 10^{17} W/cm². *Journal of Physics : Conference Series*, 244(4) :042028. 78
- Rosmej, F. B. and Lee, R. W. (2007). Hollow ion emission driven by pulsed intense X-ray fields. *EPL (Europhysics Letters)*, 77(2) :24001. 58, 80, 151
- Rosmej, F. B., Lee, R. W., Riley, D., Meyer-ter Vehn, J., Krenz, A., Tschentscher, T., Tauschwitz, A., Tauschwitz, A., Lisitsa, V. S., and Faenov, A. Y. (2007a). Warm dense matter and strongly coupled plasmas created by intense heavy ion beams and xuv-free electron laser : An overview of spectroscopic methods. *Journal of Physics : Conference Series*, 72(1) :012007. 3
- Rosmej, F. B., Lee, R. W., and Schneider, D. H. G. (2007b). A 10 fs X-ray emission switch driven by an intense X-ray free electron laser. *High Energy Density Physics*, 3(1-2) :218–224. Radiative Properties of Hot Dense Matter. 58, 80, 151
- Salomon, R. (1995). Reevaluating genetic algorithm performance under coordinate rotation of benchmark functions - a survey of some theoretical and practical aspects of genetic algorithms. *BioSystems*, 39 :263–278. 67, 162, 171
- Salzmann, D. (1998). *Atomic physics in hot plasmas*. The international series of monographs on physics 97. Oxford University Press. 2, 46, 47, 124
- Sareni, B. (1999). *Méthodes d'optimisation multimodales associées à la modélisation numérique en électromagnétisme*. PhD thesis, École Centrale de Lyon. 59
- Sauteret, C., Sautivet, A. M., Zou, J. P., and Maignan, J. (2000). Les structures amplificatrices de l'installation LULI2000. Technical Report NTIS : PB2001-106320 E4, LULI, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France. 103
- Schneider, J. R., Nielsen, R. H., Feldhaus, J., Keitel, B., Laasch, W., Schmäser, P., Sonntag, B., and Tiedtke, K. (2007). *FLASH, The Free Electron Laser in Hamburg*. Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Member of the Helmholtz Association. <http://flash.desy.de/>. xvii, 10, 18, 20
- Schott, R. (2003). *Étude des opacités des plasmas denses et chauds*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie. 114
- Sebban, S., Haroutunian, R., Balcou, P., Grillon, G., Rousse, A., Kazamias, S., Marin, T., Rousseau, J. P., Notebaert, L., Pittman, M., Chambaret, J. P., Antonetti, A., Hulin, D., Ros, D., Klisnick, A., Carillon, A., Jaeglé, P., Jamelot, G., and Wyart, J. F. (2001). Saturated amplification of a collisionally pumped optical-field-ionization soft x-ray laser at 41.8 nm. *Phys. Rev. Lett.*, 86(14) :3004–3007. 5
- Sebban, S., Mocek, T., Ros, D., Upcraft, L., Balcou, P., Haroutunian, R., Grillon, G., Rus, B., Klisnick, A., Carillon, A., Jamelot, G., Valentin, C., Rousse, A., Rousseau, J. P., Notebaert, L., Pittman, M., and Hulin, D. (2002). Demonstration of a ni-like kr optical-field-ionization collisional soft x-ray laser at 32.8 nm. *Phys. Rev. Lett.*, 89(25) :253901. 5
- Service, R. F. (1996). Computers : Can Chip Devices Keep Shrinking? *Science*, 274(5294) :1834–1836.

- Smoluchowski, R. (1967). Internal structure and energy emission of jupiter. *Nature*, 215 :691–695. 3
- Strickland, D. and Mourou, G. (1985). Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 55(6) :447–449. 102
- Suganthan, P. N., Hansen, N., Liang, J. J., Deb, K., Chen, Y.-P., Auger, A., and Tiwari, S. (2005). Problem definitions and evaluation criteria for the CEC 2005 special session on real-parameter optimization. Technical report, Nanyang Technological University, Singapore AND KanGAL Report n°2005005, IIT Kanpur, India. 67, 161, 162
- Tabak, M., Hammer, J., Glinsky, M. E., Kruer, W. L., Wilks, S. C., Woodworth, J., Campbell, E. M., Perry, M. D., and Mason, R. J. (1994). Ignition and high gain with ultrapowerful lasers. *Physics of Plasmas*, 1(5) :1626–1634. 132
- Talin, B., Calisti, A., Godbert, L., Stamm, R., Lee, R. W., and Klein, L. (1995). Frequency-fluctuation model for line-shape calculations in plasma spectroscopy. *Phys. Rev. A*, 51(3) :1918–1928. 51
- Tanaka, T. and Shintake, T., editors (2005). *SCSS XFEL, Conceptual Design Report*. RIKEN. <http://www-xfel.spring8.or.jp/>. xv, 10, 17, 152
- Thébault, J. P. and Godinho, C. (2003). Implantation de la salle d'expériences luli2000 : Milka. Technical Report D8, LULI, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France. 105
- Tiedtke, K., Feldhaus, J., Hahn, U., Jastrow, U., Nunez, T., Tschentscher, T., Bobashev, S. V., Sorokin, A. A., Hastings, J. B., Moller, S., Cibik, L., Gottwald, A., Hoehl, A., Kroth, U., Krumrey, M., Schoppe, H., Ulm, G., and Richter, M. (2008). Gas detectors for x-ray lasers. *Journal of Applied Physics*, 103(9) :094511. 28
- Tresca, O. (2007). Étude d'un jet de gaz. *Rapport de stage de M1*. 108
- Urch, D. (1994). Soft X-ray spectroscopy. *Journal de Physique III*, 4(9) :1613–1623. 88, 94
- Van Horn, H. M. (1991). Dense astrophysical plasmas. *Science*, 252 :384–389. 2
- Vinko, S. M., Zastra, U., Mazevet, S., Andreasson, J., Bajt, S., Burian, T., Chalupsky, J., Chapman, H. N., Cihelka, J., Doria, D., Döppner, T., Düsterer, S., Dzelzainis, T., Fäustlin, R. R., Fortmann, C., Förster, E., Galtier, E., Glenzer, S. H., Göde, S., Gregori, G., Hajdu, J., Hajkova, V., Heimann, P. A., Irsig, R., Juha, L., Jurek, M., Krzywinski, J., Laarmann, T., Lee, H. J., Lee, R. W. Li, B., Meiwes-Broer, K. H., Mithen, J. P., Nagler, B., Nelson, A. J., Przystawik, A., Redmer, R., Riley, D., Rosmej, F., Sobierajski, R., Tavella, F., Thiele, R., Tiggesbäumker, J., Toleikis, S., Tschentscher, T., Vysin, L., Whitcher, T. J., White, S., and Wark, J. S. (2010). Electronic structure of an XUV photogenerated solid-density aluminum plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 104(22) :225001. 78, 92, 150
- Vora, K. D., Shew, B. Y., Harvey, E. C., Hayes, J. P., and Peele, A. G. (2008). Sidewall slopes of SU-8 HARMST using deep X-ray lithography. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 18(3) :035037. 25
- Weise, T. (2009). *Global Optimization Algorithms - Theory and Application*. Self-Published, second edition. Online available at <http://www.it-weise.de/>. 58, 59
- Weizsäcker, C. S. (1934). *Z. Phys.*, 88 :612. 14, 16
- Whitley, D., Mathias, K., Rana, S., and Dzubera, J. (1995). Building better test functions. In Eshelman, L. and Kaufmann, M., editors, *Sixth International Conference on Genetic Algorithms*, pages 239–246. 67

- Whittaker, D. S., Fajardo, M., Zeitoun, P., Gautier, J., Oliva, E., Sebban, S., and Velarde, P. (2010). Producing ultrashort, ultraintense plasma-based soft-x-ray laser pulses by high-harmonic seeding. *Phys. Rev. A*, 81(4) :043836. [5](#)
- Williams, E. J. (1935). *kgl. Dansk. Vid. Selsk.*, 13. [14](#), [16](#)
- Wolpert, D. H. and Macready, W. G. (1995). No free-lunch theorems for search. Technical Report 95-02-010, Santa Fe Institute. [59](#)
- Xin-Hua, X., Ya-Qing, L., Pin-Zhong, F., and Ru-Xin, L. (2004). Spectral focusing characteristics of a grazing-incidence flat-field grating spectrometer. *Chinese Physics*, 13(11) :1826. [32](#)
- Yeh, J. and Lindau, I. (1985). Atomic subshell photoionization cross sections and asymmetry parameters : $1 < Z < 103$. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 32(1) :1–155. [48](#)
- Yeh, J.-J. (1993). *Atomic Calculation of Photoionization Cross-Sections and Asymmetry Parameters*. Gordon and Breach Science, Langhorne, PA. [48](#)
- Young, B. K. F., Osterheld, A. L., Price, D. F., Shepherd, R., Stewart, R. E., Faenov, A. Y., Magunov, A. I., Pikuz, T. A., Skobelev, I. Y., Flora, F., Bollanti, S., Di Lazzaro, P., Letardi, T., Grilli, A., Palladino, L., Reale, A., Scafati, A., and Reale, L. (1998). High-resolution X-ray spectrometer based on spherically bent crystals for investigations of femtosecond laser plasmas. *Review of Scientific Instruments*, 69(12) :4049–4053. [109](#), [116](#)
- Young, L., Kanter, E. P., Krässig, B., Li, Y., March, A. M., Pratt, S. T., Santra, R., Southworth, S. H., Rohringer, N., DiMauro, L. F., Doumy, G., Roedig, C. A., Berrah, N., Fang, L., Hoener, M., Bucksbaum, P. H., Cryan, J. P., Ghimire, S., Glowia, J. M., Reis, D. A., Bozek, J. D., Bostedt, C., and Messerschmidt, M. (2010). Femtosecond electronic response of atoms to ultra-intense X-rays. *Nature*, 466(7302) :56–61. [152](#)
- Zastrau, U. (2010). *Innovative XUV and X-ray Plasma Spectroscopy to explore Warm Dense Matter*. PhD thesis, Friedrich-Schiller-Universität. [92](#), [94](#)
- Zastrau, U., Fortmann, C., Fäustlin, R. R., Cao, L. F., Döppner, T., Düsterer, S., Glenzer, S. H., Gregori, G., Laarmann, T., Lee, H. J., Przystawik, A., Radcliffe, P., Reinholz, H., Röpke, G., Thiele, R., Tiggesbäumker, J., Truong, N. X., Toleikis, S., Uschmann, I., Wierling, A., Tschentscher, T., Förster, E., and Redmer, R. (2008). Bremsstrahlung and line spectroscopy of warm dense aluminum plasma heated by xuv free-electron-laser radiation. *Phys. Rev. E*, 78(6) :066406. [92](#)
- Zeitoun, P., Falvre, G., Sebban, S., Mocek, T., Hallou, A., Fajardo, M., Aubert, D., Balcou, P., Burgy, F., Douillet, D., Kazamias, S., de Lachèze-Murel, G., Lefrou, T., le Pape, S., Mercère, P., Merdji, H., Morlens, A. S., rousseau, J. P., and Valentin, C. (2004). A high-intensity highly coherent soft x-ray femtosecond laser seeded by a high harmonic beam. *Nature*, 43 :426–429. [5](#)

Index

A	
Algorithme génétique	54, 58
PIKAIA.....	61
RAMA	70, 73, 75, 157
B	
Bremsstrahlung	54, 81
C	
Code collisionnel-radiatif	
FLYCHK.....	52
MARIA.....	41
Code hydrodynamique	
XRAD.....	122
E	
Effet Auger	78
Effet Stark.....	50, 81
Électron supra-thermique	131
Équilibre thermodynamique local	
Après destruction du solide.....	76
Phase de recombinaison	45
F	
Film.....	110
Fonction multimodale	
basique.....	167
hybride.....	170
Fonction unimodale	163
G	
Générateur de nombres aléatoires	
double précision.....	66
simple précision	66
I	
Imaging Plate	110
L	
Laser à électrons libres.....	3, 9
N	
Nomenclature spectroscopique	49
P	
Photo-ionisation	47
R	
Recombinaison à trois corps	127
Recombinaison diélectronique	80
S	
SASE	13
Saturation de l'absorption.....	47
Spectromètre	
KIRK.....	105
Vertical Johann Spectrometer	134
W	
Warm Dense Matter.....	1

